

Prozesssimulation der Bauteil-Abschreckung in flüssigen Medien:
Zur Analyse des mehrphasigen Strömungs- und Wärmetransports in Siedeprozessen

Vom Fachbereich Produktionstechnik
der
UNIVERSITÄT BREMEN

zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte

Dissertation
von

Dipl.-Wi.-Ing. Paul Stark

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Udo Fritsching
Prof. Dr.-Ing. Hans-Werner Zoch

Tag der mündlichen Prüfung: 27. September 2013

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. habil. Udo Fritsching. Die Erstellung dieser Arbeit haben Sie als Betreuer, Gutachter und damit letztlich als Doktorvater ermöglicht und stets unterstützt.

Ebenso danke ich Prof. Dr.-Ing. Hans-Werner Zoch. Ihre wertvollen Hinweise und Anregungen bei der Begutachtung dieser Arbeit haben mir sehr weitergeholfen.

Darüber hinaus haben die Kolleginnen und Kollegen am Institut die Entstehung dieser Arbeit durch ihre fachliche Diskussion und Beratung begleitet. Durch eure freundschaftliche Unterstützung habe ich diese Zeit persönlich sehr genossen. Danke sehr, es hat mir mit euch viel Spaß gemacht.

Die emotionalen Höhen und Tiefen auf dem Weg zur Fertigstellung haben insbesondere meine Partnerin, aber auch meine Eltern und meine Schwester immer wieder miterlebt. Herzlichen Dank für eure stete Unterstützung. Mir ist bewusst, dass ich zeitweise sehr anstrengend für euch gewesen sein muss.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	III
Inhaltsverzeichnis	V
Formelverzeichnis	X
1 Zielsetzung	1
2 Aufbau der Arbeit	3
3 Grundlagen und Stand der Technik	5
3.1 Abschrecken im Rahmen der Wärmebehandlung von Stahlbauteilen	5
3.2 Einphasiger Wärmeübergang am längsangeströmten Zylinder	7
3.3 Wärmeübergang und Siedephasen beim Abschrecken in Flüssigkeiten	8
3.4 Einflussgrößen auf den Abschreckverlauf	11
3.4.1 Überblick	11
3.4.2 Eingrenzung im Rahmen dieser Arbeit	12
3.5 Abschreckung zylindrischer Bauteile	12
3.5.1 Siede- und Abkühlverlauf an vertikalen Oberflächen	12
3.5.2 Literaturübersicht	13
3.6 Dampfblasenbildung an einer heißen Oberfläche	22
3.7 Modellierungsansätze des Wärmeübergangs innerhalb einzelner Siedephasen ..	23
3.7.1 RPI-Wandsiedemodell (Blasensieden und Critical Heat Flux)	23
3.7.2 Inverted Annular Film Boiling - Modelle (Filmsiedephase)	25
3.7.3 Ein-Fluid-Modelle	26
3.7.4 Mehrfluid-Modelle (Euler-Euler-Ansatz)	27
4 Modellbildung zur Simulation von Abschreckvorgängen mit Siedephänomenen	30
4.1 Berechnung des zweiphasigen Strömungsfeldes	30
4.1.1 Grundsätzliche Annahmen	30
4.1.2 Erhaltungsgleichungen	31
4.1.3 Austauschterme für Impuls und Energie zwischen den Phasen	32

4.1.4	Dampfblasendurchmesser.....	33
4.1.5	Impulsaustausch	36
4.1.6	Energieaustausch	38
4.2	Implementierung des siedebedingten Phasenübergangs.....	39
4.2.1	Modellierungsansatz basierend auf dem Stoffübergangskoeffizienten.....	39
4.2.2	Modellierungsansatz basierend auf dem Wärmetransport und der Liquidtemperatur	40
4.3	Wärmeübergang vom Festkörper an die zweiphasige Strömung.....	45
4.3.1	Wärmestromdichte.....	45
4.3.2	Wärmeübergangskoeffizient (WÜK)	46
4.3.3	Nusseltzahl	47
4.4	Energietransport im Festkörper (Fourier-Gleichung).....	47
4.5	Erfassung von Phasenwechselvorgängen in Stahlbauteilen (Leblond-Ansatz)...	47
4.6	Berechnung der Härteverteilung.....	48
5	Simulation und Experiment.....	49
5.1	Strömungssimulation.....	49
5.1.1	Geometrie und Randbedingungen	49
5.1.2	Erstellte Gitterstruktur	52
5.1.3	Verwendete Solvareinstellungen.....	54
5.1.4	Simulationsablauf.....	55
5.2	Verifikationsexperimente	55
5.2.1	Aufbau	55
5.2.2	Versuchsablauf	58
5.2.3	Verwendete Werkstoffe.....	59
5.2.4	Härtemessung	59
5.3	Werkstoffsimulation.....	60
5.3.1	Geometrie und Randbedingungen	60

5.3.2	Simulationsablauf.....	61
5.3.3	Werkstoffzusammensetzung.....	62
5.4	Auswertemethoden und -definitionen	62
5.4.1	Auswertung des zeitabhängigen Dampffilmverhaltens.....	62
5.4.2	Bestimmung der Leidenfrosttemperatur.....	65
6	Ergebnisse und Diskussion.....	67
6.1	Einphasiges Flüssigkeitsströmungsfeld im Strömungsrohr.....	67
6.1.1	Strömungsgeschwindigkeitsverteilung im Leerrohr.....	68
6.1.2	Flüssigkeitsströmungsfeld am Probenkörper	70
6.1.3	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Ringspalt	72
6.1.4	Entrainment	74
6.1.5	Bewertung der Strömungsstruktur.....	74
6.1.6	Einphasiger stationärer Wärmeübergang am Probenkörper.....	76
6.1.7	Fazit	77
6.2	Siedeverlauf aus Simulation und Experiment im Vergleich	77
6.2.1	Verifikationsbeispiel: Tauchbadkühlung (ohne Anströmung).....	78
6.2.2	Zeitabhängige Positionen der Wiederbenetzungsfronten	80
6.2.3	Wiederbenetzungsstart an den Kanten des Bauteils	80
6.2.4	Siedefrontgeschwindigkeit	83
6.2.5	Dauer bis zum lokalen Siedefilmzusammenbruch	85
6.2.6	Gesamte Filmsiededauer	86
6.2.7	Position des vollständigen Filmzusammenbruchs.....	87
6.2.8	Lokale Leidenfrosttemperaturen aus Experiment und Simulation.....	88
6.2.9	Lokale Abkühlraten	94
6.3	Dampfzustand und -verteilung	96
6.3.1	Dampfgeschwindigkeiten	96
6.3.2	Dampftemperaturen.....	101

6.3.3	Dampfschichtdicke	103
6.4	Lokaler Wärmeübergang	105
6.4.1	Simulierter Wärmeübergang im Vergleich mit Literaturergebnissen	105
6.4.2	Lokale Verteilung des Wärmeübergangs an der Körperoberfläche	106
6.4.3	Zusammenhang zwischen der lokalen Abkühlkurve und dem lokalen Wärmeübergangskoeffizienten	107
6.4.4	Maximale lokale Wärmeübergangskoeffizienten	108
6.4.5	Lokale Oberflächentemperatur beim Erreichen des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten	109
6.5	Mittlere Leidenfrosttemperatur, Temperatur bei maximalem Wärmeübergang	110
6.6	Flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten	112
6.6.1	Teilflächen des Probenkörpers im Vergleich	112
6.6.2	Zeitabhängige Verläufe	114
6.6.3	Oberflächentemperaturabhängige Verläufe	115
6.6.4	Zeit- und flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten während des gesamten Siedeverlaufs	117
6.7	Variation der Liquidtemperatur	123
6.8	Härteverläufe	124
6.8.1	Temperaturverläufe im Bauteil	124
6.8.2	Oberflächenhärte	125
6.9	Richtlinien für den Abschreckprozess zylindrischer Bauteile in Flüssigkeiten	129
7	Zusammenfassung und Ausblick	131
8	Betreute Arbeiten	133
9	Veröffentlichungen	134
10	Literaturverzeichnis	136
A	Anhang	147
A.1	Modellparameter und Einflussgrößen im Simulationsmodell	147
A.1.1	Unterrelaxation der Dampfbildungsrate ϵ	147

A.1.2	Dampfblasendurchmesser.....	148
A.1.3	Impulsaustausch	150
A.1.4	Zellgröße des numerischen Gitters.....	151
A.1.5	Druckeinflüsse.....	152
A.1.6	Einfluss der Wärmestrahlung	152
A.2	Stoffwerte	154

Formelverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Abkürzung	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Fläche
c_p	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Spezifische Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
d_h	m	hydraulischer Durchmesser
f	Hz	Frequenz
g	m s^{-2}	Erdbeschleunigung
h	J kg^{-1}	Enthalpie
H_R	HRC	Rockwell-Härte
H_v	HV	Vickers-Härte
k	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	turbulente kinetische Energie
L	m	Länge
M_s	K	Martensitstarttemperatur
p	N m^{-2}	Druck
\dot{q}	W m^{-2}	Wärmestromdichte
P		Volumetrischer Phasenanteil im Werkstoff
\tilde{q}_{pq}	W m^{-3}	volumetrische Wärmestromdichte
Q	J	Wärmemenge
r	m	radiale Koordinate
\bar{R}_{pq}	$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$	Impulsaustauschterm
S_e	W m^{-3}	Quellterm in der Energieerhaltungsgleichung
S_m	$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$	Quellterm in der Massenerhaltungsgleichung
S_{mom}	N m^{-3}	Quellterm in der Impulserhaltungsgleichung
t	s	Zeit

Abkürzung	Einheit	Bedeutung
T	K	Temperatur
T _{siede}	K	Siedetemperatur
T _{sub}	K	Fluidunterkühlung, $T_{\text{sub}} = T_{\text{siede}} - T_{\text{liquid}}$
T _{sup}	K	Wandüberhitzung, $T_{\text{sup}} = T_{\text{siede}} - T_{\text{wand}}$
v	m s ⁻¹	Geschwindigkeit
V	m ³	Volumen
V _r	K / h	Abkühlrate bei T _{sup} = 600 K
x	m	Abstand zum Düsenauslass
x ₀	m	Kernlänge
z	m	axiale Koordinate

Griechische Buchstaben

Abkürzung	Einheit	Bedeutung
α		volumetrischer Phasenanteil (flüssig / Dampf)
α	W m ⁻² K ⁻¹	Wärmeübergangskoeffizient
$\tilde{\alpha}$	W m ⁻³ K ⁻¹	volumetrischer Wärmeübergangskoeffizient
β	m ³ m ⁻² s ⁻¹	Stoffübergangskoeffizient
β	K ⁻¹	volumetrischer Expansionskoeffizient
δ	m	(Dampf-)schichtdicke
ε	[-]	Unterrelaxationsparameter
Δh_v	J kg ⁻¹	Verdampfungsenthalpie
Δn	m	wandnormaler Abstand
Δt_s	s	Zeitschritt
λ	W m ⁻¹ K ⁻¹	Wärmeleitfähigkeit
η	kg m ⁻¹ s ⁻¹	dynamische Viskosität
ρ	kg m ⁻³	Dichte

Abkürzung	Einheit	Bedeutung
σ	N m^{-1}	Oberflächenspannung
τ	s	partikuläre Relaxationszeit
ω	s^{-1}	Wirbelfrequenz

Dimensionslose Größen

Abkürzung	Bedeutung
Bi	Biot-Zahl
c_D	Widerstandsbeiwert
m	Mischzahl
Nu	Nusseltzahl
Pr	Prandtlzahl
Re	Reynoldszahl
α	volumetrischer Phasenanteil
ε	Emissivität

Subskripts / Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
0	bei Einlassbedingungen
b	Blase
int	am Interface bzw. an der Phasengrenzfläche
LFT	Leidenfrosttemperatur
liq	Liquidphase
max	Maximum
p, q	Phasenindikatoren
ref	Referenz- / Bezugswert
siede	bei Siedetemperatur
sub	Unterkühlung

Abkürzung	Bedeutung
sup	Wandüberhitzung
vap	Dampfphase
wand	an der Körperoberfläche
WÜK	Wärmeübergangskoeffizient

1 Zielsetzung

Ein grundlegendes physikalisches Verständnis des Abschreckprozesses im Rahmen der Wärmebehandlung metallischer Bauteile ist entscheidend, um den Wärmebehandlungsprozess und das Produkt in Bezug auf die erreichbare Härte des Bauteils bei gleichzeitig minimalem Bauteilverzug zu optimieren. Zur Einstellung der dazu notwendigen Gefügestrukturen im Werkstoff muss das Bauteil in der Regel mit definierter, hoher Geschwindigkeit in einer Flüssigkeit abgekühlt werden. Auftretende Siedephänomene an der heißen Bauteiloberfläche beeinflussen in stark zeitabhängiger Weise den lokalen Benetzungszustand des Bauteils mit Flüssigkeit und damit auch den lokalen Wärmeübergang am Bauteil. Hohe Temperaturgradienten im Bauteil während des Abkühlprozesses können die Folge sein, die zu Inhomogenitäten bezüglich der Gefüge- und Härteverteilung sowie zu Verzügen des Bauteils nach dem Abschrecken führen können.

Ziel dieser Arbeit ist eine modellbasierte Analyse des Strömungs- und Wärmetransports sowie der resultierenden Bauteileigenschaften beim Abschrecken von Bauteilen in Flüssigkeiten. Der Einfluss wichtiger Abschreckprozessparameter, insbesondere der Anströmgeschwindigkeit und der Anströmrichtung, auf den Siedeverlauf soll im Rahmen dieser Arbeit anhand von Bauteil-Modellgeometrien untersucht werden. Die Kenntnis der zweiphasigen Strömung unter Berücksichtigung des temperaturbedingten Phasenübergangs zwischen Liquid- und Dampfphase ist notwendig, um die lokale und zeitliche Verteilung des Wärmeübergangs an der Bauteiloberfläche vorhersagen zu können. Die lokalen Wärmeübergänge stellen dabei die wesentliche Kenngröße zur Verknüpfung der strömungsinduzierten Vorgänge nahe der Bauteiloberfläche mit den daraus resultierenden Abkühlverläufen während des Abschreckens im Bauteil selbst dar. Dabei wird die Kopplung des zeit- und ortsabhängigen zweiphasigen Strömungsfeldes (flüssig / dampfförmig) und der daraus resultierend Abkühlung des Körpers im Modell berücksichtigt. In dieser Arbeit ist die Abbildung dieser Vorgänge mittels numerischer Prozesssimulationen unter Einbezug eines Modells zur Berechnung des Phasenübergangs vorgesehen. Existierende Ansätze und Veröffentlichungen konzentrieren sich bisher auf die isolierte Betrachtung der einzelnen Siedephasen, während in dieser Arbeit die Erarbeitung eines siedephasenübergreifenden Ansatzes angestrebt wird. Dieses Modell ermöglicht die Ableitung und Analyse verschiedener lokaler Prozessgrößen wie z.B. der Siedephasenübergänge und der Leidenfrosttemperatur an der Körperoberfläche sowie der Strömungs- und Temperaturverhältnisse im Dampffilm selbst. Diese Prozesszustände sind ansonsten nicht oder nur schwer während des instationären Abschreckprozesses am Bauteil zugänglich.

Betrachtet wird darüber hinaus, in welcher Weise die Anströmbedingungen in einer erzwungenen Flüssigkeitsströmung eine direkte Beeinflussung des Siedeverlaufs und somit auch des Abkühlverlaufs des Bauteils ermöglicht und somit zur gezielten Steuerung des Abschreckergebnisses herangezogen werden kann.

In einem zweiten Simulationsschritt (s. Bild 1) werden die zeit- und ortsabhängigen Wärmeübergangskoeffizienten aus dem ersten Simulationsschritt auf der Oberfläche des Bauteils als Randbedingungen in der Werkstoffsimulation verwendet. Auf Grundlage der lokalen Abkühlverläufe im Bauteil wird die Phasenumwandlung von Austenit zu Martensit bzw. den ferritisch-perlitischen oder bainitischen Phasen berechnet.

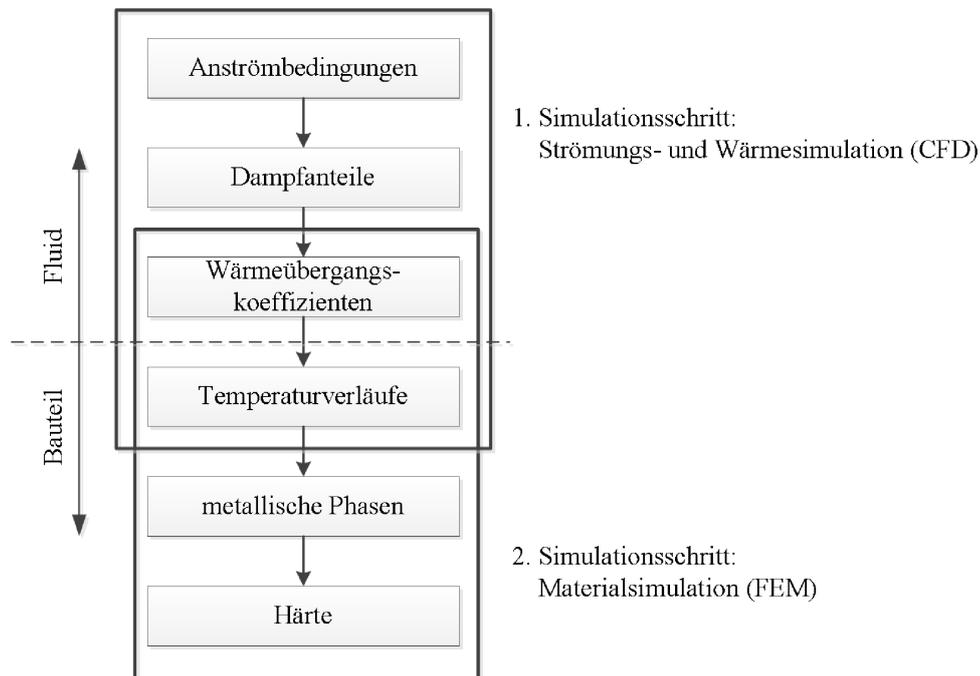


Bild 1: Aufbau und Schritte des Prozesssimulationsmodells

Die mittels Werkstoffsimulationen berechneten lokalen Phasenverteilungen im Bauteil ermöglichen die Vorhersage der aus dem Abschreckverlauf resultierenden Werkstückeigenschaften (Härteverläufe in Oberflächennähe). Die Simulationsergebnisse werden mit Ergebnissen aus experimentellen Abschreckuntersuchungen an metallischen Probenkörpern im Flüssigkeitsströmungsfeld verifiziert. Auf diese Weise soll eine Überprüfung und Verbesserung der verwendeten Simulationsmodelle und so eine verbesserte Vorhersagbarkeit des Abschreckergebnisses in Abhängigkeit von einigen wenigen, vom Anwender der Abschreckeinrichtung in möglichst einfacher Weise einstellbaren Anströmparametern erzielt werden.

2 Aufbau der Arbeit

Einleitend werden in Kapitel 3 die theoretischen Grundlagen sowie der Stand des Wissens zum Wärmeübergang beim Sieden an heißen Oberflächen vor dem Hintergrund des Abschreckprozesses metallischer Bauteile zusammengefasst. Gleichzeitig wird ein Überblick zu existierenden Modellierungsansätzen von Siedeprozessen gegeben, wobei auf deren Vorteile und Limitierungen eingegangen wird.

Im Kapitel 4 werden die Grundlagen des in dieser Arbeit entwickelten siedephasenübergreifenden Simulationsmodells des Abschreckprozesses von Bauteilen in Flüssigkeiten vorgestellt. Das Modell ermöglicht die Berechnung der gekoppelten, instationären zweiphasigen Strömungsstruktur (inklusive des siedebedingten Übergangs zwischen der Flüssigkeits- und der Dampfphase) sowie des daraus resultierenden zeit- und ortsabhängigen Wärmeübergangs an der Bauteiloberfläche. Es werden hierfür die Erhaltungsgleichungen und die verschiedenen Kopplungsterme zwischen den Phasen (insbes. Energie- und Impulsaustausch) dargestellt. Der Fokus der Modellentwicklung liegt auf den geeigneten Quell- und Senkentermen zur Erfassung der Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge.

In den Kapiteln 5.1 bis 5.3 werden die untersuchte Geometrie, die Randbedingungen und die erstellten numerischen Gitter in den durchgeführten Strömungs- und Werkstoffsimulationen vorgestellt. Anschließend wird der Versuchsaufbau und -ablauf innerhalb der Verifikationsexperimente zum Abschreckverlauf im Flüssigkeitsströmungsfeld beschrieben. Im Abschnitt 5.4 werden die Methoden und Definitionen dargestellt, die bei der Erarbeitung und Analyse der Ergebnisse innerhalb dieser Arbeit verwendet worden sind.

Das Kapitel 6 umfasst die Vorstellung und Analyse der erzielten Ergebnisse. In Kapitel 6.1 wird das einphasige Strömungsfeld der Liquidphase im Strömungsrohr der Abschreckvorrichtung erläutert. Der Abschnitt 6.2 zeigt vergleichend die zeit- und ortsabhängigen Siedeabläufe aus Simulation und Experiment, bestehend aus dem Zeitpunkt des Ablösens der Siedefronten und deren Bewegung über die Körperoberfläche, und bringt diese mit den resultierenden lokalen Temperaturverläufen im Bauteil in Zusammenhang. Damit soll die Eignung des entwickelten Modellansatzes demonstriert werden, um die lokalen und zeitabhängigen Strömungs- und Wärmeübergangsvorgänge während des gesamten Abschreckprozesses bei verschiedenen Anströmbedingungen und Strömungsstrukturen der flüssigen Phase abzubilden bzw. vorherzusagen.

Die Auswertung weiterführender, experimentell nicht oder nur schwer zugänglicher Größen aus der Strömungssimulation (lokale Leidenfrosttemperatur, Verläufe der Dampftemperaturen und -geschwindigkeiten an der Körperoberfläche, lokale und temperaturabhängige

ge Dampfschichtdicken) erfolgt ab Kapitel 6.3. Dabei wird insbesondere auf den Einfluss der Strömungskinetik auf den Verlauf des Abschreckprozesses und die zeit- und ortsabhängigen Wärmeübergangskoeffizienten eingegangen.

Die aus dem Siedeverlauf am Körper resultierenden Härteverläufe an der Bauteiloberfläche aus Experiment und Werkstoffsimulation werden in Kapitel 6.8 ausgewertet und verglichen. Dabei werden die Einflüsse der Strömungsstruktur der Liquidphase sowie der Anströmgeschwindigkeit auf die resultierenden Materialeigenschaften von Bauteilen im Abschreckprozess in Flüssigkeiten aufgezeigt.

In Anhang A wird der Einfluss der Modellgrößen und -parameter auf die zweiphasige Strömungsstruktur und den resultierenden Wärmeübergang sowie ein mögliches Optimierungspotenzial im entwickelten Siedemodell diskutiert.

3 Grundlagen und Stand der Technik

3.1 Abschrecken im Rahmen der Wärmebehandlung von Stahlbauteilen

Zur Einstellung von Material- und Bauteileigenschaften werden metallische Bauteile und Komponenten aus Stahllegierungen wärmebehandelt, um Gefügestände im Werkstoff zu erreichen, die hinsichtlich Härte, Festigkeit und Zähigkeit die gewünschten Funktionen des finalen Bauteils ermöglichen [Bargel et al., 2008]. Ausgehend von einer zumeist austenitischen Gefügestruktur (bei untereutektoidischen Stählen), die nach Erwärmen und Halten des gesamten Bauteilquerschnitts auf ausreichend hohen Temperaturen vorliegt, muss das Material hinreichend schnell abgekühlt werden, so dass die Diffusion von Kohlenstoff im Gefüge des Werkstoffs unterdrückt wird und damit ein spontanes Umklappen des Kristallgitters vom kubisch-flächenzentrierten zum kubisch-raumzentrierten bzw. tetragonalen Gittertyp stattfindet. Das auf diese Weise geschaffene martensitische Gefüge weist eine hohe Härte auf, so dass in Abschreckprozessen typischerweise eine möglichst hohe, sowie gezielt einstellbare und homogene Abkühlung des Bauteils zur Einstellung der gewünschten Gefügestruktur angestrebt wird. Wird die zur martensitischen Umwandlung notwendige kritische Abkühlgeschwindigkeit nicht erreicht, so liegen in diesen Bereichen nach dem Abschrecken stattdessen ferritisch-perlitische oder bainitische Gefügestrukturen vor.

Zeitliche und/oder örtliche Abweichungen hinsichtlich der Abkühlintensität resultieren in hohen Temperaturgradienten im Bauteil, die aufgrund der thermisch bedingten unterschiedlichen Ausdehnung des Materials zu Spannungen führen können. Zusätzlich geht die martensitische Umwandlung mit einer Volumenzunahme einher, so dass auf diese Weise zusätzliche Umwandlungsspannungen im Bauteil erzeugt werden können. Beide Einflüsse können sich in Form von Bauteilverzügen auf die Bauteilfunktion auswirken, auch wenn die sonstigen Bauteileigenschaften die vom Anwender gestellten Anforderungen prinzipiell erfüllen. In vereinfachter Form besteht der Wärmebehandlungsprozess von Stahlbauteilen aus drei Schritten [Boyer und Cary, 1989]:

- Austenitisieren: Durch Aufheizen und Halten des Werkstücks auf Temperaturen von üblicherweise ca. 800 - 900 °C über einen ausreichend langen Zeitraum wird im gesamten Bauteilquerschnitt das Ausgangsgefüge für den folgenden Abschreckprozess eingestellt.
- Abschrecken: Durch beschleunigtes Abkühlen werden im Werkstoff Ungleichgewichtszustände erzeugt, da die Diffusionsvorgänge des Kohlenstoffs im Gefüge mit

sinkender Temperatur langsamer ablaufen. Die zu erwartenden Gefügearten und Härtewerte für verschiedene Abschreckverläufe werden in werkstoffspezifischen Zeit-Temperatur-Umwandlungsdiagrammen (ZTU) dargestellt (s. Bild 2) [Rose et al., 1972].

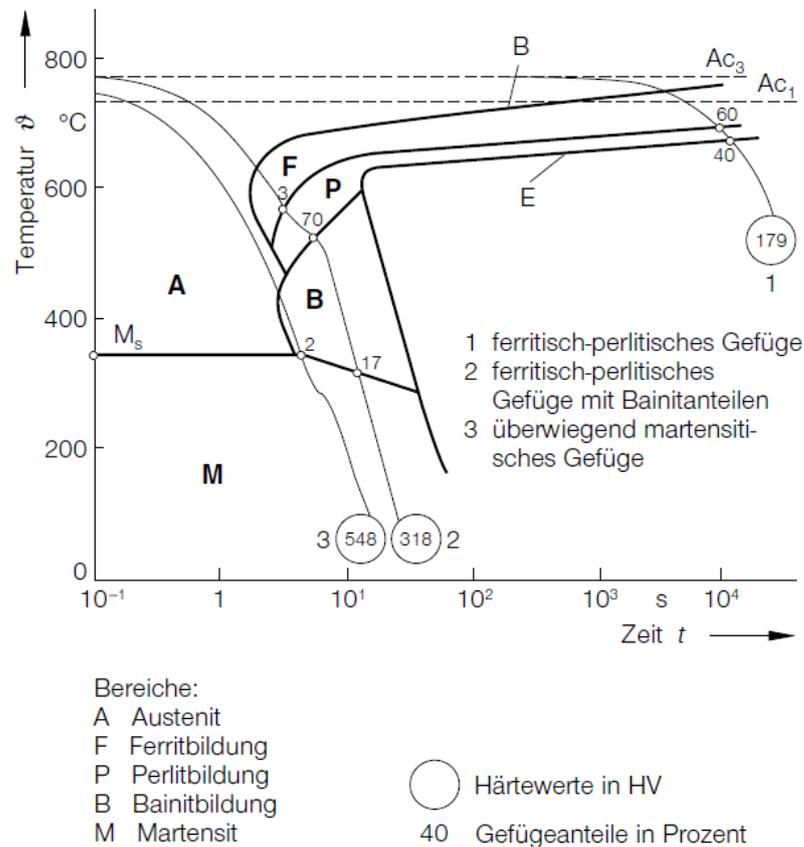


Bild 2: ZTU-Diagramm für einen unlegierten Stahl mit 0,45 % Kohlenstoffanteil
 [Max-Planck-Institut für Eisenforschung, 2005]

Bei eher geringen Abkühlgeschwindigkeiten bilden sich bainitische oder ferritisch-perlitische Gefügestrukturen (Bereiche B, F und P in Bild 2) aus. Wird jedoch eine kritische Abschreckgeschwindigkeit überschritten, tritt eine diffusionslose, extrem schnelle Umwandlung zum martensitischen Gefüge (M) ein, die mit einem Umklappen der Gitterstruktur des Kristalls und einer deutlichen Steigerung der Härte einhergeht [Worch et al., 2011].

- Anlassen: Um der Sprödigkeit des martensitisch geprägten Gefüges entgegenzuwirken, folgt meist ein Aufheizen und Halten des Bauteils auf vergleichsweise geringe Temperaturen (je nach Legierungszustand bei Temperaturen bis maximal 650 °C [Bargel et al., 2008]). Auf diese Weise werden Verspannungen im Bauteil gelöst, wodurch die Zähigkeit des Materials steigt und gleichzeitig die Härte abnimmt.

3.2 Einphasiger Wärmeübergang am längsangeströmten Zylinder

Als Modellbauteil-Geometrien werden in dieser Arbeit insbesondere zylindrische bzw. wellenförmige Bauteile betrachtet. Der einphasige Wärmeübergang am längsangeströmten Kreiszyylinder bei konstanter Wandtemperatur kann gemäß [VDI, 2006] an der überströmten ebenen Platte analytisch berechnet werden (bei vergleichsweise geringer Krümmung der Mantelfläche liegt der Fehler bei weniger als 2 %). Bild 3 zeigt den Verlauf der lokalen Nusseltzahl Nu_z (z als charakteristische Länge) und flächengemittelten Nusseltzahl Nu_L (charakteristische Länge L) sowie des Wärmeübergangskoeffizienten $WÜK$ (s. Kapitel 4.3.2 und 4.3.3) bei laminar geprägter Grenzschichtströmung an der Mantelfläche für einen Zylinder mit einer Länge $L = 150$ mm und dem Durchmesser $d \ll L$.

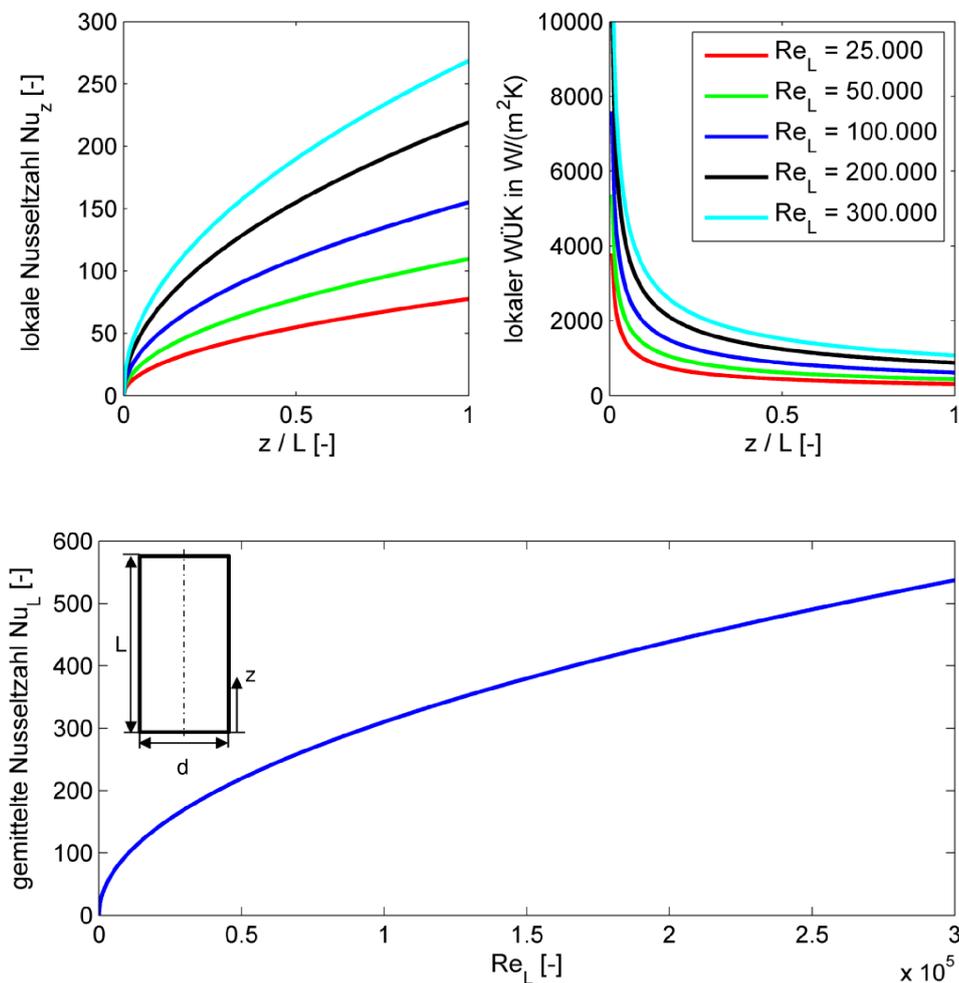


Bild 3: Lokale Nusseltzahl Nu_z (oben links) und lokaler Wärmeübergangskoeffizient $WÜK$ (oben rechts) sowie die flächengemittelte Nusseltzahl Nu_L auf der Mantelfläche eines längsangeströmten Zylinders (unten) gemäß VDI-Wärmeatlas [VDI, 2006]

Die in Bild 3 dargestellten Größen sind definiert als:

$$\text{Nu}_z = \frac{\alpha(z) \cdot z}{\lambda_{\text{fluid}}}, \quad \text{Gl. 1}$$

$$\text{Nu}_L = \frac{\bar{\alpha} \cdot L}{\lambda_{\text{fluid}}}, \quad \text{Gl. 2}$$

$$\text{Re}_L = \frac{\rho \cdot v_0 \cdot L}{\eta}. \quad \text{Gl. 3}$$

Der lokale WÜK zeigt dabei seine maximalen Werte im Bereich hinter der direkt der ein-treffenden Strömung ausgesetzten Stirnfläche des zylindrischen Körpers. Mit steigendem Abstand z / L sinkt der Wärmeübergang ab, um sich stromabwärts nahezu konstanten Wer-ten anzunähern.

Eine detaillierte Untersuchung des lokalen Wärmeübergangs am längsangeströmten zylind-rischen Körper bei laminarer und turbulent geprägter Grenzschichtströmung findet sich in [Wiberg und Lior, 2005]. Eine Übersicht zu den Grundlagen der Gasabschreckung sowie Korrelationen zur Vorhersage des Wärmeübergangs für verschiedenen Abschreckgase so-wie Strömungs- und Druckbedingungen finden sich in [Lhote und Delcourt, 1992] und [Totten et al., 2011]. Auf den Einfluss der Anordnung mehrerer gleichförmiger Bauteile bei der Chargenabschreckung hinsichtlich der lokalen Wärmeübergangsbedingungen geht beispielweise die Arbeit von [Macchion et al., 2006] ein.

3.3 Wärmeübergang und Siedephasen beim Abschrecken in Flüs-sigkeiten

Der Abschreckvorgang von Bauteilen in Gasen und Flüssigkeiten ist Gegenstand aktueller Untersuchungen, da dieser Prozess aufgrund der hohen Energieintensität und der Komple-xität der ablaufenden strömungs- und werkstofftechnischen Vorgänge in der industriellen Anwendung ein hohes Optimierungspotenzial aufweist. Ziel der Prozessoptimierung ist stets die vorhersagbare und reproduzierbare Einstellung der notwendigen lokalen Abkühl-verläufe am Bauteil zum Erzielen einer gewünschten Gefügestruktur sowie der resultieren-den Härteverteilung [Davis, 2007; Totten et al., 2011].

Bei der Verwendung von Luft oder technischen Gasen als Abschreckmedien können nur relativ niedrige Wärmübergangskoeffizienten bis etwa $2000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ erzielt werden [Lior, 2004], so dass häufig Flüssigkeiten wie Wasser, Polymerlösungen oder Öle verwendet werden, um Wärmübergangskoeffizienten bis ca. $60.000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ zu ermöglichen [Davis, 2007]. Auf diese Weise lassen sich die zur Erreichung der martensitischen Umwandlung

notwendigen, hohen Abkühlgeschwindigkeiten erzielen, jedoch sind die lokalen Abkühlbedingungen aufgrund von Siedevorgängen bei der Abschreckung mit Flüssigkeiten stark zeit- bzw. temperaturabhängig [Liščić, 2009].

Im Rahmen des Abschreckprozesses werden metallische Bauteile zumeist kontinuierlich ausgehend von Temperaturen im Bereich von typischerweise 850 °C – 950 °C bis auf Raumtemperatur abgekühlt. Das Abschreckmedium wird in der Nähe der heißen Bauteiloberfläche stark erhitzt, so dass bei Flüssigkeiten beim Überschreiten der Siedetemperatur ein Phasenübergang (Verdampfung) stattfinden kann. Der resultierende (mittlere) Wärmeübergang der heißen Oberfläche in Abhängigkeit von der Wandübertemperatur bzw. von der Wandüberhitzung wurde von [Nukiyama, 1966] beschrieben (s. Bild 4).

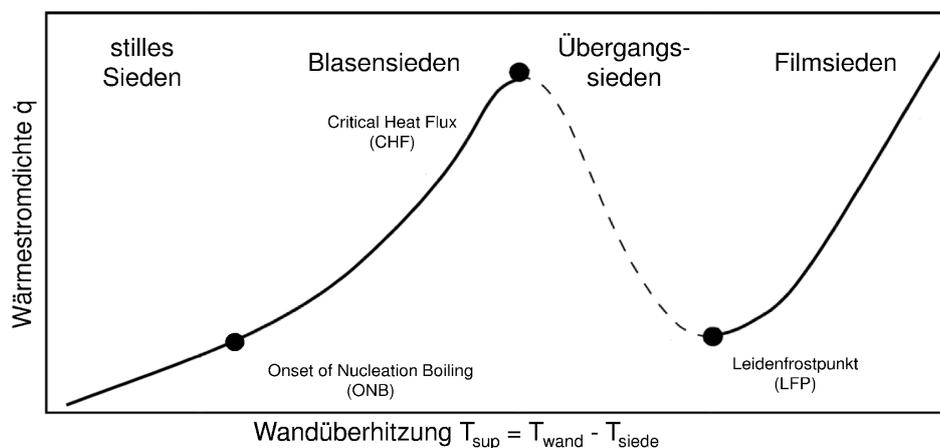


Bild 4: Nukiyama-Kurve des (mittleren) Wärmestroms beim Sieden von Flüssigkeiten
(nach [Gradeck et al., 2009; Herwig und Moschallski, 2006])

Bei der Abschreckung von Bauteilen in Flüssigkeiten können die Siedephasen, wie in Bild 5 dargestellt, an verschiedenen Orten auf der Bauteiloberfläche gleichzeitig auftreten. Starke lokale und zeitliche Abhängigkeiten des Wärmeübergangskoeffizienten und damit erhebliche Temperaturgradienten im Bauteil bei der Abkühlung sind die Folge. Zu Beginn des Abschreckprozesses bei hohen Bauteiltemperaturen im Bereich der Austenitisierungstemperatur (bei Stählen typischerweise ca. 850 °C – 950 °C) ist die Temperaturdifferenz zwischen Bauteiloberfläche und Fluid hoch genug, so dass die entstehenden Dampfanteile nicht von der Strömung abtransportiert werden. Zumindest bereichsweise entsteht ein geschlossener Dampffilm, der geringe Wärmeübergänge bewirkt (**Filmsieden**). Treibende Mechanismen des Wärmeübergangs sind in diesem Bereich Wärmeleitung und Konvektion im Dampffilm sowie Wärmestrahlung zwischen der heißen Bauteiloberfläche und der Grenzschicht zwischen Dampf und Flüssigkeit. Verdampfung und Kondensation finden während dieser Siedephase nicht mehr direkt an der heißen Wand, sondern an der Phasen-

grenzfläche zwischen dem geschlossenen Dampfteil und der darüber angeordneten Flüssigkeitsphase statt.

Sinkt die Temperatur des Bauteils während der Abkühlung, bricht am **Leidenfrostpunkt (LFP)** der Dampfteil zusammen. Die Wiederbenetzung der Oberfläche beginnt typischerweise an den Kanten des Bauteils, zunächst an der unteren Seite, da diese eine größere Oberfläche zur Auskühlung bietet und aufgrund der höheren Krümmung der Phasengrenzschicht hier bei der Tauchbadkühlung zuerst ein Zusammenbruch stattfindet (s. Kapitel 3.5.1) [Tensi und Stich, 1992; Tensi und Stich, 1994].

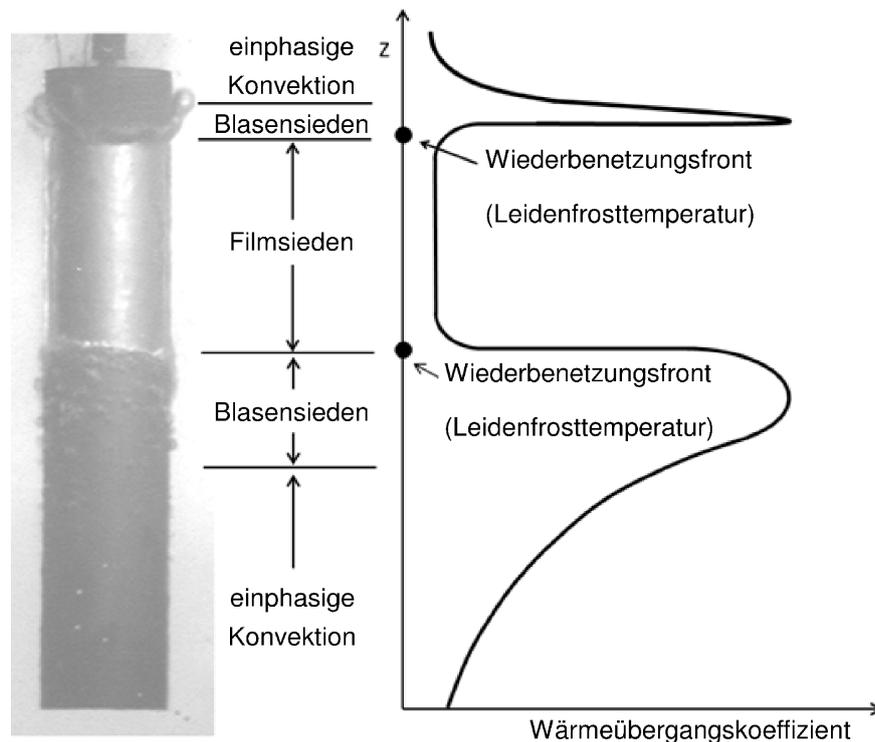


Bild 5: Siedephasen und der Wärmeübergangskoeffizienten zu einem Zeitpunkt während der Wasserbadabschreckung eines Zylinders aus Stahl

(\varnothing 30 mm x 150 mm, $T_{liq} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$, ohne Badumwälzung, Material: 1.4305)

Während des **Übergangssiedens** bewegen sich (je nach Bauteilgeometrie) in der Regel mehrere Siedefronten auf die zentralen Stellen der Oberfläche zu, bis der Dampfteil auf der gesamten Oberfläche zusammengebrochen ist. Charakterisiert wird dies durch den maximal realisierbaren Wärmestrom während des Abkühlvorgangs, dem **Critical Heat Flux (CHF)**. In den wieder mit Flüssigkeit benetzten Bauteilabschnitten resultiert die weiter auftretende Blasenbildung in sehr hohen Wärmeübergängen (**Blasensieden**), da zusätzlich zur konvektiv abgeführten Wärme Energie in Form von Verdampfungsenthalpie „verbraucht“ wird, woraus eine äußerst effektive Kühlung der Oberfläche bei vergleichsweise

geringen Wandübertemperaturen resultiert. Zusätzlich sorgt der Dampfblasenaufstieg für eine Durchmischung des Liquids und bewirkt damit zusätzlich eine verbesserte konvektive Wärmeabfuhr.

Für nur noch sehr geringe Wandüberhitzungen folgt die Phase des „**stillen Siedens**“ bzw. des konvektiven einphasigen Wärmeübergangs, in der keine Verdampfung mehr erfolgt und der Wärmeübergang vom Bauteil durch die Gesetzmäßigkeiten in einphasigen Strömungen beschrieben werden kann [Liščić und Tensi, 1992].

3.4 Einflussgrößen auf den Abschreckverlauf

3.4.1 Überblick

In der einschlägigen Literatur werden die folgenden Parameter als entscheidend für den Abkühlverlauf und das Abschreckergebnis beim Flüssigkeitsabschrecken für eine gegebene Bauteilgeometrie angegeben [Boyer, 1989; Boyer und Cary, 1989; Davis, 2007; Liščić und Tensi, 1992]:

- Abschreckmedium: Während die Verwendung von Wasser sehr hohe Abkühlintensitäten zulässt, weisen gängige Abschrecköle relativ geringe Abschreckraten bei deutlich weniger stark ausgeprägtem Leidenfrosteffekt auf. Die „Lücke“ bezüglich den erzielbaren Abkühlintensitäten zwischen Wasser und Öl kann durch Verwendung von Polymerlösungen geschlossen werden.
- Fluidtemperatur: Eine Erhöhung der Badtemperatur führt zu einer Verlangsamung der Abkühlung und zu einer Veränderung der Abfolge der Siedephasen am Bauteil, wobei dieser Zusammenhang meist stark nichtlinear ist. Die gezielte Einstellung dieses Parameters ist somit notwendig. Zusätzlich ist eine Regelung der Badtemperatur in engen Grenzen erforderlich, um ein reproduzierbares Abschreckergebnis zu erhalten.
- Bauteilanströmung: Der Abtransport des in Bauteilnähe gebildeten Dampfes kann durch eine im einfachsten Falle ungerichtete Badbewegung (z.B. mittels Rührvorrichtung) hinsichtlich Homogenisierung und Reproduzierbarkeit des Abschreckprozesses deutlich verbessert werden. Eine an die Bauteilgeometrie lokal angepasste Anströmung (z.B. durch ein flexibles Jetdüsenfeld) kann gezielt einen Zusammenbruch des Dampffilms beschleunigen oder sogar unmittelbar herbeiführen und so das Abschreckverhalten in gewünschter Weise beeinflussen.
- Badverschmutzung: Verunreinigungen des Abschreckbades z.B. infolge häufiger Prozesswiederholungen führen zu einem deutlich veränderten Siedeverhalten und

bewirken deshalb unterschiedliche Abschreckverläufe, so dass im industriellen Umfeld eine entsprechende Säuberung / Filterung des Abschreckmediums vorzusehen ist.

- Oberflächenbeschaffenheit: Eine ansteigende Rauheit der metallischen Oberfläche oder Verunreinigungen der Bauteiloberfläche führen aufgrund der Störung der wandnahen Strömungsstruktur tendenziell zu höheren Abkühlgeschwindigkeiten und einem beschleunigten Dampffilmzusammenbruch. Oxidationsschichten als Resultat des Aufheizvorgangs (an Umgebungsluft) an der Oberfläche können hingegen isolierend wirken und eine geringere Abkühlgeschwindigkeit verursachen.

3.4.2 Eingrenzung im Rahmen dieser Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wird vorrangig der Einfluss einer parallelen Umströmung eines aufrecht stehenden zylindrischen Bauteils untersucht. Als flüssiges Abschreckmedium wird Wasser bei einer konstanten Temperatur (bei Abschreckbeginn) untersucht. Der Einfluss von Badverschmutzungen sowie verschiedener Oberflächenbeschaffenheiten ist hier nur der Vollständigkeit halber angeführt und wird im weiteren Verlauf der Arbeit nicht detailliert betrachtet. Als Modellwerkstoff werden Stahllegierungen betrachtet.

3.5 Abschreckung zylindrischer Bauteile

3.5.1 Siede- und Abkühlverlauf an vertikalen Oberflächen

Zylinderförmige metallische Bauteile werden zur Abschreckung häufig in vertikaler Ausrichtung in flüssigen Medien angeordnet und dabei entweder ruhend (Tauchbadabschreckung) oder von unten mit einer aus axialer Richtung eintreffenden Strömung mit vergleichsweise geringen Geschwindigkeiten (s. Kapitel 3.4) beaufschlagt. Die unterschiedlichen Benetzungszustände bzw. Siedephasen (s. Kapitel 3.2) zu verschiedenen Zeitpunkten auf der Oberfläche des zylindrischen Probenkörpers können Bild 6 (links) entnommen werden, das anhand von Momentaufnahmen den zeitlichen Verlauf des Dampffilmzusammenbruchs an der unteren Kante des Körpers und die aufwärts wandernde Wiederbenetzungsfrent zeigt. Zeitverzögert ist ebenfalls das Ablösen der Siedefront von der oberen Kante zu erkennen.

Zusätzlich ist in Bild 6 (rechts) für einen Punkt im zylindrischen Probenkörper in unmittelbarer Wandnähe der qualitative Verlauf des aus der zeit- und ortsabhängigen Verteilung der Siedephasen resultierenden Abkühlverhaltens gezeigt. Zu erkennen ist der niedrige Wärmeübergang zu Beginn des Abschreckprozesses, der sich im flachen Verlauf der Ab-

kühlkurve äußert, gefolgt von dem steilen Temperaturabfall nach Zusammenbruch des Siedefilms am Leidenfrostpunkt [Carbajo, 1985].

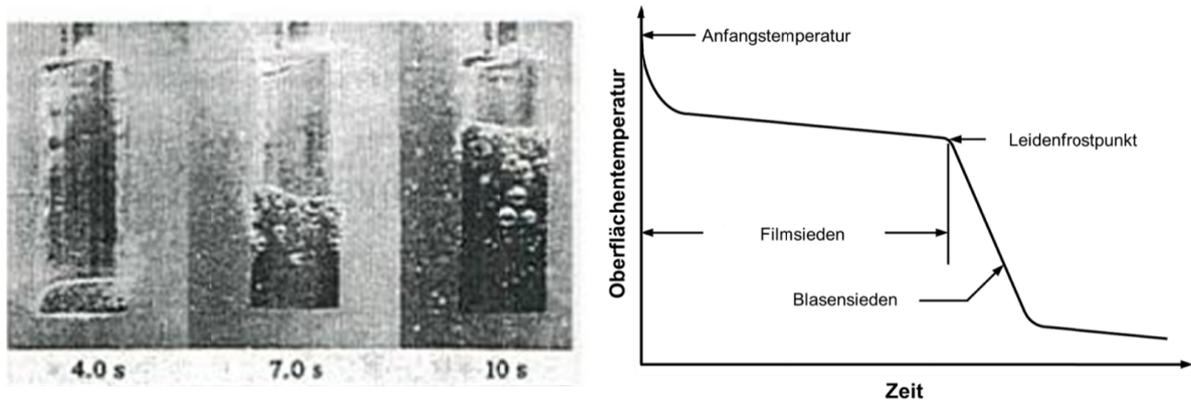


Bild 6: Links: Benetzungszustände beim Abschrecken eines zylindrischen Probenkörpers ($\varnothing 25 \times 200 \text{ mm}$) zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Eintauchen ins Wasserbad [Totten et al., 2011], rechts: qualitativer Verlauf einer resultierenden Abkühlkurve im Probenkörper in unmittelbarer Wandnähe (nach: [Gradeck et al., 2009])

Die Abschreckung metallischer Bauteile wird in der Literatur vielfältig untersucht, so dass sich im folgenden Kapitel ein Überblick entsprechend des Fokus dieser Arbeit auf die Vorgänge am metallischen Zylinder bzw. an vertikalen Oberflächen konzentriert. Eingegangen wird dabei insbesondere auf den Wärmeübergang in den jeweiligen Siedephasen (s. Bild 4).

3.5.2 Literaturübersicht

Filmsieden

[Jouhara und Axcell, 2002; Jouhara und Axcell, 2009] bestimmten den Wärmestrom und die Wärmeübergangskoeffizienten (WÜK) beim Filmsieden sowie die dabei vorliegenden Siedefilmdicken an Kugeln sowie vertikal ausgerichteten Platten und zylindrischen Bauteilen während der instationären Abkühlung. Die Überhitzung des Bauteils zu Beginn des Abschreckversuchs wurde dabei im Bereich $150 \text{ K} \leq (T_{\text{sup}} = T_{\text{wand}} - T_{\text{siede}}) \leq 500 \text{ K}$ variiert. Zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten wurde die Lumped-Capacity-Methode verwendet. Unter der Annahme einer näherungsweise homogenen Temperaturverteilung über den Bauteilquerschnitt kann aus lokalen Abkühlkurven auf den an der Bauteiloberfläche herrschenden WÜK zurückgerechnet werden. Bei Umgebungsdruck wurden die Anströmgeschwindigkeit ($0 \text{ m/s} \leq v \leq 0,2 \text{ m/s}$) und die Wassertemperatur ($79 \text{ °C} \leq T_{\text{Wasser}} \leq 96 \text{ °C}$) in einem aufwärts stehenden, mit Wasser durchströmten Rohr variiert (s. Bild 7).

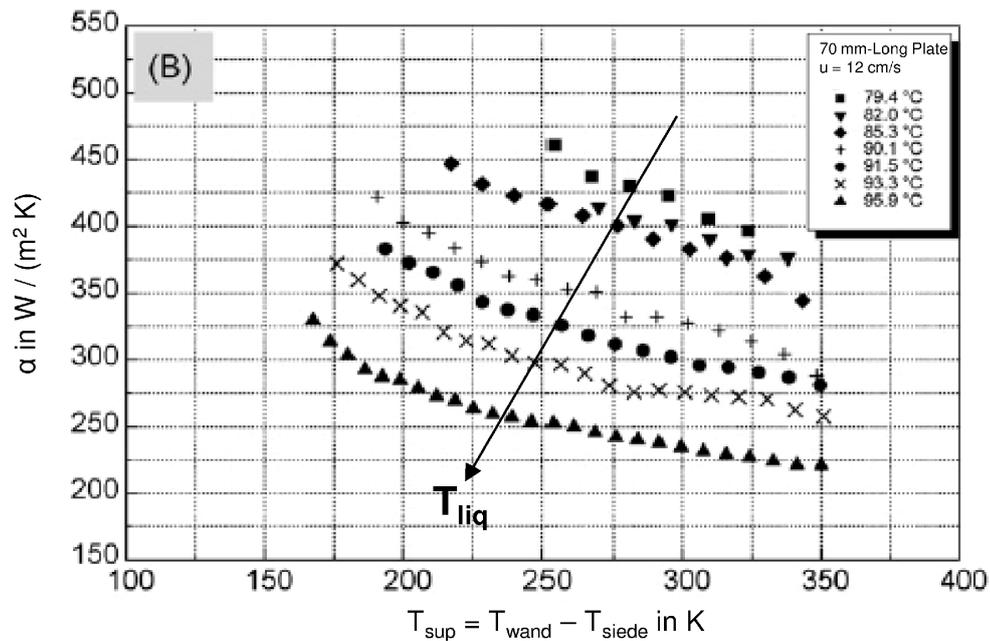


Bild 7: Wärmeübergangskoeffizient während des Filmsiedens für verschiedene Liquidtemperaturen (nach [Jouhara und Axccl, 2009])

Generell konnten in dieser Arbeit mit abnehmender Bauteiltemperatur ungefähr linear ansteigende Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich $250 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}) < \text{WÜK} < 450 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ im angegebenen Intervall der Oberflächentemperatur gemessen werden. Dabei wurden bei sonst unveränderten Versuchsbedingungen generell höhere Wärmeübergangskoeffizienten festgestellt, je niedriger die Wassertemperatur im Strömungsrohr ist. Die dazugehörigen flächengemittelten Wärmestromdichten wiesen im Gegensatz dazu einen etwa linear absinkenden Trend mit einer zunehmenden Verringerung der Oberflächentemperatur des abzuschreckenden Körpers auf.

Mittels fotografischer Aufnahmen bestimmten [Jouhara und Axccl, 2002] für die Dampffilmdicke δ auf der heißen Oberfläche für alle Bauteilgeometrien mit einem Anstieg der Wassertemperatur ansteigende Werte. Bei konstanter Wassertemperatur nimmt die Dampffilmdicke dagegen mit abnehmender Wandüberhitzung T_{sup} im Bereich $80 \mu\text{m} \leq \delta \leq 250 \mu\text{m}$ etwa linear ab (s. Bild 8).

Der Einfluss der (allerdings sehr niedrigen) Anströmgeschwindigkeiten v_0 auf die Wärmeübergangskoeffizienten wurde in diesen Arbeiten als äußerst gering festgestellt. Eine Erhöhung von $v_0 = 7,5 \text{ cm/s}$ auf $v_0 = 14 \text{ cm/s}$ bewirkte während der gesamten Filmsiedephase ein von der Bauteiltemperatur nahezu unabhängiges Absinken des Wärmeübergangskoeffizienten um weniger als 10%. Demgegenüber wies die minimal gemessene Dampffilmdicke

δ am zylindrischen Bauteil im angegebenen Geschwindigkeitsintervall eine leicht abnehmende Tendenz für steigende Anströmgeschwindigkeiten v_0 auf.

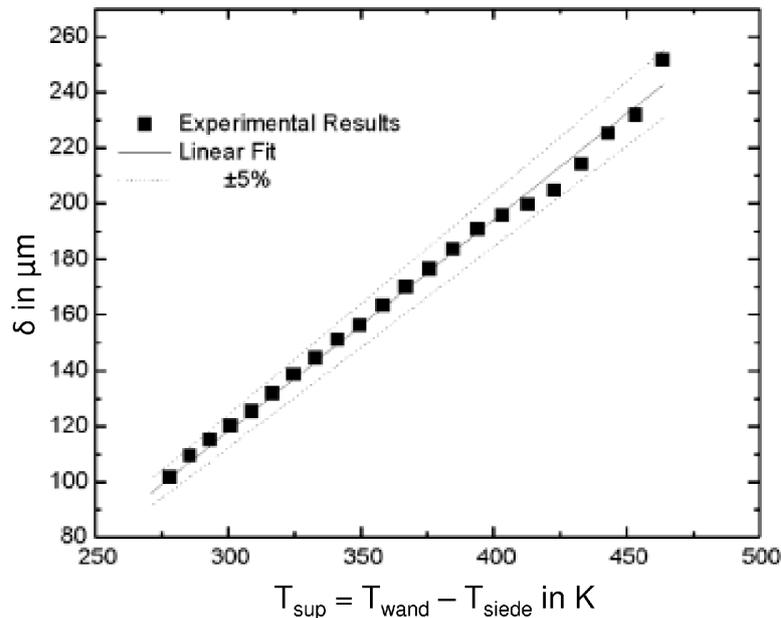


Bild 8: Dampffilmdicke an einer vertikale Platte ($T_{\text{liq}} = 93,3 \text{ }^\circ\text{C}$)

[Jouhara und Axccl, 2002]

[Meduri et al., 2009] bestimmten experimentell den Wärmeübergang beim Filmsieden an senkrecht ausgerichteten, konstant beheizten Oberflächen ($200 \text{ K} \leq T_{\text{sup}} \leq 400 \text{ K}$) in einer aufwärts gerichteten Wasserströmung ($75 \text{ }^\circ\text{C} \leq T_{\text{Wasser}} \leq 100 \text{ }^\circ\text{C}$) mit verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten ($0 \text{ m/s} \leq v_0 \leq 2 \text{ m/s}$). Der Wärmeübergangskoeffizient wurde aus der zur Heizung der Oberfläche notwendigen Leistung bestimmt und dabei für gegebene Wandüberhitzungen als ansteigend für steigende Liquidunterkühlungen ermittelt, wobei dieser Einfluss bei steigender Wandüberhitzung umso weniger deutlich ausfiel. Höhere Anströmgeschwindigkeiten bei ansonsten gleichen Versuchsbedingungen bewirkten hier generell ansteigende Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich des Filmsiedens.

[Liu et al., 2011; Shiotsu und Hama, 2000] sowie [Sakurai et al., 1998] führten Messungen des Wärmeübergangs an senkrecht angeordneten, elektrisch beheizten Zylindern in aufwärts gerichteten Wasserströmungen ($40 \text{ }^\circ\text{C} \leq T_{\text{Wasser}} \leq 95 \text{ }^\circ\text{C}$, $0 \text{ m/s} \leq v_0 \leq 3 \text{ m/s}$) bei einer Wandüberhitzung zu Beginn der Abschreckung von $T_{\text{sup}} = 650 \text{ K}$ durch. Während für Anströmungen von bis zu $v_0 \approx 1 \text{ m/s}$ kaum ein Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Filmsieden festgestellt werden konnte, wurden für höhere Anströmgeschwindigkeiten v_0 ungefähr linear ansteigende Werte des Wärmeübergangskoeffizienten ermittelt.

[Bolukbasi und Ciloglu, 2007] analysierten das Filmsieden bei der instationären Abkühlung ohne Anströmung von vertikalen, metallischen Zylindern ($T_{\text{sup}} \leq 500 \text{ K}$), die an der unteren Seite eine halbkugelförmige Oberfläche aufwiesen, im Wasserbad bei $60 \text{ °C} \leq T_{\text{Wasser}} \leq 92 \text{ °C}$. Nur für $T_{\text{Wasser}} > 80 \text{ °C}$ konnte zu Beginn der Abschreckung das Vorliegen eines geschlossenen Siedefilms beobachtet werden. Innerhalb dieser Siedephase konnte der Trend der steigenden Wärmeübergangskoeffizienten und sinkenden Wärmestromdichten bei abnehmender Oberflächentemperatur bestätigt werden.

[Greene und Irvine, 1994] untersuchten den Einfluss der Fluidtemperatur auf den Wärmeübergangskoeffizienten (aus der Lumped-Capacity Methode) beim Filmsieden an vertikal ausgerichteten metallischen Zylindern mit einer Starttemperatur von $T_{\text{wand}} = 850 \text{ °C}$ im Wasserbad (s. Bild 9). Dabei wurden steigende Wärmeübergänge im Bereich $300 \text{ W/(m}^2 \text{ K)} \leq \text{WÜK} \leq 1100 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ mit einer Abnahme der Wassertemperatur von 100 °C auf 30 °C festgestellt.

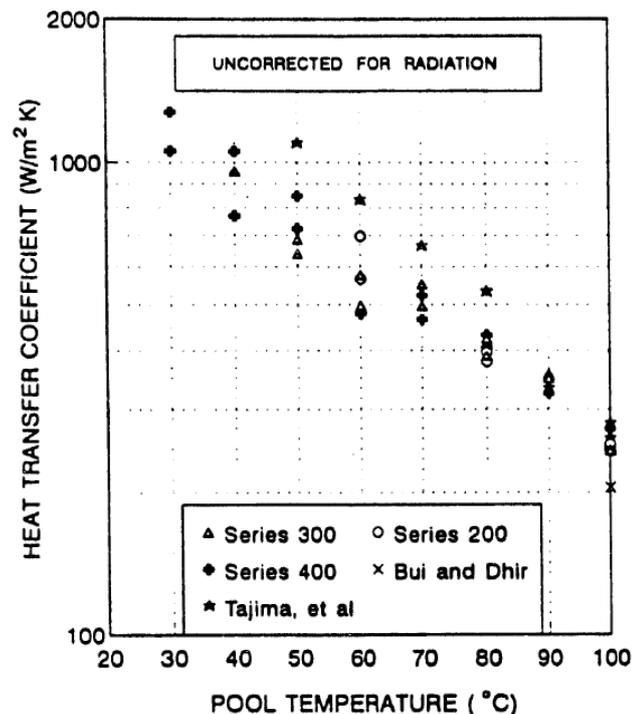


Bild 9: Wärmeübergangskoeffizienten während des Filmsiedens am vertikalen Zylinder im Wasserbad [Greene und Irvine, 1994]

Der Effekt der Wellenbildung auf der Phasengrenzfläche zwischen Dampf- und umgebender Flüssigkeit wurde hinsichtlich des Wärmeübergangs und der Stabilität des Dampf- und Flüssigkeitsfilms verschiedentlich analysiert. Die Wellenbildung sorgt dabei für eine Vergrößerung der Austauschfläche, zusätzlich entsteht eine oszillierende Bewegung der Phasengrenzfläche, woraus in der Summe eine Intensivierung des Wärmeübergangs während der Filmsiede-

phase resultiert [Honda et al., 1998; Honda et al., 2007]. Auf der geschlossenen Dampfschicht direkt auf der Oberfläche bilden sich Wellen, deren Ursprung etwas oberhalb der Unterkante der heißen, vertikalen stehenden Oberfläche liegt [Sinkevich, 2008]. Die Amplitude dieser Wellen steigt mit sinkender Fluidunterkühlung an und kann dabei deutlich größer als die darunterliegende, geschlossene Dampffilmdicke werden [Tanaka, 1988]. Die maximalen Wärmeübergänge wurden an den Wellenbergen detektiert, während in den Wellentälern ein Minimum des Wärmeübergangs vorliegt [Vijaykumar und Dhir, 1992a; Vijaykumar und Dhir, 1992b]. Verschiedene Autoren entwickelten auf der Grundlage der Taylorschen Stabilitätstheorie Ansätze zur Berechnung der maximal auftretenden Wellenlänge (Übersicht bei [Bernardin und Mudawar, 1999]) bevor der Dampffilm zusammenbricht.

Leidenfrostpunkt und Wiederbenetzungskinetik

Der in der deutschsprachigen Literatur als Leidenfrostpunkt (LFP) bzw. Leidenfrosttemperatur bezeichnete Zusammenbruch des Dampffilms an der heißen Oberfläche und der nachfolgende Übergang zum Übergangs- bzw. Blasensieden wird in der englischsprachigen Literatur als „Minimum Film Boiling“-Temperature (T_{MFB}) bezeichnet. [Carbajo, 1985] und Tensi (in [Liščić et al., 2010b]) weisen darauf hin, dass T_{MFB} die minimale Temperatur bei stationären Problemen, d.h. bei isothermer Temperaturverteilung in der heißen Oberfläche bezeichnet für die ein geschlossener Dampffilm vorliegt. Demgegenüber bezeichnet der Leidenfrostpunkt den jeweiligen Ort der Wiederbenetzung der Oberfläche mit Flüssigkeit mit der dazugehörigen Temperatur bei der instationären Abkühlung eines Körpers [Lübben et al., 2009; Tensi und Stich, 1994].

Welche Mechanismen beim lokalen Erreichen der Leidenfrosttemperatur zum schlagartigen Dampffilmzusammenbruch führen, konnte bisher nicht umfassend geklärt werden. Es existieren verschiedene Modellansätze zur Erklärung dieses Vorgangs, die von verschiedenen Autorengruppen vorgeschlagen werden. Als Ursache werden hydrodynamische, thermodynamische oder mechanische Instabilitäten sowie Temperaturabhängigkeiten der Kontaktwinkel des Fluids an der Wand vorgeschlagen. Ein detaillierter Vergleich dieser zum Teil sehr unterschiedlichen Erklärungsansätze sowie deren Einschätzung vor dem Hintergrund der Ergebnisse aus Messungen verschiedener Autoren in der Literatur zum Leidenfrostpunkt findet sich bei [Bernardin und Mudawar, 1999]. Während variierende Fluidunterkühlungen und verschiedene Probenwerkstoffe (hinsichtlich ihrer Materialkennwerte) nur einen sehr geringen Einfluss auf die Leidenfrosttemperatur aufweisen, können steigende Oberflächenrauheiten bzw. zunehmende Verunreinigungen zu einer erheblich anstei-

genden Leidenfrosttemperatur führen. Bei [Carbajo, 1985] wurde zusätzlich der Einfluss verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten als gering im Vergleich zu den Änderungen der Leidenfrosttemperatur bei einer Variation des Systemdrucks eingestuft.

Experimentelle Untersuchungen zum Leidenfrostpunkt und zur Wiederbenetzungskinetik an vertikalen zylindrischen Bauteilen in aufwärts gerichteten Strömungen finden sich bspw. in [Fernandes und Prabhu, 2007; Jouhara und Axcell, 2009; Kobasko et al., 1997; Lee und Lee, 1997; Narazaki et al., 1989; Tensi und Stich, 1992; Tensi und Stich, 1994; Vergara-Hernandez und Hernandez-Morales, 2009; Warriar und Dhir, 2006]. Mittels fotografischer Aufnahmen des Verlaufs des Siedefilms bzw. der Wiederbenetzungsfronten auf der Bauteiloberfläche (s. Bild 10) sowie basierend auf mehreren, örtlich versetzten Thermoelementmessungen in Oberflächennähe des Bauteils wurden zeit- und ortsabhängig deren Positionen bestimmt.

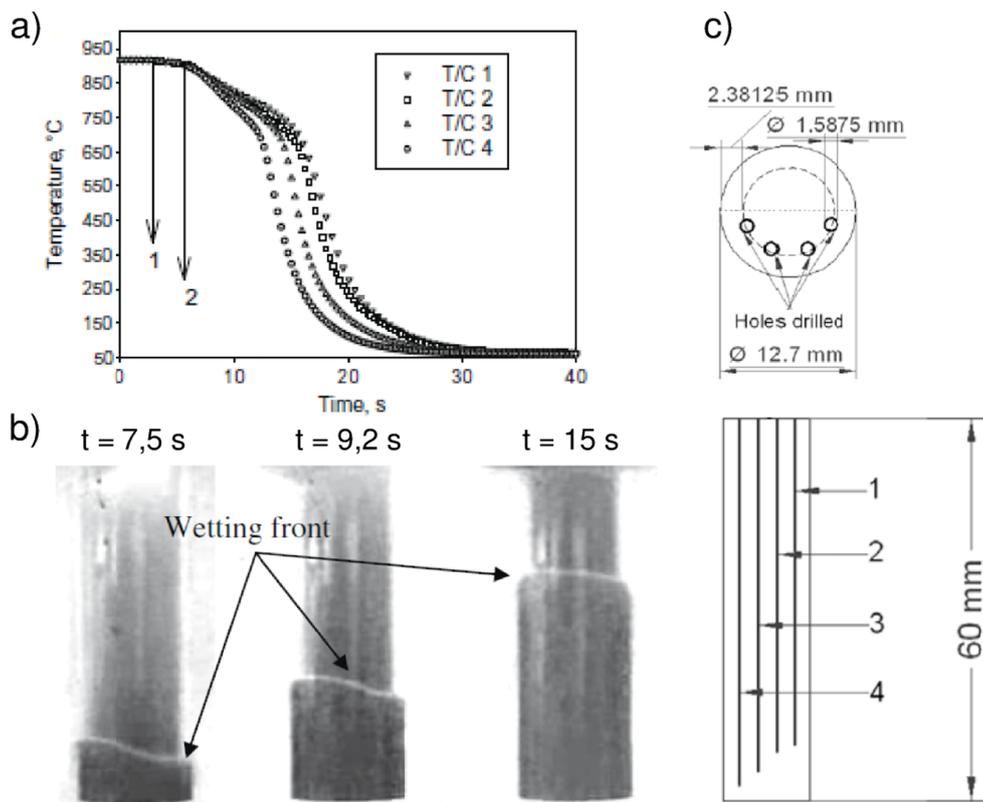


Bild 10: a) Gemessene Abkühlkurven, b) Momentaufnahmen der Position der Wiederbenetzungsfrent am Bauteil, c) Zylindergeometrie mit Thermoelementbohrungen [Vergara-Hernandez und Hernandez-Morales, 2009]

Aus diesen Daten können die Geschwindigkeiten der Wiederbenetzungsfrenten berechnet und mit Temperaturen aus den Thermoelementmessungen an verschiedenen Stellen im Bauteil in Verbindung gebracht werden. Generell zeigt sich der Trend, dass steigende An-

strömgeschwindigkeiten sowie insbesondere höhere Fluidunterkühlungen zu einem Zusammenbruch des Dampffilms bei größeren Oberflächentemperaturen führen.

[Vergara-Hernandez und Hernandez-Morales, 2009] untersuchten den Einfluss der Form der unteren Stirnfläche bei der instationären Abkühlung von zylindrischen Bauteilen ($T_{\text{sup}} \leq 800 \text{ K}$), die in einer aufwärts gerichteten vertikalen Rohrströmung ($T_{\text{Wasser}} = 60 \text{ °C}$, $0,2 \text{ m/s} \leq v_0 \leq 0,6 \text{ m/s}$) abgeschreckt wurden. Während die am unteren Ende flach abgesägte Probe einen um den Umfang ungleichmäßig erfolgenden Dampffilmzusammenbruch aufzeigte, wies eine im Vergleich dazu unten mit einem 45° -Winkel konisch zulaufende Probe einen um den Probenumfang homogen erfolgenden sowie einen hinsichtlich des Zeitpunkts im Verlauf der Abschreckung besser reproduzierbaren Dampffilmzusammenbruch auf. Als Hauptgrund dafür wurde die an der Unterkante der Probe ablösende Strömung identifiziert, die im Falle der stumpfen (rechtwinkligen) Probenunterkante ein deutlich stärker ausgeprägtes Rückstromgebiet im unteren wandnahen Bereich aufwies.

Zusätzliche Untersuchungen widmen sich dem Zusammenhang zwischen dem Wiederbenetzungsverhalten und den lokalen Wärmeübergangsbedingungen auf die daraus resultierenden Materialeigenschaften (Härte, Spannungsverteilungen) nach dem Ende des Abschreckvorgangs. Der Einfluss der Eigenschaften des Fluids und der Materialeigenschaften der Probe auf die Wiederbenetzungskinetik werden in qualitativer und quantitativer Weise von [Tensi et al., 1987; Tensi et al., 1995] beschrieben. Zusätzlich wird auf die Abhängigkeiten zwischen der Probengeometrie und deren Orientierung im Abschreckbad auf die resultierende Oberflächenhärte auf Basis experimenteller Untersuchungen [Stich et al., 1996; Tensi und Stitzelberger-Jakob, 1989] und von numerischen Berechnungen [Tensi et al., 1990] eingegangen. Die dabei an der Oberfläche herrschenden zeit- und ortsabhängigen Wärmeübergangsbedingungen werden von [Majorek et al., 1995; Stich und Tensi, 1995] aus gemessenen Abkühlkurven abgeschätzt (s. auch Vergleich mit Simulationsergebnissen aus dieser Arbeit in Kap. 6.4.1).

Identifiziert werden kann als weiterer Einflussfaktor die Gestaltung der oberen und unteren Kante der zylindrischen Körpers. Zunehmendes Anfasen oder Abrunden der oberen und unteren Kanten sorgt für einen verzögerten Zusammenbruch des Dampffilms, da einerseits die zur Auskühlung zur Verfügung stehende Fläche sinkt und andererseits das Wegfallen der scharfen Kante ein „Durchbrechen“ des Dampffilms und somit ein Zusammenziehen des Dampffilms aufgrund der Oberflächenspannung der Phasengrenzfläche nicht mehr ermöglicht [Lübber et al., 2009; Vergara-Hernandez und Hernandez-Morales, 2009].

Critical Heat Flux (CHF) und Blasensieden

Ähnlich zum Leidenfrostpunkt wird auch hier von einigen Autoren eine Unterscheidung der Begrifflichkeiten vorgenommen. Als Critical Heat Flux (CHF) wird häufig diejenige Wärmestromdichte bezeichnet, mit deren Erreichen an einer stationär beheizten („steady-state“) Oberfläche der Übergang vom mit Flüssigkeit benetzten Zustand zum Filmsieden stattfindet. Demgegenüber bezeichnet Maximum Heat Flux (MHF) den maximalen Wärmestrom während der transienten Abkühlung eines Körpers [Hammad et al., 2004]. Andere Autoren beschreiben diese beiden Größen jedoch auch in beiden Fällen als identisch [Mozumder et al., 2006].

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird als CHF der maximale Wärmestrom an der Oberfläche eines heißen Körpers während der Abkühlung in siedenden Medien bezeichnet. Einen Überblick über die Begrifflichkeiten, Einflussgrößen und die verfügbaren Literaturergebnisse zu diesem Thema bieten [Ahmed et al., 2010] und [Mozumder, 2006].

Den Einfluss der Fluidunterkühlung $T_{\text{sub}} = T_{\text{siede}} - T_{\text{liquid}}$ und des Druckniveaus auf den Wärmestrom während des Blasensiedens und insbesondere auf den CHF und die bei dessen Erreichen vorliegende Oberflächentemperatur der beheizten Fläche beim Behältersieden wurde bspw. von [Lee und Lee, 1997] an vertikal durchströmten Rohren, von [Sakurai, 2000] an horizontalen Drähten und vertikalen zylindrischen Bauteilen [Sakurai et al., 1998], sowie von [Auracher und Marquardt, 2002; Auracher und Marquardt, 2004] und [Ono und Sakashita, 2009] an horizontalen Platten gemessen. Die Ermittlung des Wärmestroms basiert dabei auf der Kenntnis der jeweils zum Heizen der Oberfläche entgegen der äußeren Kühlwirkung notwendigen elektrischen Energie. Steigende Liquidunterkühlungen $T_{\text{sub}} = T_{\text{siede}} - T_{\text{liq}}$ führen dabei generell bei größeren Oberflächentemperaturen zum Erreichen des CHF, dessen Wert dabei jeweils umso höher ausfällt. Während bei $T_{\text{sub}} = 0$ K der maximale Wärmestrom $\dot{q}_{\text{max}} \approx 10^6$ W/m² und die dazugehörige Wandüberhitzung $T_{\text{super}} = T_{\text{wand}} - T_{\text{siede}} = 50$ K beträgt, bewirkt ein Anstieg der Unterkühlung auf $T_{\text{sub}} = 60$ K eine Erhöhung des maximalen Wärmestroms auf $\dot{q}_{\text{max}} \approx 10^7$ W/m² bei einer dazugehörigen Wandüberhitzung von $T_{\text{super}} = 110$ K [Sakurai et al., 1998].

Einen detaillierten Überblick zu Messungen des CHF an heißen Oberflächen bieten [Kandlikar, 2001a] und [Howard und Mudawar, 1999], die Literaturergebnisse zum Behältersieden in Wasser und anderen Flüssigkeiten für verschiedene Ausrichtungen einer ebenen Oberfläche (Platte) auswerteten (Winkel: 0° = horizontal nach oben zeigend, 90° = vertikal, 180° = horizontal nach unten zeigend). Die höchsten Werte des CHF konnten dabei für aufwärts zeigende Oberflächen (Winkel: 0° - 60°) beobachtet werden, da hier die

sich bildenden Dampfblasen ungehindert nach oben aufsteigen können. Für annähernd vertikale Flächen (Winkel: 60° - 165°) sammeln sich die gebildeten Dampfanteile in Wandnähe und steigen an dieser entlang nach oben, woraus um etwa 10-40% niedrige Werte des CHF als bei der horizontalen Oberfläche (Winkel: 0°) resultieren. Ist die heiße Oberfläche noch stärker nach unten ausgerichtet (Winkel: $> 165^\circ$) kann der Wert des CHF um bis zu 90% geringer als bei der horizontal ausgerichteten Oberfläche (Winkel: 0°) ausfallen. Die bei Erreichen des CHF jeweils vorliegenden Oberflächentemperaturen fallen dabei mit steigendem Winkel niedriger aus.

Qualitativ ähnliche Auswirkungen hat das Vorliegen einer aufwärts gerichteten Anströmung auf den CHF an vertikalen Flächen gemäß den Arbeiten von [Celata et al., 1995] sowie [Cumo, 1992]. Steigende Anströmgeschwindigkeiten (bis $v_0 = 10$ m/s) führen dabei zu höheren maximalen Wärmestromdichten, die bei jeweils ansteigenden Oberflächentemperaturen festgestellt werden konnten.

Einflüsse der Abmessungen des abzuschreckenden Bauteils, insbesondere des Durchmessers, untersuchten [Heming et al., 2003] und [Liščić et al., 2010a]. Eine höhere Masse der Probe führt (unter der Annahme eines genügend großen Verhältnisses L / d an der Probe) zu einer Zunahme der Dauer der verschiedenen Siedephasen, da generell eine größere Wärmemenge im Körper vorhanden ist und diese an die Umgebung abgeführt werden muss. Eine Änderung der Abmessungen der zylindrischen Bauteile von $\varnothing 20$ mm x 60 mm auf $\varnothing 40$ mm x 20 mm geht dabei in diesen experimentellen Untersuchungen mit einer recht geringen Zunahme des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten beim Übergang vom Film- zum Blasensieden einher.

Zusätzlich führte bei [Fernandes und Prabhu, 2007] ein vergrößerter Probendurchmesser (von $\varnothing 28$ mm auf $\varnothing 44$ mm, Probenlänge $L = 2$ d) am zylindrischen Stahlbauteil bei ansonsten identischen Abschreckbedingungen zu geringfügig erhöhten kritischen Wärmestromdichten. Gleichzeitig konnte bei den durchgeführten Untersuchungen jedoch mit einer Zunahme der Anströmgeschwindigkeit eine leichte Abnahme derjenigen Oberflächentemperatur ermittelt werden, die mit dem jeweiligen Eintreten des „Critical Heat Fluxes“ in Verbindung gebracht werden kann.

Onset of Nucleation Boiling (ONB)

Die zum Beginn der Dampfblasenbildung an einer beheizten Oberfläche notwendige Wärmestromdichte bzw. Oberflächentemperatur wurde von [Sakurai, 2000] an horizontalen Drähten und vertikalen zylindrischen Bauteilen [Sakurai et al., 1998] beim Behältersieden (ohne Anströmung) experimentell bestimmt. Es zeigte sich, dass die zur Dampfblasenbil-

derung notwendige Wandüberhitzung nahezu unabhängig von der geometrischen Anordnung der beheizten Oberfläche und der Fluidunterkühlung ist und jeweils (in Wasser bei Umgebungsdruck) etwa $\Delta T_{\text{sup}} \approx 4\text{-}5 \text{ K}$ beträgt. Als wesentliche Einflussgröße wurde die Rauigkeit der beheizten Oberfläche ermittelt, da mit größeren Keimstellen eine geringere Fluidüberhitzung in Wandnähe zur Verdampfung notwendig ist (s. Kapitel 3.6).

Wird zusätzlich bei ansonsten unveränderten Versuchsbedingungen die Anströmgeschwindigkeit erhöht, so steigt auch die notwendige Wandüberhitzung geringfügig an [Lee und Lee, 1997]. Eine Zusammenfassung von Messergebnissen aus der Literatur und verfügbaren Korrelationen, die die verschiedenen Einflussgrößen wie Geometrie, Strömung, verwendetes Liquid sowie dessen Temperatur und Druckbedingungen zusammenfassen, findet sich bei [Basu et al., 2002].

3.6 Dampfblasenbildung an einer heißen Oberfläche

Bild 11 zeigt eine kugelförmige Dampfblase auf einer beheizten Wand.

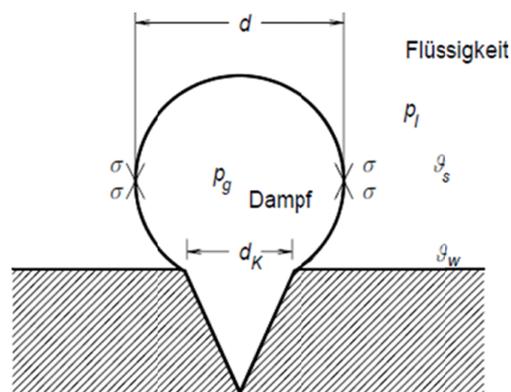


Bild 11: Einzelblase auf einer beheizten Oberfläche ($T_{\text{wand}} > T_{\text{siede}}$), nach [Böckh, 2006]

An der Grenzfläche zwischen Dampf- und Liquidphase herrscht zum einen ein thermisches Gleichgewicht vor, so dass dort gilt:

$$T_{\text{liq}} = T_{\text{vap}}. \quad \text{Gl. 4}$$

Gleichzeitig besteht ein mechanisches Gleichgewicht zwischen der Oberflächenspannung σ der Phasengrenzfläche, die die Blase zusammenzieht, und dem Dampfdruck im Inneren der Blase. Der notwendige Überdruck Δp , um die Kugelform aufrecht zu erhalten, ergibt sich aus:

$$\Delta p = p_{\text{vap}} - p_{\text{liq}} = \frac{4\sigma}{d_{\text{blase}}}. \quad \text{Gl. 5}$$

Je geringer der Blasendurchmesser d_{Blase} ist, desto höher ist gemäß Gl. 5 der notwendige Dampfdruck.

Den Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur beschreibt die Gleichung von Clausius-Clapeyron, der zufolge mit einem Druckanstieg im System eine höhere Sättigungstemperatur einhergeht:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta h_v \rho_{\text{vap}} \rho_{\text{liq}}}{T_{\text{sat}} (\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}})}. \quad \text{Gl. 6}$$

Unter Verwendung von Gl. 5 und Gl. 6 sowie unter der Annahme, dass die Änderungen von Druck und Stoffwerten gering sind, lässt sich die notwendige Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{\text{vap}} - T_{\text{siede}}(p_{\text{liq}})$ näherungsweise berechnen zu:

$$\Delta T = T_{\text{vap}}(p_{\text{vap}}) - T_{\text{siede}}(p_{\text{liq}}) \cong \frac{4 \sigma T_{\text{sat}}}{\rho_{\text{vap}} \Delta h_v d_{\text{Blase}}}. \quad \text{Gl. 7}$$

Die Bildung der Dampfblasen geschieht vornehmlich an den Keimstellen, die Rauheiten oder Verunreinigungen in der Oberfläche darstellen. Setzt man in Gl. 7 $d_{\text{Blase}} = d_{\text{Keimstelle}}$, kann entsprechend des thermischen Gleichgewichts aus Gl. 4 die notwendige (konstitutionelle) Überhitzung der Flüssigkeit an der Wand zur Dampfblasenbildung abgeschätzt werden. Diese ist gemäß Gl. 7 für die größten Keimstellen entsprechend am geringsten, so dass diese zuerst für die Dampfblasenbildung aktiviert werden [Baehr und Stephan, 2006; Böckh, 2006].

3.7 Modellierungsansätze des Wärmeübergangs innerhalb einzelner Siedephasen

Bei der Abschreckung können die verschiedenen Siedephasen zeitgleich an verschiedenen Stellen des abzukühlenden Körpers vorliegen. Die aus der Literatur bekannten Modellierungsansätze konzentrieren sich häufig auf die Vorgänge und die detaillierte Beschreibung einzelner Siedephasen, da die treibenden Mechanismen des Wärmeübergangs innerhalb des Blasen- bzw. Filmsiedens sehr unterschiedlich sind. Im Folgenden sollen die jeweiligen Ansätze und die zugrunde liegenden Annahmen vorgestellt und Beispiele für Arbeiten in den jeweiligen Bereichen gegeben werden.

3.7.1 RPI-Wandsiedemodell (Blasensieden und Critical Heat Flux)

Für vergleichsweise niedrige Dampfanteile im Bereich des Blasensiedens an überhitzten Oberflächen in unterkühlten Flüssigkeiten wurde das RPI-Wandsiedemodell (RPI: Rens-

selaer Polytechnic Institute) ursprünglich von [Podowski et al., 1999; Podowski, 2008] vorgestellt. Innerhalb dieses mechanistischen Ansatzes wird der gesamte Wärmestrom an der Wand in drei Teilwärmeströme unterteilt:

$$\dot{Q}_{\text{gesamt}} = \dot{Q}_{\text{single phase}} + \dot{Q}_{\text{quenching}} + \dot{Q}_{\text{evaporation}}. \quad \text{Gl. 8}$$

Für die ersten beiden Teilwärmeströme in Gl. 8 wird die gesamte zur Verfügung stehende Heizfläche in einen mit Flüssigkeit benetzten Anteil A_1 bzw. in einen mit Dampfblasen belegten Anteil A_2 unterteilt ($A_1 + A_2 = 1$). Entsprechend wird für den mit Flüssigkeit benetzten Anteil der Oberfläche A_1 der Teilwärmestrom $\dot{Q}_{\text{single phase}}$ nach den Gesetzen für den konvektiven Wärmestrom berechnet.

Dem mit Dampfblasen der Anzahl n bei einer Blasengröße d_b belegten Anteil der Oberfläche A_2 wird der Teilwärmestrom $\dot{Q}_{\text{quenching}}$ zugeordnet, für den entsprechend der zu ermittelnden Blasenabreißfrequenz f und des Zeitintervalls zwischen der Bildung zweier Blasen am selben Ort der Oberfläche Δt_w ein zusätzlich durch nachströmendes kühles Liquid abgeführter Anteil an Wärme berechnet wird (Mikrokonvektion).

Zusätzlich muss der Teilwärmestrom $\dot{Q}_{\text{evaporation}}$ an der Oberfläche A_2 auf Grundlage der Verdampfungsenthalpie Δh_v der Flüssigkeit proportional zum Verdampfungsmassenstrom an der Wand \dot{m} bestimmt werden, wobei letzterer aus den Größen zur Blasenbildung (n , f , d_b , Δt_w) als zeitlicher Mittelwert berechnet werden kann.

Das RPI-Modell umfasst eine Vielzahl fallspezifisch zu ermittelnder Größen und ist deshalb teils mit erheblichem Aufwand und/oder Unsicherheiten verbunden. Eine Übersicht und Diskussion über erfolgreiche Anwendungsgebiete und herrschende Unsicherheiten im Zusammenhang mit dem RPI-Modellansatz findet sich bei [Dhir, 2006] und [Basu et al., 2005a; Basu et al., 2005b]. Anwendungsbeispiele in der Literatur beziehen sich häufig auf die Bestimmung des Critical Heat Fluxes (CHF) in Rohrströmungen z.B. in der Kraftwerkstechnik zur Bestimmung des zur Bildung des Siedefilms und damit zum möglichen „Burn-Out“ der Heizfläche führenden, kritischen Gesamtwärmestroms an der heißen Oberfläche. Die für verschiedene Randbedingungen verwendeten Korrelationen für die angeführten, modellspezifischen Größen finden sich in [Koncar et al., 2004; Krepper et al., 2007a; Le Corre et al., 2010; Lee und Mudawar, 1988; Tu, 1999; Warriar und Dhir, 2006; Yeoh et al., 2008].

3.7.2 Inverted Annular Film Boiling - Modelle (Filmsiedephase)

Eine vergleichbare Unterteilung des Gesamtwärmestroms in einzeln zu bestimmende Teilwärmeströme während der Filmsiedephase, d.h. bei sehr hohen lokalen Dampfanteilen in der Nähe der heißen Oberfläche, wird im Rahmen eines Modellierungsansatzes zum „inverted annular film boiling“ (IAFB) vorgeschlagen. Diese Unterteilung des Gesamtwärmestroms bezieht sich auf den Strömungsfall, in dem auf der heißen Oberfläche zunächst die Dampfschicht und darüber liegend eine unterkühlte Flüssigkeitsschicht angeordnet ist [Analytis und Yadigaroglu, 1987; Hammouda et al., 1997; Meduri et al., 2009; Yuan et al., 2009].

Unter der Annahme, dass bei einer solchen Strömungsstruktur die Oberfläche der heißen Wand ungefähr der Oberfläche der Phasengrenzschicht zwischen Dampf und Flüssigkeit entspricht ($A_{\text{wand}} \approx A_{\text{int}}$), wird der Gesamtwärmestrom in vier Komponenten unterteilt [Meduri et al., 2009]:

$$\dot{q}_{\text{gesamt}} = \dot{q}_{\text{wall} \rightarrow \text{vapor}} + \dot{q}_{\text{vapor} \rightarrow \text{int}} + \dot{q}_{\text{int} \rightarrow \text{liquid}} + \dot{q}_{\text{radiation}}. \quad \text{Gl. 9}$$

Die Teilwärmeströme von der Wand an den Dampffilm sowie vom Dampffilm an die Phasengrenzfläche zwischen Dampf und umgebender Flüssigkeit werden hauptsächlich durch Konvektion und Wärmeleitung im Dampffilm getrieben, so dass die Bestimmung des Temperaturgradienten sowie der Geschwindigkeitsverteilung im Dampffilm und die Kenntnis von dessen Ausdehnung in Richtung der Wandnormalen zur Berechnung der ersten beiden Summanden aus Gl. 9 eine wesentliche Rolle spielt.

Der Wärmeübergang von der Phasengrenzfläche an die umgebende Liquidphase wird hauptsächlich durch Konvektion ermöglicht, so dass auch in der Liquidphase die hinreichend genaue Abschätzung von Temperatur- und Geschwindigkeitsprofilen notwendig ist. Zusätzliche Energie wird an der Phasengrenzfläche proportional zur lokalen Verdampfungsrate in Form von Verdampfungsenthalpie entzogen.

Der Strahlungswärmestrom $\dot{q}_{\text{radiation}}$ wird von der heißen Wand direkt an die Phasengrenzfläche abgegeben, nimmt jedoch nur für vergleichsweise hohe Wandtemperaturen ($T_{\text{sup}} > 600 \text{ K}$) nennenswerte Größen an.

Anwendungen finden auf diesem Ansatz basierende Arbeiten häufig im Umfeld der Sicherheitsforschung in Kernreaktoren beim Strömungssieden in Rohren, so dass für verschiedene Temperatur- und Druckbereiche bei Wasser und verschiedenen Kühlmedien

erfolgreiche Untersuchungen zur Bestimmung der lokalen Temperaturen während der Filmsiedephase vorliegen.

3.7.3 Ein-Fluid-Modelle

„Homogene“ Ein-Fluid-Modelle

Innerhalb der sog. Mischungsansätze wird die zweiphasige Siedeströmung als ein einzelnes, homogen durchmischtes Fluid berechnet, dessen Stoffwerte sich aus den volumenbezogenen Mittelwerten der Phasenanteile der beiden Einzelfluide zusammensetzen. Grundeigenschaft der Ein-Fluid-Modelle ist, dass zwischen den Phasen keine Relativbewegung („Schlupf“) vorliegen kann und somit beide Phasen lokal ein identisches Geschwindigkeitsfeld aufweisen. Ein Phasenindikator $\alpha = 0 \dots 1$ nimmt nur im Bereich des Übergangs zwischen den Phasen Werte von $0 < \alpha < 1$ an und ermöglicht auf diese Weise die Lokalisierung der Phasengrenzfläche und damit eine Separation der betrachteten Phasen. Allerdings „verschmiert“ der Übergangsbereich über ein Gebiet von mehreren Zellen, so dass spezielle Methoden zur Rekonstruktion des scharfen Grenzflächenverlaufs herangezogen werden müssen [Yeoh und Tu, 2009].

„Heterogene“ Ein-Fluid-Modelle

Ein wesentlicher Vertreter dieser Modellfamilie ist die Volume-of-Fluid-Methode (VOF). Es wird hierbei nur eine Erhaltungsgleichung für die Masse bzw. die jeweiligen Phasenanteile sowie für den Impuls und die Energie gelöst. Ebenfalls wird nur ein Druckfeld im gesamten Rechengebiet gelöst, welches jedoch im Bereich der Phasengrenzfläche große Änderungsraten (Sprungfunktionen) aufweisen kann. Auf ähnlichen Annahmen basiert ebenfalls die Level-Set-Methode, die für die Indikatorfunktion (Abstandsfunktion zur freien Oberfläche) andere Werte als null und eins zulässt [Yeoh und Tu, 2009].

Für die einzelnen Phasen werden die jeweiligen Stoffwerte in der Berechnung zugrunde gelegt, die an der Phasengrenzfläche einen entsprechenden Sprung aufweisen. Dabei ist es möglich, durch die Einführung zusätzlicher Terme die Oberflächenspannungseffekte zu berücksichtigen [Kunkelmann, 2011], solange Effekte wie die Volumenexpansion beim Verdampfen diese nicht zu sehr überlagern. Häufig sind diese Anteile insbesondere für das System Wasser/Wasserdampf sehr hoch und erschweren dadurch die Konvergenz dieser Modellierungsansätze [Lorstad und Fuchs, 2004]. Für einfache eindimensionale Problemstellungen konnten gute Übereinstimmungen zwischen Simulationsergebnissen zur Ausbreitung einer Siedefront an einer heißen Wand für einen analytisch lösbaren Testfall („Stephan-Problem“) erzielt werden [Hardt und Wondra, 2008].

Geringe Zellgrößen des numerischen Gitters und sehr kleine Zeitschrittweiten sind die notwendige Voraussetzung bei der Anwendung von Volume-of-Fluid oder Level-Set-Ansätzen und verursachen einen sehr hohen Rechenaufwand, der mit den aktuell zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten eine Simulation des gesamten Abkühlverlaufs an praxisrelevanten Bauteilgeometrien in vertretbaren Zeitspannen unmöglich macht [Prosperetti, 2009; Yeoh und Tu, 2009], so dass stattdessen die Simulation von Einzelblasen oder eine isolierte Betrachtung einer Siedephase Bestandteil von Untersuchungen sind. Einen detaillierten Überblick sowie die Entwicklung eines Siedemodells auf VOF-Basis zeigt [Kunkelmann, 2011]. Untersuchungen von Siedephänomenen auf Basis der Level-Set-Methode finden sich in [Gerlach et al., 2006; Son und Dhir, 2007; Son und Dhir, 2008].

3.7.4 Mehrfluid-Modelle (Euler-Euler-Ansatz)

Überblick

Ebenfalls auf der Annahme der homogenen Durchmischung zweier (oder mehrerer) Fluide basiert der Euler-Euler-Mehrfluid-Ansatz. Im Falle von Siedeströmungen durchdringen die Liquid- und Dampfphasen einander in einer Art und Weise, dass an jedem Ort im numerischen Rechengebiet zwei Zustandsgleichungen für das Geschwindigkeits- und das Temperaturfeld (für jede Phase) gelöst werden. Ähnlich zum Ein-Fluid-Ansatz wird ein Indikator für die volumenbezogenen Phasenanteile α eingeführt. Im Gegensatz zum VOF-Ansatz können beim Euler-Euler-Ansatz die Werte α_{liq} und α_{vap} jedoch im gesamten Rechengebiet alle Werte zwischen 0 und 1 annehmen ($\alpha_{\text{liq}} + \alpha_{\text{vap}} = 1$). Eine Herleitung der phasenanteilmittelten Erhaltungsgleichungen des Euler-Euler-Ansatzes aus den Navier-Stokes-Gleichungen findet sich in [Laurien und Oertel, 2011; Prosperetti, 2009].

Für jede Phase wird eine Erhaltungsgleichung für Impuls, Energie und Masse bzw. für den Phasenanteil gelöst. In veranschaulichter Weise existieren dadurch im Rechengebiet übereinander angeordnete Fluidschichten in der Anzahl der involvierten Phasen, die über Austauschterme für Impuls und Energie gekoppelt sind bzw. miteinander interagieren. Ähnlich zum Ein-Fluid-Ansatz wird jedoch im gesamten Rechengebiet nur ein gemeinsames Druckfeld für alle Phasen berechnet.

Im Gegensatz zum Ein-Fluid-Ansatz wird beim Mehrfluidansatz die Lage der Phasengrenzfläche nicht explizit bestimmt, sondern es werden die lokalen Phasenanteile der Flüssigkeit und der gasförmigen Phase berechnet. Die sekundäre Phase (Gas) wird als dispers in der primären (Flüssigkeit) verteilt angenommen, so dass die Austauschterme von Impuls

und Energie aufgrund von Geschwindigkeits- bzw. Temperaturgradienten zwischen den Phasen in Abhängigkeit eines vorzugebenden Blasen- bzw. Partikeldurchmessers berechnet werden. Unter der Annahme von ansonsten unveränderten Bedingungen bestimmt in einer Zelle mit gegebenen Phasenanteilen α_{liq} und α_{vap} die korrekte Angabe des Blasen- durchmessers (z.B. auf Grundlage von Messergebnissen bzw. Korrelationen aus der Literatur) die zum Austausch von Impuls und Energie zur Verfügung stehende Phasengrenzfläche und ist somit entscheidend hinsichtlich der Qualität des Simulationsergebnisses.

Modellierungsansätze für den Übergang zwischen Film- und Blasensieden

[Tong, 1968] entwickelte einen Modellansatz, der den Übergang vom Blasen- zum Filmsieden in der wandnahen Schicht einer Strömung festlegt, wenn die sich dort aufgrund der Wandüberhitzung bildenden Dampfanteile nicht mehr von der Strömung ausreichend schnell abtransportiert werden können. Sobald eine kritische Blasenmenge gebildet ist (Bubble-Crowding-Ansatz), erfolgt der Umschlag zwischen den Siedephasen, so dass sich in der Folge eine Dampfschicht aus „zusammenwachsenden“ Dampfblasen in Wandnähe zwischen der heißen Oberfläche und der umgebenden Liquidströmung ausbildet [Kandlikar, 1999].

[Weisman und Pei, 1983] postulierten für diesen kritischen Dampfanteil einen Wert von $\alpha_{\text{vap}} = 0,82$, ab dem innerhalb einer „homogenen“ Zweiphasenströmung ein Abtransport des gebildeten Dampfes nicht mehr möglich sei. Ein alternativer Modellierungsansatz geht davon aus, dass in der wandnahen Liquidschicht an der heißen Oberfläche eine kritische Überhitzung vorliegen muss, die die vollständige Verdampfung in Wandnähe ermöglicht und damit zum Umschlag vom Blasen- zum Filmsieden führt (Liquid sublayer dryout model) [Tong, 1975].

Innerhalb dieser Ansätze kann der Übergang zwischen den Siedephasen nicht als Ergebnis aus den Simulationsrechnungen entnommen werden, sondern es sind zusätzliche Informationen in Form von empirischen Korrelationen, bspw. aufbauend auf Messergebnissen, als Kriterium für den Umschlag zwischen dem Blasen- und dem Filmsieden vorzugeben. So wird davon ausgegangen, dass in Abhängigkeit von den lokalen Wärmestromdichten an der Wand die Dampfbildungsrate an der Wand abgeschätzt wird, so dass über einen Vergleich der sich ergebenden lokalen Dampfanteile mit dem vorzugebenden kritischen Dampfanteil eine Abgrenzung der Siedephasen möglich ist [Kataoka et al., 1997; Kwon und Chang, 1999]. Im Falle des Kriteriums der vollständigen Verdampfung der liquiden Unterschicht auf der heißen Oberfläche sind Korrelationen zur Abschätzung von deren Dicke notwendig [Chun et al., 2000; Lee und Mudawar, 1988].

In einem weiteren Modellierungsansatz von [Srinivasan et al., 2010a; Srinivasan et al., 2010b], basierend auf einem Mehrfluidmodell, erfolgt die Einteilung der heißen Oberfläche in benetzte und mit Dampffilm belegte Gebiete auf der Grundlage einer Korrelation für die kritische Wärmestromdichte und den Critical Heat Flux (CHF). Je nachdem, ob die lokale Wärmestromdichte innerhalb eines betrachteten Zeitschritts ober- oder unterhalb dieses kritischen Wertes liegt, werden grundlegend unterschiedliche Mechanismen für den zu berechnenden Wärmeübergang in den jeweils dem Blasen- bzw. Filmsieden zugeordneten Oberflächenbereichen angewendet.

4 Modellbildung zur Simulation von Abschreckvorgängen mit Siedephänomenen

4.1 Berechnung des zweiphasigen Strömungsfeldes

4.1.1 Grundsätzliche Annahmen

Ein Euler-Euler-Mehrfluidansatz wird im Rahmen dieser Arbeit zur Beschreibung und Analyse der Phasenanteile (Wasser: liquid und dampfförmig) und des Wärmeübergangs in der Strömung an einer heißen Oberfläche verwendet. Die volumenbezogenen Phasenanteile in jeder Zelle des numerischen Gitters sind dabei definiert als:

$$\alpha_{\text{liq}} = \frac{V_{\text{liq}}}{V_{\text{liq}} + V_{\text{vap}}}, \quad \text{Gl. 10}$$

$$\alpha_{\text{vap}} = \frac{V_{\text{vap}}}{V_{\text{liq}} + V_{\text{vap}}}, \quad \text{Gl. 11}$$

$$\alpha_{\text{liq}} + \alpha_{\text{vap}} = 1; \quad \alpha_{\text{liq}} = 0 \dots 1; \quad \alpha_{\text{vap}} = 0 \dots 1. \quad \text{Gl. 12}$$

Die Dampfphase wird in jeder Zelle des numerischen Gitters entsprechend Gl. 10 - Gl. 12 als eine Ansammlung von Blasen mit einem vorzugebenden Blasendurchmesser (s. Kapitel 3.7.4) betrachtet. Dieser Modellansatz wird als „bubble crowding model“ bezeichnet [Kandlikar, 2001a]. Während des Filmsiedens in der Nähe einer Wand mit einer hohen Wandüberhitzung liegt unter diesen Annahmen kein exakt durch eine Phasengrenzfläche abgegrenzter Siedefilm vor, stattdessen werden die mit der Filmsiedephase assoziierten Vorgänge hinsichtlich Strömungsstruktur und Wärmeübergang in diesen Bereichen durch sehr hohe Dampfanteile ($\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$) repräsentiert.

Nimmt der lokale Dampfanteil in Wandnähe im Verlauf der Abkühlung beim Unterschreiten der Leidenfrosttemperatur ab oder reicht die Wandüberhitzung nicht zur vollständigen Verdampfung des Liquidanteils in Wandnähe aus, so stehen die resultierenden moderaten Werte des Dampfanteils ($0 < \alpha_{\text{vap}} < 1$) innerhalb des entwickelten Modells für die Siedephase des Blasensiedens. In Bereichen des Rechengebiets, in denen keine Dampfbildung erfolgt ist oder der Dampf bereits wieder vollständig rekondensiert ist ($\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 0$), können die Mechanismen des einphasigen Impuls- und Wärmetransports durch diesen Modellansatz wiedergegeben werden.

Eine Zusammenfassung der Zuordnungen des lokalen Dampfanteils zu den jeweiligen Siedephasen zeigt Bild 12.

$\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$:	Filmsieden
$0 < \alpha_{\text{vap}} < 1$:	Blasensieden
$\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 0$:	Konvektion

Bild 12: Zuordnung der Siedephasen im Modellansatz

4.1.2 Erhaltungsgleichungen

Für die Flüssigkeits-Gas-Strömung werden die zur Beschreibung der Erhaltungsgrößen Masse bzw. Phasenanteil, Impuls und Energie geeigneten Erhaltungsgleichungen in der folgenden Form verwendet, wobei die Subskripte q und p als Phasenindikatoren für die primäre Phase bzw. sekundäre verwendet werden. Im Folgenden werden die Erhaltungsgleichungen für die Phasen i (mit $i = q$ oder $i = p$ für die primäre flüssige bzw. die sekundäre dampfförmige Phase) angegeben.

Sowohl die flüssige als auch die Dampfphase werden dabei als inkompressibel (unabhängig von Druck) betrachtet. Die temperaturabhängige Dichte ρ_i der Flüssig- und Dampfphase werden über den Boussinesq-Ansatz angenähert [Ansys, 2010].

$$\rho_i(T_i) = \rho_{0,i} [1 - \beta_i(T_i - T_0)] \quad \text{Gl. 13}$$

Dabei stehen ρ_0 und T_0 für die für die Dichte der jeweils betrachteten Phase bei der am Strömungseinlass vorliegenden Referenztemperatur. Zusätzlich ist der volumetrische Expansionskoeffizient β [K^{-1}] der jeweiligen Phase zur Berechnung notwendig. Die in der Simulation verwendeten Stoffdaten der Fluide sind in Kapitel A.2 angeführt.

Massenerhaltungsgleichung bzw. Erhaltungsgleichung für die Phasenanteile

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \vec{v}_i) = S_m \quad \text{Gl. 14}$$

Unter Verwendung von Gl. 12 kann aus der vorliegenden Form in Gl. 14 die Erhaltungsgleichung für die sekundäre Phase p abgeleitet werden. Der Quellterm S_m steht für die zusätzlich, bspw. aufgrund von Verdampfung und Kondensation zwischen den beiden Phasen transferierte Masse und wird in Kapitel 4.2 erläutert.

Impulserhaltungsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \vec{v}_i \vec{v}_i) = -\alpha_i \nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_i + \alpha_i \rho_i \vec{g} + \vec{R}_{pq} + \vec{S}_i \quad \text{Gl. 15}$$

In Gl. 15 wird der Stresstensor $\bar{\bar{\tau}}_i$ wie folgt berechnet:

$$\bar{\tau}_i = \alpha_i \mu_i (\nabla \bar{v}_i + \nabla \bar{v}_i^T) + \alpha_i (\lambda_i + \frac{2}{3} \mu_i) \nabla \cdot \bar{v}_i. \quad \text{Gl. 16}$$

In der Impulserhaltungsgleichung (Gl. 15) repräsentiert der Term $\bar{\mathbf{R}}_{pq}$ den Impulsaustausch zwischen den Phasen aufgrund von Geschwindigkeitsdifferenzen („drag“, $\bar{\mathbf{R}}_{pq} = \bar{\mathbf{R}}_{qp}$), während der Quellterm $\bar{\mathbf{S}}_{\text{mom}}$ die Austauschsterme für den Impuls in Folge von Verdampfung und Kondensation enthält (proportional zum Verdampfungsmassenstrom, s. Kapitel 4.2).

Energieerhaltungsgleichung im Fluid

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i \rho_i h_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \bar{v}_i h_i) = -\alpha_i \frac{\partial p}{\partial t} + \bar{\tau}_i : \nabla \bar{v}_i - \nabla \bar{q}_i + \dot{Q}_{pq} + S_e \quad \text{Gl. 17}$$

In Gl. 17 umfasst der Term \dot{Q}_{pq} den Wärmeübergang zwischen der primären q und der sekundären Phase p aufgrund von Temperaturgradienten zwischen den beiden Phasen, während der Quellterm S_e (s. Kapitel 4.2) den zusätzlich notwendigen Energietransfer zwischen den Phasen in Verbindung mit der aufgrund von Verdampfung und Kondensation übergehenden Masse enthält.

Während für jede Phase die Phasenanteile sowie individuelle Geschwindigkeits- und Temperaturfelder berechnet werden, wird im gesamten Rechengebiet ein gemeinsames Druckfeld für beide Phasen gelöst. Eine abrupte Druckänderung im Bereich der Phasengrenzfläche zwischen Dampf und Liquid, wie es gemäß Kapitel 3.6 als Teil der Gleichgewichtsbedingungen an einer Dampfblase der Fall ist, kann im Euler-Euler-Ansatz entsprechend nicht wiedergegeben werden.

4.1.3 Austauschsterme für Impuls und Energie zwischen den Phasen

Bei der Verwendung des Euler-Euler-Mehrfluidansatzes werden die Anteile der sekundären Phase (hier: Dampf) als kugelförmig behandelt, wobei der Blasendurchmesser d_b vorgegeben werden muss. Der Blasendurchmesser beeinflusst wesentlich die Phasengrenzfläche, die zum Austausch von Energie und Impuls aufgrund von Geschwindigkeits- bzw. Temperaturgradienten zwischen den Phasen zur Verfügung steht (s. Kapitel 3.7.4). Eine physikalisch sinnvolle Definition dieses Wertes, hier basierend auf verfügbaren Literaturangaben, ist deshalb notwendig. Das Bild 13 zeigt in prinzipieller Weise den Zustand in Wandnähe bei hohen lokalen Dampfgehalten mit unterschiedlich großen Dampfblasendurchmessern d_b .

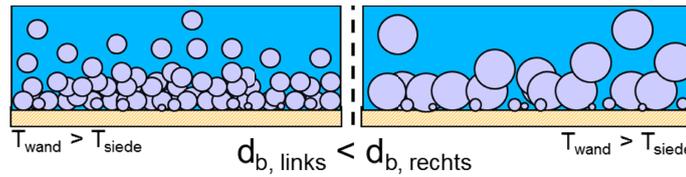


Bild 13: Veranschaulichung unterschiedlicher Dampfblasendurchmesser d_b in Wandnähe bei hohen lokalen Dampfanteilen

Bei ansonsten identischen Bedingungen bewirkt ein sinkender Dampfblasendurchmesser eine Erhöhung der zum Austausch von Energie und Impuls zur Verfügung stehenden Austauschfläche. Bestehende Temperatur- und/oder Geschwindigkeitsgradienten gleichen sich somit bei einem umso niedrigeren Dampfblasendurchmesser d_b umso schneller aus.

Die Phasenaustauschterme werden auf Grundlage einer vom Blasendurchmesser d_b abhängigen Blasenreynoldszahl Re_b berechnet, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit wie folgt definiert wird:

$$Re_b = \frac{\rho_{liq} |\bar{v}_{vap} - \bar{v}_{liq}| d_b}{\eta_{liq}}. \quad \text{Gl. 18}$$

Dabei wird neben der Relativgeschwindigkeit [m/s] zwischen der liquiden und der dampfförmigen Phase zusätzlich die Dichte ρ_{liq} [kg/m³] und die dynamische Viskosität η_{liq} [kg/(ms)] der liquiden Phase zur Berechnung herangezogen.

4.1.4 Dampfblasendurchmesser

Im verwendeten Simulationsmodell ist der Dampfblasendurchmesser d_b in geeigneter Weise vorzugeben. Die Vorgabe dieser Größe soll dabei einerseits genau genug sein, um die wesentlichen Vorgänge innerhalb der Siedephasen abbilden zu können. Andererseits soll dabei vermieden werden, dass die Vorgabe des Dampfblasendurchmessers das Ergebnis hinsichtlich der Verteilung der Siedephasen direkt beeinflusst (wie es beispielweise durch die Verwendung einer Sprungfunktion, die den Blasendurchmesser d_b durch stark unterschiedliche Werte im Bereich des Film- bzw. des Blasensiedens in Abhängigkeit von der Wandüberhitzung definiert, der Fall sein könnte). Innerhalb dieser Arbeit wird der Dampfblasendurchmesser d_b als Funktion in Abhängigkeit vom lokalen Dampfgehalt α_{vap} innerhalb der jeweils betrachteten Zelle des numerischen Gitters definiert:

$$d_b = f(\alpha_{vap}). \quad \text{Gl. 19}$$

Für $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 0$ nimmt der Dampfblasendurchmesser dabei einen minimalen Wert an, der der initialen Größe einer Dampfblase bei der Bildung auf beheizten Stahloberflächen mit typischen technischen Rauigkeiten entspricht. [McHale und Garimella, 2009; McHale und Garimella, 2010] haben aus optischen Messungen beim Behältersieden auf senkrechten Oberflächen bei verschiedenen (konstanten) Wärmestromdichten als charakteristische anfängliche Blasendurchmesser beim Dampfblasenwachstum Werte in der Größenordnung von $d_b = 60 - 100 \mu\text{m}$ gemessen.

Als maximaler Wert des Blasendurchmessers d_b wird die Dampffilmdicke δ für den Fall $\alpha \rightarrow 1$ angenommen, die als mittlere, aus Messungen an längsangeströmten senkrecht ausgerichteten metallischen Oberflächen gemäß [Jouhara und Axcell, 2002; Jouhara und Axcell, 2009] experimentell mit Werten von $\delta < 0,3 \text{ mm}$ bestimmt wurde. Diese Angaben stimmen überein mit dem maximalen Wert für den Blasendurchmesser nach einer Korrelation von [Tolubinskiy und Kostanchuk, 1970] (aus [Tu und Yeoh, 2002]), die den Blasendurchmesser zum Zeitpunkt des Abreißens von der Wand als Funktion der Fluidunterkühlung T_{sub} aus experimentellen Untersuchungen erfasst haben (Gl. 20).

$$d_b = 0,6 \cdot e^{-\frac{T_{\text{sub}}}{45}} \quad (d_b \text{ in mm}) \quad \text{Gl. 20}$$

Aus Gl. 20. ergibt sich für die im Rahmen dieser Arbeit vorrangig untersuchte Fluidunterkühlung von $T_{\text{sub}} = T_{\text{siede}} - T_{\text{liq},0} = 40 \text{ K}$ ein maximaler Durchmesser der Blase im Moment des Abreißens von der Wand von $d_b = 247 \mu\text{m}$. Eine graphische Darstellung des Zusammenhangs findet sich in Bild 14.

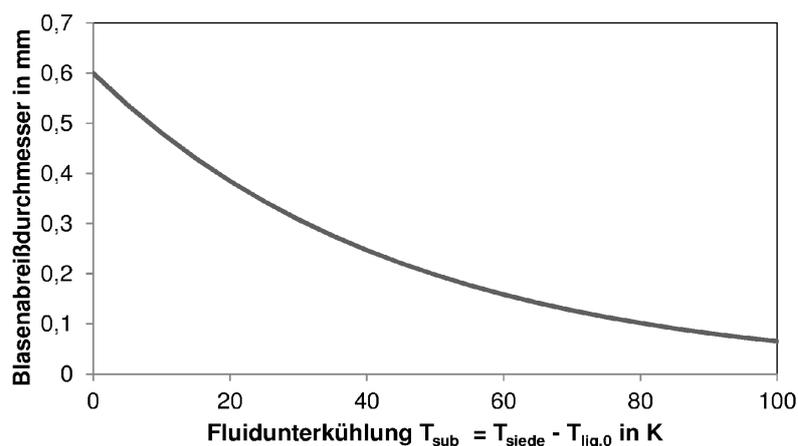


Bild 14: Blasenabreißdurchmesser nach [Tolubinskiy und Kostanchuk, 1970]

Zusammenfassend sind die aus der Literatur bekannten Größenordnungen für Dampfblasen in der Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Werte zur Vorgabe des Dampfblasendurchmessers

	Fall	Bedeutung	Wert	Quellen
$d_{b,\min}$	$\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 0$	initiale Blasengröße	$\approx 60 - 100 \mu\text{m}$	[McHale und Garimella, 2009; McHale und Garimella, 2010]
$d_{b,\max}$	$0 < \alpha_{\text{vap}} < 1$	Blasenabreiß- durchmesser	$\approx 250 - 750 \mu\text{m}$	[Tolubinskiy und Kostanchuk, 1970] [Anglart und Nylund, 1996] [Situ et al., 2005]
	$\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$	Dampffilm- dicke	$\approx 300 \mu\text{m}$	[Jouhara und Axcell, 2002; Jouhara und Axcell, 2009] [Kolev, 1998]

Die minimal auftretenden Dampfblasendurchmesser d_b im Falle sehr geringer lokaler Dampfanteile bewirken, dass ein großer Wärmestrom an die jeweilige Zelle notwendig ist, um die Dampfblasen zu bilden. Gleichzeitig folgen diese Blasen aufgrund des geringen Durchmessers sehr leicht dem Geschwindigkeitsfeld einer erzwungenen Liquidanströmung und gleichen aus demselben Grund ihre Temperatur sehr schnell der des umgebenden Liquids an.

Die entsprechend gegenteiligen Auswirkungen hat im Vergleich dazu die Annahme des maximalen Dampfblasendurchmessers im Falle sehr großer lokaler Dampfanteile. Dieser, das Filmsieden wiedergebende lokale Zustand ermöglicht ein vergleichsweise stabiles Verbleiben des Dampffilms in Oberflächennähe (in Abhängigkeit vom Impulsaustauschkoeffizienten, s. Kapitel 4.1.2). Gleichzeitig bewirkt aufgrund des großen Durchmessers d_b die relativ geringe zur Verfügung stehende Austauschfläche mit der Liquidphase, dass der Dampffilm nur einen vergleichsweise niedrigen Energieaustausch mit der Flüssigkeitsströmung zulässt und somit in seiner isolierenden Wirkung in guter Näherung den in der Realität vorherrschenden Dampffilmzustand abbilden kann. Eine Verbildlichung dieser beiden Zustände zeigt das Bild 15.

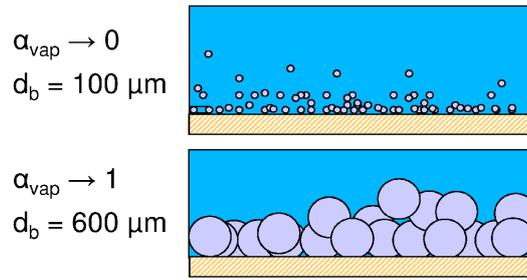


Bild 15: Auswirkung des Dampfblasendurchmessers auf verschiedene Siedezustände in Wandnähe

Der aus dem minimalen (bei $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 0$) und dem maximalen ($\alpha \rightarrow 1$) in der Nähe der heißen Oberfläche zu erwartende Blasendurchmesser d_b abgeleitete lineare Zusammenhang zur Vorgabe dieser Größe in der Berechnung der Blasenreynoldszahl (s. Gl. 18) lautet:

$$d_b = 500 \mu\text{m} \cdot \alpha_{\text{vap}} + 100 \mu\text{m}. \quad \text{Gl. 21}$$

Der Einfluss der Blasengröße auf das Simulationsergebnis wird in Kapitel 6.8 diskutiert.

4.1.5 Impulsaustausch

In der Impulserhaltungsgleichung (Gl. 12) beschreibt der Term \bar{R}_{pq} den Impulsaustauschkoeffizienten aufgrund eines Geschwindigkeitsgradienten zwischen den Phasen.

$$\bar{R}_{pq} = \frac{\alpha_{\text{liq}} \alpha_{\text{vap}} \rho_{\text{vap}}}{\tau_p} \cdot \frac{c_D \text{Re}_b}{24} \quad \text{Gl. 22}$$

In Gl. 22 ist neben den Anteilen der flüssigen bzw. der dampfförmigen Phase α_{liq} und α_{vap} sowie der Dichte der dampfförmigen Phase ρ_{vap} die Blasenreynoldszahl Re_b gemäß Gl. 18 einzusetzen. Darüber hinaus sind in Gl. 22 die „particle relaxation time“ τ_p [s] und der Widerstandbeiwert c_D [-] (gemäß der Schiller-Naumann-Korrelation für sphärische Einzelpartikel [Schiller und Naumann, 1935]), aktuelle Anwendung bspw. in [Chen et al., 2005]) wie folgt definiert:

$$\tau_p = \frac{\rho_{\text{vap}} d_b^2}{\eta_{\text{liq}}}. \quad \text{Gl. 23}$$

$$c_D = \begin{cases} \frac{24 (1 + 0,1 \text{Re}_b^{0,687})}{\text{Re}_b}, & \text{Re}_b \leq 1000 \\ 0,0183 \cdot \text{Re}_b, & \text{Re}_b > 1000 \end{cases}. \quad \text{Gl. 24}$$

Zur numerischen Simulation von vergleichsweise scharf getrennten bzw. geschichteten, mehrphasigen Strömungen, wie es z.B. für die parallele Überströmung einer Wand, welche auf der Oberfläche einen Dampffilm sowie eine darüber angeordnete wandparallele Strömung aufweist, der Fall ist, sind vielfach Bestrebungen unternommen worden, eine schärfer ausgeprägte Phasengrenzfläche auch im Euler-Euler-Simulationsansatz abbilden und den auftretenden Impulsaustausch realistischer wiedergeben zu können. Zu diesem Zweck wurde von [Strubelj und Tiselj, 2011; Strubelj et al., 2009] und [Coste et al., 2007; Coste et al., 2008] ein anisotroper Impulsaustausch (engl.: „anisotropic drag“) vorgeschlagen, wobei je nach Richtung der eintreffenden Strömung im Verhältnis zur Lage der Phasengrenzfläche ein unterschiedlich stark ausgeprägter Impulsaustausch angenommen wird. Die Lage der Phasengrenzfläche wird dabei durch eine Auswertung des Gradienten des Dampfphasenanteils α_{vap} in einer Zelle ermittelt. Der steilste Gradient des Dampfanteils stellt sich in normaler Richtung zur Phasengrenzfläche ein, während der Gradient des Dampfanteils in wandparalleler Richtung klein ist. Ist zusätzlich der Vektor der Relativgeschwindigkeit zwischen der Liquid- und Dampfphase parallel zum steilsten Gradienten des Phasenanteils, so trifft die Liquidströmung senkrecht auf die Phasengrenzfläche. In diesem Fall wird nach [Coste et al., 2007; Coste et al., 2008] davon ausgegangen, dass ein Impulsaustausch auftritt, wie er in konventioneller Weise durch ein Ermitteln der auf die Projektionsfläche der Blase wirkenden Relativgeschwindigkeit zwischen der Liquid- und Dampfphase berechnet wird.

Stehen der Vektor in Richtung des steilsten Gradienten des Dampfphasenanteils und der Vektor der Relativgeschwindigkeit der Strömung dagegen orthogonal zueinander, so bewegt sich die Liquidströmung parallel zur Phasengrenzfläche. Die Projektionsfläche der Phasengrenzfläche, auf die ein entsprechender Impuls proportional zur Auftreffgeschwindigkeit ausgeübt wird, ist entsprechend sehr niedrig. Realisiert wird der Impulsaustausch unter diesen Bedingungen vor allem über Reibungskräfte zwischen der Liquidströmung und der Phasengrenzfläche.

Wie stark die Anisotropie des Impulsaustausches in Abhängigkeit von der Richtung der Relativgeschwindigkeit in Bezug auf die Lage der Phasengrenzfläche ist, beschreibt das Verhältnis aus dem Austauschkoefizienten c_D in normaler Richtung zum verringerten Austauschkoefizienten in tangentialer Richtung der Phasengrenzfläche. In der vorliegenden Arbeit wurde dafür das in [Ansys, 2010] in Verbindung mit geschichteten Strömungen (Fluid: Wasser) hinsichtlich der Qualität des Ergebnisses sowie der Stabilität der Rechnung empfohlene Verhältnis von

$$\lambda_{\text{aniso}} = \frac{\text{Impulsaustausch normal zur Phasengrenzfläche}}{\text{Impulsaustausch tangential zur Phasengrenzfläche}} = 1000 \quad \text{Gl. 25}$$

verwendet.

Entsprechend des beschriebenen Zusammenhangs zwischen dem Winkel der Relativgeschwindigkeit und des steilsten Gradienten des Dampfphasenanteils zueinander wird im Impulsaustausch eine Anpassung vorgenommen:

$$R_{\text{pq, tangential}} = R_{\text{pq, symmetric}} \cdot \frac{1}{\lambda_{\text{aniso}}} . \quad \text{Gl. 26}$$

4.1.6 Energieaustausch

Der Wärmeübergang zwischen der Dampf- und der Liquidphase aufgrund eines vorliegenden Temperaturgradienten zwischen den Phasen wird in dem Term \dot{Q}_{pq} in Gleichung Gl. 17 beschrieben. Dabei ist $\tilde{q}_{\text{pq}} = -\tilde{q}_{\text{qp}}$, so dass die Energiebilanz zwischen den Phasen erhalten bleibt. Der Wärmestrom zwischen der Liquid- und Dampfphase in entgegengesetzter Richtung zum Temperaturgradienten ist dabei definiert als (Gl. 27):

$$\tilde{q}_{\text{pq}} = \tilde{\alpha}_{\text{pq}} (T_{\text{p}} - T_{\text{q}}) . \quad \text{Gl. 27}$$

Hier steht $\tilde{\alpha}_{\text{pq}}$ für den volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten [W/(m³K)] zwischen den Phasen in jeder Zelle mit bekanntem Volumen innerhalb des numerischen Gitters und $(T_{\text{p}} - T_{\text{q}})$ stellt die Temperaturdifferenz zwischen den Phasen dar.

Der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient $\tilde{\alpha}_{\text{pq}}$ ist definiert als:

$$\tilde{\alpha}_{\text{pq}} = \frac{\lambda_{\text{liq}} A_{\text{int}} \text{Nu}_{\text{b}}}{d_{\text{b}}} , \quad \text{Gl. 28}$$

$$\text{mit: } A_{\text{int}} = \frac{6 \alpha_{\text{vap}} \alpha_{\text{liq}}}{d_{\text{b}}} . \quad \text{Gl. 29}$$

Hierbei steht der Term A_{int} [m²/m³] für die innerhalb eines betrachteten Volumens zum (Energie)-Austausch zwischen der Dampf- und Liquidphase zur Verfügung stehende Phasengrenzfläche [Kalkach-Navarro et al., 1993], λ_{liq} stellt die Wärmeleitung [W/(mK)] der liquiden Phase dar. Die Berechnung der Blasen-Nusseltzahl Nu_{b} , des dimensionslosen Wärmeübergangs, erfolgt auf der Grundlage der Ranz-Marshall Korrelation für den Wärmeübergang an sphärischen Einzelpartikeln [Ranz und Marshall, 1952a; Ranz und

Marshall, 1952b]. Dieser auf der Analogie zwischen Massen- und Stofftransport an verdampfenden sphärischen Blasen beruhende Zusammenhang berechnet die Nusseltzahl Nu_b gemäß:

$$Nu_b = \frac{\alpha_{pq} d_b}{\lambda_{liq}} = 2,0 + 0,6 Re_b^{1/2} Pr_{liq}^{1/3}, \quad \text{Gl. 30}$$

$$Pr_{liq} = \frac{c_{p,liq} \eta_{liq}}{\lambda_{liq}}. \quad \text{Gl. 31}$$

In Gl. 30 bezeichnet der konstante Summand den Wärmeübergang im ruhenden System (ohne vorherrschenden Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen, s. die Definition der Blasenreynoldszahl Re_b in Gl. 18), α_{pq} gibt den Wärmeübergangskoeffizienten [W/(m²K)] zwischen den Phasen an. Die Prandtlzahl der flüssigen Phase Pr_{liq} bezeichnet das Verhältnis aus diffusivem Impuls- und konduktivem Wärmetransport.

4.2 Implementierung des siedebedingten Phasenübergangs

Zusätzliche Quell- und Senkenterme S in den Erhaltungsgleichungen (s. Kapitel 4.1.2) der Strömung sind notwendig, um den Phasenübergang zwischen der flüssigen und der dampfförmigen Phase aufgrund von Verdampfung und Kondensation zu berücksichtigen. Kernstück des Modells sind die zusätzlichen Quell- und Senkenterme S für die aufgrund der herrschenden Siedephänomene zwischen den Phasen zu transferierende Masse. Dabei wird für jede Zelle im Rechengbiet während jedes Zeitschritts die mittlere Liquid- bzw. Dampftemperatur überprüft und entsprechend der im Folgenden aufgeführten Bedingungen wird festgelegt, ob und wie viel Masse, Energie und Impuls aufgrund von Verdampfung oder Kondensation zwischen der Liquid- und Dampfphase ausgetauscht wird.

4.2.1 Modellierungsansatz basierend auf dem Stoffübergangskoeffizienten

Der folgende mechanistische Berechnungsansatz für zweiphasige Strömungen unter Einbeziehung von Siedevorgängen wurde von [Lee, 1980] entwickelt. Basierend auf einer temperaturbedingten Abfrage wird entschieden, ob Verdampfung oder Kondensation vorliegt. Die Höhe des Quell- bzw. Senkenterms (dargestellt in der Massenerhaltungsgleichung der liquiden Phase $S_{m, liq}$ [kg / (m³ s)] zwischen den Phasen hängt vom Stoffübergangskoeffizienten β [m³ / (m² s)] ab:

$$\text{if } T_{\text{liq}} > T_{\text{siede}}: \quad S_{\text{m,liq}} = -\beta A_{\text{int}} \alpha_{\text{liq}} \rho_{\text{liq}} \frac{T_{\text{liq}} - T_{\text{siede}}}{T_{\text{siede}}} \quad \text{Gl. 32}$$

$$\text{if } T_{\text{vap}} < T_{\text{siede}}: \quad S_{\text{m,liq}} = \beta A_{\text{int}} \alpha_{\text{vap}} \rho_{\text{vap}} \frac{T_{\text{siede}} - T_{\text{vap}}}{T_{\text{siede}}} \quad \text{Gl. 33}$$

Der Stoffübergangskoeffizient β sowie die Austauschfläche zwischen den Phasen A_{int} [m^2 / m^3] sind allerdings nicht bekannt. Ein Modellansatz zur Analyse des Strömungssiedens an Bauteilen in Flüssigkeiten wurde in [Krause et al., 2010] und [Stark und Fritsching, 2011] entwickelt. Dabei wurde auf den Wärmeübergang beim Abkühlen einer Zylindergeometrie aus Stahl in einer Längsanströmung mit Wasser eingegangen. Die flächengemittelten und lokalen Wärmeübergangskoeffizienten wurden in Abhängigkeit von der zeit- und ortsabhängigen Verteilung der Dampfanteile bzw. der Siedephasen auf der Körperoberfläche analysiert. Zusätzlich wurde dabei der Einfluss der Anströmgeschwindigkeiten und der Liquidtemperatur auf den Abkühlverlauf am Bauteil untersucht.

Zur Berechnung der aufgrund von Verdampfung und Kondensation zwischen den Phasen (dampf / flüssig) übergehenden Masse wird im Rahmen dieser Arbeit ein abweichender Berechnungsansatz entwickelt.

4.2.2 Modellierungsansatz basierend auf dem Wärmetransport und der Liquidtemperatur

Grundidee

Zur Berechnung der Austauschterme wird die Annahme herangezogen, dass die lokale Liquidtemperatur T_{liq} nicht die Siedetemperatur T_{siede} bei gegebenem Umgebungsdruck p_{liq} überschreiten kann (s. Bild 11). Um diese Limitierung der Temperatur zu gewährleisten, wird für jede Zelle des numerischen Gitters während jedes Zeitschritts Δt_s zunächst eine aus den Erhaltungsgleichungen resultierende Liquidtemperatur \tilde{T}_{liq} berechnet und damit die Bedingung für den Senkenterm $S_{\text{e,liq}}$ [W/m^3] in der Energiegleichung überprüft und ggf. angewendet:

$$\text{if } \tilde{T}_{\text{liq}} > T_{\text{siede}}: \quad S_{\text{e,liq}} = -\alpha_{\text{liq}} \rho_{\text{liq}} c_{\text{p,liq}} \frac{\tilde{T}_{\text{liq}} - T_{\text{siede}}}{\Delta t_s} \quad \text{Gl. 34}$$

$$\text{if } \tilde{T}_{\text{liq}} \leq T_{\text{siede}}: \quad S_{\text{e,liq}} = 0 \quad \text{Gl. 35}$$

Der Wärmestrom entsprechend Gl. 34 im Falle einer Überschreitung der Siedetemperatur innerhalb der liquiden Phasen wird mit einem kritischen Wärmestrom verglichen, um zu

bestimmen, ob die der jeweiligen Zelle des numerischen Gitters hinzugefügte Wärmestrom hoch genug ist, um Verdampfung zu ermöglichen. Dieser kritische Wärmestrom \dot{q}_{crit} wird auf Grundlage der konstitutionellen Liquidüberhitzung ΔT (s. Kapitel 3.6) zur Aufrechterhaltung einer Dampfblase in einer Flüssigkeit aus Gl. 7 gebildet:

$$\dot{q}_{\text{crit}} = -\alpha_{\text{liq}} \rho_{\text{liq}} c_{p,\text{liq}} \frac{(\Delta T)}{\Delta t_s}. \quad \text{Gl. 36}$$

Ist der Betrag des Senkenterms in der Energiegleichung (Gl. 34) größer als der kritische Wärmestrom (Gl. 36), so tritt Verdampfung innerhalb der betreffenden Zelle auf. Im umgekehrten Falle wird davon ausgegangen, dass – obwohl der Liquidphase zu Limitierung ihrer Temperatur eine bestimmte Wärmemenge entzogen wird – der zusätzliche Wärmestrom zur zusätzlichen Dampfbildung nicht ausreicht und somit Kondensation den dominanten Vorgang in der betrachteten Zelle unabhängig von der vorliegenden Dampftemperatur T_{vap} darstellt. Während jeder Iteration wird für jede Zelle des numerischen Gitters geprüft, ob eine der Bedingungen für Verdampfung oder Kondensation erfüllt sind und ggf. die jeweiligen Austauschterme angewendet:

$$\text{if } S_{e,\text{liq}} \leq \dot{q}_{\text{crit}} \rightarrow \text{Verdampfung} \quad \text{Gl. 37}$$

$$\text{if } S_{e,\text{liq}} > \dot{q}_{\text{crit}} \rightarrow \text{Kondensation I} \quad \text{Gl. 38}$$

Die im Zuge der Rekondensation eines Teils des Dampfes frei werdende Verdampfungsenthalpie Δh_v ermöglicht in der Folge das Erreichen eines neuen Gleichgewichtszustands bei einem entsprechend verringerten Dampfanteil und einem somit kleineren Dampfblasendurchmesser (s. Kapitel 4.1.3). In beiden Fällen wird der sich ergebende Massenstrom von der flüssigen zur dampfförmigen Phase (Verdampfung) bzw. von der dampfförmigen zur flüssigen Phase unter Verwendung der Verdampfungsenthalpie des Liquids proportional zum berechneten Quell- bzw. Senkenterm in der Energieerhaltungsgleichung berechnet. Dabei wird der Sprung im Energieniveau zwischen den Phasen aufgrund der Verdampfungsenthalpie, welcher einen wesentlichen Mechanismus bei der Erreichung der effizienten Wärmeübergänge in der Phase des Blasensiedens darstellt, in den Quell- und Senkentermen mit einbezogen.

Struktur der Abfragen im Code

Die Abfragen im Siedemodell, die in jeder Zelle des numerischen Gitters zur Anwendung der Quell- und Senkterme in den Massen- und Energieerhaltungsgleichungen aufgrund von

Kondensation und Verdampfung durchgeführt werden, sind in Bild 16 zusammengefasst (Quellterme werden dabei positiv, Senkenterme negativ definiert).

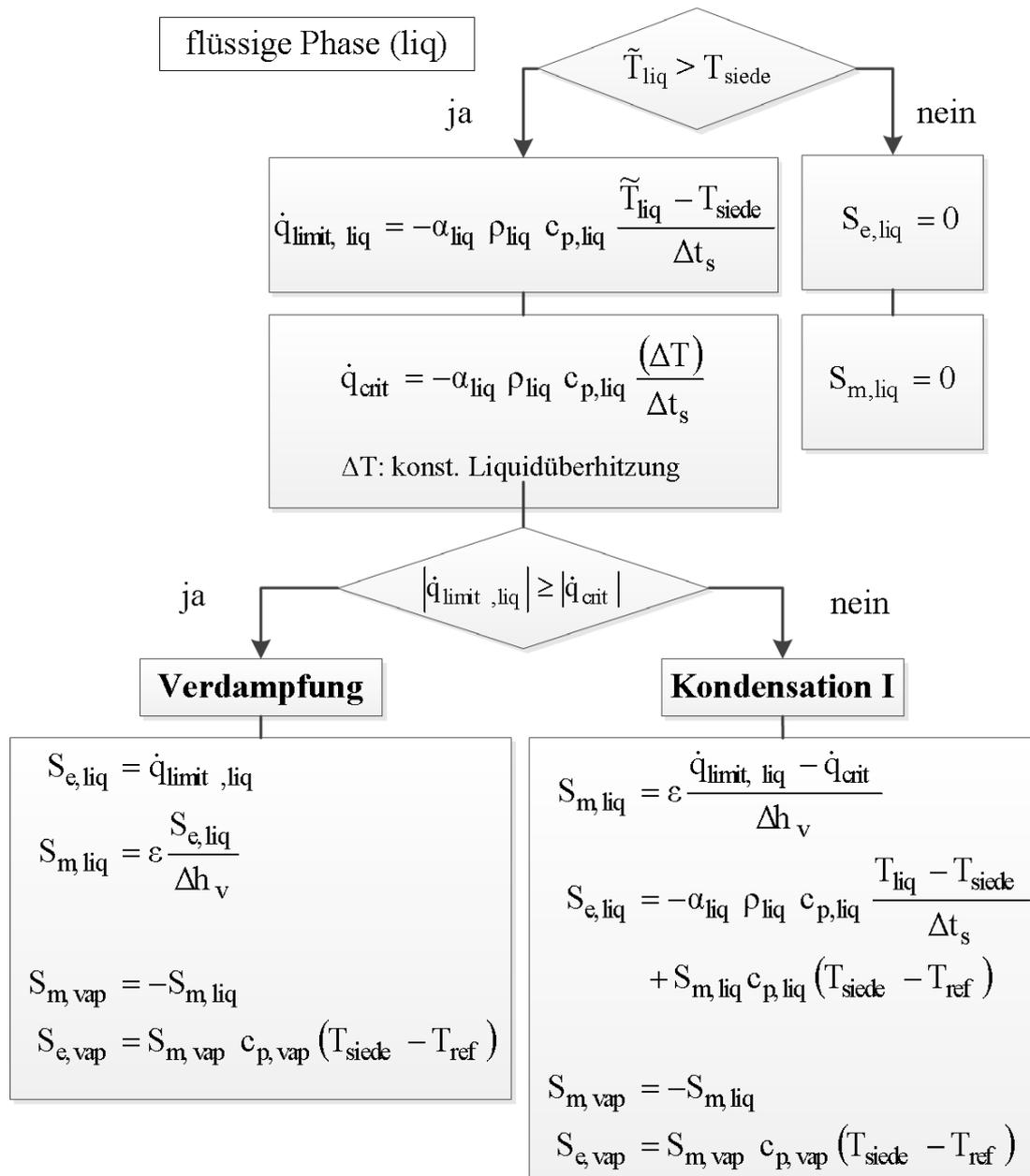


Bild 16: Abfragen im Siedemodell, Quell- und Senkenterme S

Darüber hinaus wird im Modell eine zweite Bedingung überprüft, die zur Kondensation führen kann. Sollte die mittlere Dampftemperatur T_{vap} aufgrund von Energieaustausch mit der umgebenden flüssigen Phase auf niedrigere Werte als die Siedetemperatur T_{siede} (bei Umgebungsdruck p_{liq}) absinken, so tritt sofortige Rekondensation des verbleibenden Dampfes auf. In diesem Fall („Kondensation II“) werden, ausgehend von dem notwendigen Massenstrom, der zum Übergang des restlichen Dampfanteils in einer Zelle zur liqui-

den Phase führt, die damit verbundenen Energie- und Massenströme berechnet. In der Energiegleichung der liquiden Phase wird dabei die zusätzlich in Form von Verdampfungsenthalpie freiwerdende Energie wiederum proportional zum Massenstrom von der dampfförmigen zur liquiden Phase berücksichtigt.

Ist die Bedingung für einen der drei möglichen Fälle (Verdampfung sowie Kondensation I bzw. Kondensation II) erfüllt, werden die erforderlichen Quellen- und Senkenterme in der Massen- und Energiegleichung der dampfförmigen Phase angewendet (s. Tabelle 2). Um die Massenbilanz zu erhalten, entspricht der Massenstrom in der jeweils verschwindenden Phase betragsmäßig demjenigen in der erscheinenden Phase. Die Berechnung basiert dabei auf den in Bild 16 dargestellten Zusammenhängen.

Tabelle 2: Quell- und Senkenterme S in den Massen- und Energieerhaltungsgleichungen der dampfförmigen Phase

dampfförmige Phase (vap)	
<u>Verdampfung:</u>	
Masse [kg/(m ³ s)]	$S_{m,vap} = - S_{m,liq}$
Energie [W/m ³]	$S_{e,vap} = S_{m,vap} \cdot c_{p,vap} \cdot (T_{siede} - T_{ref})$
<u>Kondensation I</u>	
Masse [kg/(m ³ s)]	$S_{m,vap} = - S_{m,liq}$
Energie [W/m ³]	$S_{e,vap} = S_{m,vap} \cdot c_{p,vap} \cdot (T_{vap} - T_{ref})$
<u>Kondensation II</u>	
Masse [kg/(m ³ s)]	$S_{m,vap} = - S_{m,liq}$
Energie [W/m ³]	$S_{e,vap} = \frac{-\alpha_{vap} \rho_{vap} c_{p,vap} (T_{vap} - T_{ref})}{\Delta t_s}$

Als T_{ref} wird in Tabelle 2 die Bezugstemperatur im Rechengebiet bezeichnet, auf deren Grundlage die im System enthaltenen Wärmemengen berechnet werden. Diese sollte niedriger sein als die minimal im Rechengebiet auftretenden Temperaturen und wurde deshalb im Rahmen dieser Arbeit generell auf $T_{ref} = 273,15$ K festgesetzt.

Außerdem sind die Impulserhaltungsgleichungen beider Phasen entsprechend Tabelle 3 zu modifizieren.

Tabelle 3: Quell- und Senkenterme in den Impulserhaltungsgleichungen

Impuls [N/m ³]	liquide Phase (liq)	dampfförmige Phase (vap)
<u>Verdampfung:</u>	$S_{\text{mom,liq}} = S_{\text{m,liq}} \cdot \bar{u}_{\text{liq}}$	$S_{\text{mom,vap}} = S_{\text{m,vap}} \cdot \bar{u}_{\text{vap}}$
<u>Kondensation I</u>	$S_{\text{mom,liq}} = S_{\text{m,liq}} \cdot \bar{u}_{\text{liq}}$	$S_{\text{mom,vap}} = S_{\text{m,vap}} \cdot \bar{u}_{\text{vap}}$
<u>Kondensation II</u>		

Die vorgestellten Quell- und Senkenterme zur Berücksichtigung von temperaturbedingter Verdampfung und Kondensation werden mittels „User-defined functions“ (UDF) in die Erhaltungsgleichungen des verwendeten CFD-Softwarepakets ANSYS Fluent 13 (Service Pack 2) implementiert.

Unterrelaxation der Dampfbildung

Der siedebedingte Massenübergang von Flüssigkeit zu Dampf und umgekehrt ist aufgrund der großen Unterschiede hinsichtlich der Dichten ρ_{liq} bzw. ρ_{vap} mit einer großen Volumenänderung verbunden. Diese führten im Falle von Verdampfung und Kondensation zu hohen Beschleunigungen bzw. Geschwindigkeiten des umgebenden Fluids, die die Strömungsstruktur und insbesondere die Dampfverteilung in der Nähe der heißen Körperoberfläche erheblich beeinflussen. Als Folge davon wird der Massenübergang in den Quellen- und Senkentermen S_{m} des entwickelten Modells unterrelaxiert. Hierfür wird die Massenguelle mit dem Relaxationsparameter ε gewichtet:

$$S_{\text{m}} = \varepsilon \frac{S_{\text{e}}}{\Delta h_{\text{v}}} \quad \text{Gl. 39}$$

Mit $\varepsilon \rightarrow 1$ (d.h. ohne Limitierung der Dampfbildung) ist keine konvergente Rechnung möglich. Die geeignete Festlegung dieses Unterrelaxationsparameters im Bereich $0 < \varepsilon < 1$ erfolgt anhand einer Parameterstudie. Bild 17 zeigt den Dampfanteil in der wandnächsten Zelle des numerischen Gitters an der Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ in Abhängigkeit der Oberflächentemperatur für drei verschiedene Werte von ε bei $v_0 = 0,3 \text{ m/s}$.

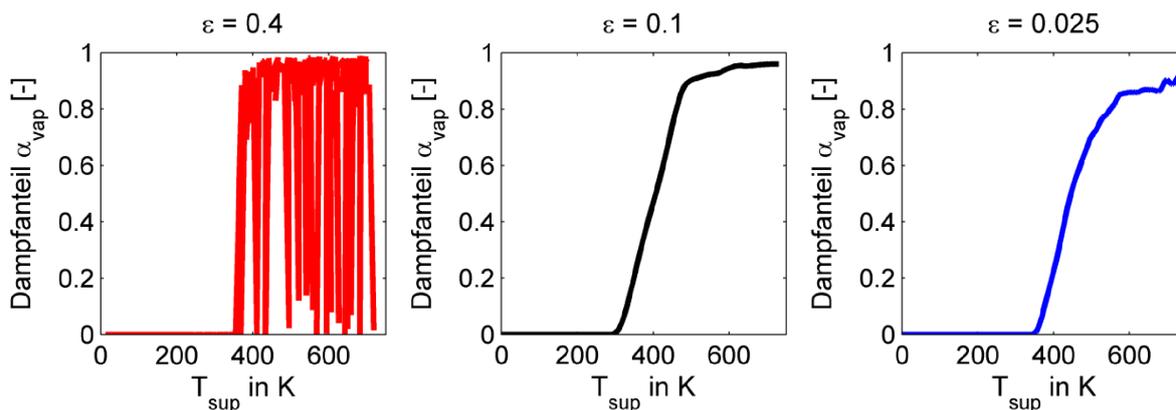


Bild 17: Lokaler Dampfanteil in Abhängigkeit von der Wandüberhitzung T_{sup} für variierte Werte von ϵ ($z/L = 1/4$)

Für $\epsilon = 0,4$ (Bild 17 links) bewirken die hohen virulenten Dampf- und Liquidgeschwindigkeiten in Oberflächennähe, dass sich kein geschlossener Dampffilm ausbilden kann. Es kommt zu einer permanenten Wiederbenetzung der Oberfläche. Auch für sehr hohe Wandüberhitzungen liegt zeitweilig direkter Kontakt zwischen der Wand und der Liquidphase vor, der lokale Dampfanteil weist entsprechend starke Schwankungen auf.

Für Werte $\epsilon = 0,1$ (Bild 17 mitte) sind diese Schwankungen des Dampfanteils bei hohen Wandtemperatur deutlich weniger ausgeprägt. Die starke Unterrelaxation der Dampfbildung mit $\epsilon = 0,025$ (Bild 17 rechts) bewirkt, dass die gebildete Dampfmenge bereits in der Filmsiedephase nicht zur Entstehung eines geschlossenen Dampffilms ausreicht und stets noch signifikante Liquidanteile in Oberflächennähe vorhanden sind.

Eine Parameterstudie zur Bestimmung des geeigneten Werts des Unterrelaxationsparameters ϵ befindet sich im Anhang in Kapitel A.1.1.

4.3 Wärmeübergang vom Festkörper an die zweiphasige Strömung

4.3.1 Wärmestromdichte

In der gekoppelten Abkühlsimulation wird der Teil des Rechengebiets, der als Festkörper („solid-zone“) definiert ist, in Abhängigkeit von dem Strömungs- bzw. Temperaturfeld auf der Fluidseite („fluid-zone“) abgekühlt (s. Bild 19). Das Wärmeleitungsproblem im Festkörper sowie die konvektiven Vorgänge in der Strömung müssen gleichzeitig gelöst werden, um das Gleichgewicht in der folgenden Form für jedes Element auf der Wand anzustreben [Mamun et al., 2008; Vishnuvardhanarao und Das, 2008]:

$$\dot{q}_{\text{wand} \rightarrow \text{fluid}} = \dot{q}_{\text{solid} \rightarrow \text{wand}}. \quad \text{Gl. 40}$$

Die fluidseitige Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{wand} \rightarrow \text{fluid}}$ [W/m²] ist dabei (für laminare Strömungen) definiert als:

$$\dot{q}_{\text{wand} \rightarrow \text{Phase } i} = \lambda_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial n} \right)_{\text{wand}}, \quad \text{Gl. 41}$$

mit $i = q$ und $i = p$ und

$$\dot{q}_{\text{wand} \rightarrow \text{fluid}} = \dot{q}_q + \dot{q}_p. \quad \text{Gl. 42}$$

Dabei ist n die Koordinate in normaler Richtung zur Wand [m], während λ die Wärmeleitfähigkeit [W/(m K)] darstellt. Der Wärmeübergang durch Wärmestrahlung ist hier nicht enthalten.

Die Wärmestromdichte vom Inneren des Festkörpers zur Wand wird berechnet nach:

$$\dot{q}_{\text{solid} \rightarrow \text{wand}} = \frac{\lambda_{\text{solid}}}{\Delta n} (T_{\text{wand}} - T_{\text{solid}}). \quad \text{Gl. 43}$$

Hier ist Δn der wandnormale Abstand des Zentrums der oberflächennächsten Zelle im Festkörper. T_{solid} steht für die mittlere Temperatur in dieser Zelle, während T_{wand} die dazugehörige Oberflächentemperatur darstellt. Die Kopplung der beiden Berechnungsteile erfolgt über die Gleichsetzung des Wärmestroms innen und außen (s. Gl. 40). Eine Abschätzung des im Simulationsmodell nicht enthaltenen Einflusses der Wärmestrahlung auf den Gesamtwärmestrom von der Wand findet sich in Kapitel A.1.6.

4.3.2 Wärmeübergangskoeffizient (WÜK)

Der Wärmeübergangskoeffizient α [W/(m²K)] an der Außenwand der Probenkörpers ist definiert als:

$$\alpha = \frac{\dot{q}_{\text{wand} \rightarrow \text{fluid}}}{(T_{\text{wand}} - T_{\text{liq},0})}. \quad \text{Gl. 44}$$

Hier ist \dot{q} die lokale Wärmestromdichte [W/m²] aus Gl. 41, die auf die Differenz zwischen der lokalen Wandtemperatur T_{wand} und der Fluidtemperatur am Strömungseinlass bzw. im Kernbereich der Strömung $T_{\text{liq},0}$ bezogen wird.

4.3.3 Nusseltzahl

Die Nusseltzahl Nu [-] an der Außenwand der Probenkörpers ist definiert als:

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda_{\text{solid}}} \quad \text{Gl. 45}$$

Hier ist α der Wärmeübergangskoeffizient [$W/(m^2K)$], λ_{solid} steht für die Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers [$W/(mK)$] und L ist die charakteristische Länge [m].

4.4 Energietransport im Festkörper (Fourier-Gleichung)

Energiegleichung im Festkörper (Bauteil)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T)$$

Gl. 46

$$\text{mit: } h = \int_{T_{\text{ref}}}^T c_p dT$$

Dabei sind die Dichte ρ , die spezifische Wärmekapazität c_p und die Wärmeleitfähigkeit λ des Festkörperwerkstoffs in Abhängigkeit von der Temperatur T zu verwenden (Stoffwerte finden sich in Kapitel A.2). Die Kopplung der Abkühlung des Festkörpers aufgrund des umgebenden zweiphasigen Strömungszustands an der Körperoberfläche erfolgt gemäß Kapitel 4.3.

4.5 Erfassung von Phasenwechselvorgängen in Stahlbauteilen (Leblond-Ansatz)

Der Leblond-Ansatz zur Erfassung von Phasenwechselvorgängen [Leblond und Devaux, 1984] ist ein semi-empirisches Modell, mit dem unterschiedliche Phasenwechselvorgänge in Werkstoffen beschrieben werden können. Dabei können diese Phasenwechsel sowohl gleichzeitig als auch nacheinander ablaufen. Der Leblond-Ansatz basiert darauf, dass sich bei unendlich langsamer Aufheizung und Abkühlung des Werkstoffs unabhängig von der herrschenden Temperatur ein jeweiliger Gleichgewichtszustand der volumenbezogenen Phasenanteile P unabhängig nach ausreichender Zeit einstellt. Um diesen Gleichgewichtszustand $\bar{P}_i(T)$ der Phase i auch bei beschleunigter Abkühlung zu erreichen, bedarf es dabei auf Grund der Reaktionsträgheit einer zeitlichen Verzögerung T_R [Hildebrand et al., 2006]. Die zeitabhängige Änderung des volumenbezogenen Anteils jeder metallischen

Phase bei diffusionsgesteuerten Umwandlungsvorgängen kann damit nach Gl. 47 beschrieben werden:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\bar{P}(T) - P}{TR} \quad \text{Gl. 47}$$

Für nicht-diffusionsgesteuerte Umwandlungen wird Gl. 47 um einen von der Abkühlgeschwindigkeit \dot{T} abhängigen Faktor erweitert:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\bar{P}(T) - P}{TR} \cdot f(\dot{T}) \quad \text{Gl. 48}$$

Die experimentelle Bestimmung dieser werkstoffspezifischen Parameter (Phasenanteile im jeweils temperaturabhängigen Gleichgewichtszustand, Reaktionsträgheiten) sowie der Materialkennwerte der verschiedenen Phasen (Dichte, Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität und Umwandlungsenthalpien) ist Voraussetzung für den Einsatz dieses Ansatzes in der numerischen Werkstoffsimulation.

4.6 Berechnung der Härteverteilung

Die resultierende Verteilung der Härtewerte [Vickershärte H_v] im Gefüge nach Beendigung des Abschreckprozesses wird auf Grundlage der Legierungszusammensetzung und der lokalen Phasenverteilung entsprechend des Ansatzes aus [Blondeau et al., 1973; Blondeau et al., 1976] berechnet. Zusätzlich geht die bei einer lokalen Überhitzung des Materials vorliegende Abkühlrate V_r [K / h] in die Berechnung mit ein:

$$H_{v,\text{Martensit}} = 127 + 949 C + 27 Si + 11 Mn + 8 Ni + 16 Cr + 21 \log V_r \quad \text{Gl. 49}$$

$$H_{v,\text{Bainit}} = -323 + 185 C + 330 Si + 153 Mn + 65 Ni + 144 Cr + 191 Mo + \log V_r (89 + 53 C - 55 Si - 22 Mn - 10 Ni - 20 Cr - 33 Mo), \quad \text{Gl. 50}$$

$$H_{v,\text{Ferrit}} = 42 + 223 C + 53 Si + 30 Mn + 12.6 Ni + 7 Cr + 1 Mo + \log V_r (10 - 19 Si + 4 Ni + 8 Cr + 130 V). \quad \text{Gl. 51}$$

Die lokale Härte H_v wird dann entsprechend der vorliegenden Phasenanteile am Ende des Abschreckprozesses berechnet nach:

$$H_v = P_{\text{Martensit}} \cdot H_{v,\text{Martensit}} + P_{\text{Bainit}} \cdot H_{v,\text{Bainit}} + P_{\text{Ferrit}} \cdot H_{v,\text{Ferrit}} \quad \text{Gl. 52}$$

5 Simulation und Experiment

5.1 Strömungssimulation

5.1.1 Geometrie und Randbedingungen

Simulationen werden hier durchgeführt und die zeit- und ortsabhängige Strömungsstruktur, die Verteilung der Dampfgehalte und die resultierende Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten werden an einer vertikal ausgerichteten, zylinderförmigen Welle mit konstantem Durchmesser mit und ohne Strömungseinfluss in einer aufwärts ausgerichteten Strömung untersucht. Die zweidimensionale, rotationsymmetrische Geometrie und die verwendeten Randbedingungen sind in Bild 18 zusammengefasst.

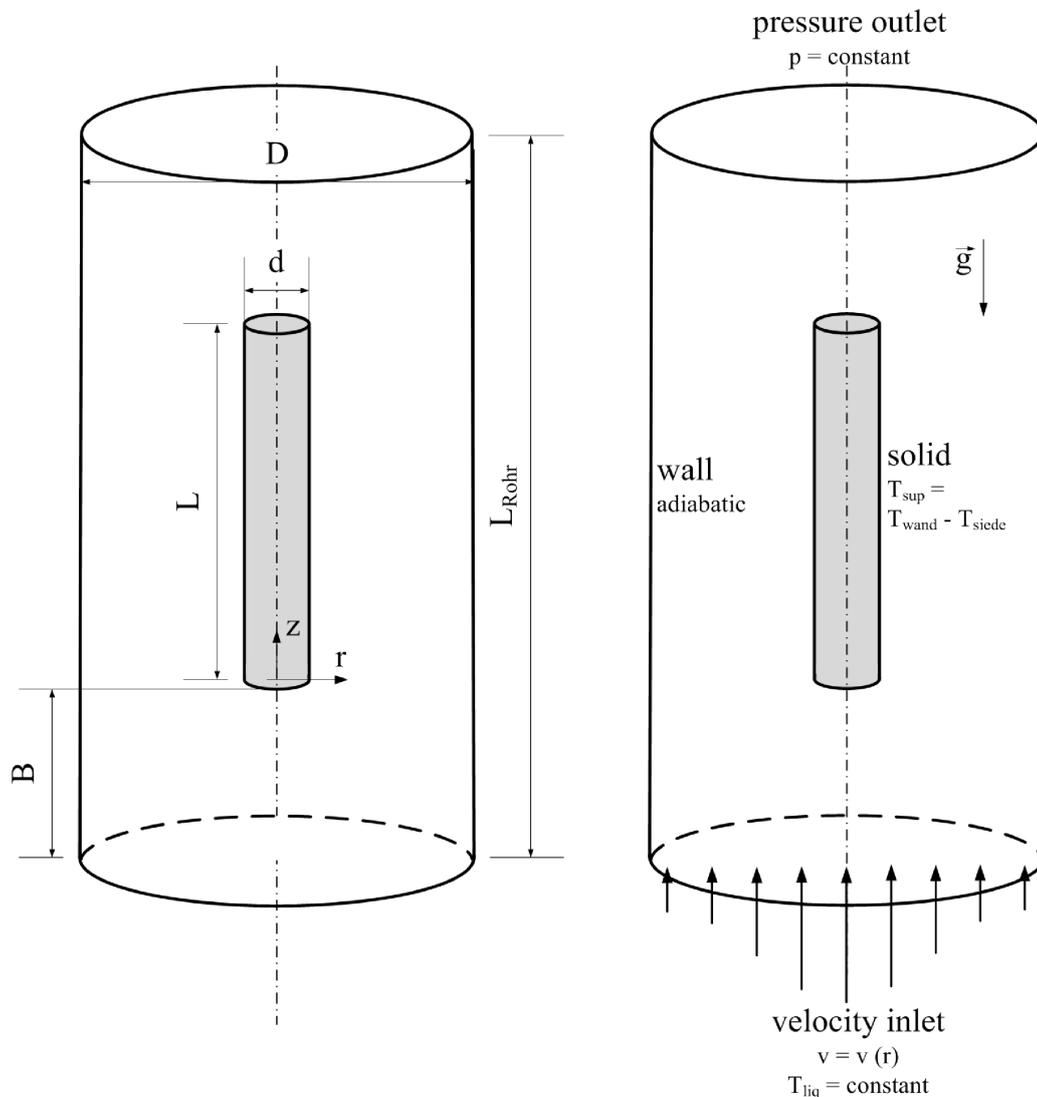


Bild 18: Geometrie (l.) und Randbedingungen (r.) zur Simulation der Abschreckströmung an einem zylindrischen Bauteil in aufwärts gerichteter Wasserströmung im Strömungsrohr

Der Durchmesser der äußeren Begrenzung der Rohrströmung sowie die beiden verwendeten Probengeometrien entsprechen dem Aufbau, der für die experimentellen Verifikationsmessungen im Rahmen dieser Arbeit verwendet worden ist (s. Tabelle 4).

Tabelle 4: Geometrievarianten im Simulationsmodell aus Bild 18

	d [mm]	L [mm]	D [mm]	L_{Rohr} [mm]	B [mm]
1)	30	150	180	350	100
2)	50	100			125

Als Auslassbedingung wurde die Annahme eines konstanten Umgebungsdruck („pressure outlet“) gewählt, der während aller Berechnungen auf $p = 101.325 \text{ Pa}$ festgelegt wurde. Aufgrund der hohen Dichtedifferenz zwischen der Liquid- und Dampfphase führt die auftretende Dampffilmbildung an der gesamten Oberfläche des zylindrischen Bauteils insbesondere zu Beginn der Abschreckung zu einer starken Volumenexpansion des Fluids im Rechengebiet. Da sowohl die Dampf- als auch die Liquidphase als inkompressible Medien behandelt werden (s. Kapitel 4.1.2), führt dies bei auftretendem Phasenübergang zwischen Liquid- und Dampfphase zu einer erheblichen Volumenexpansion und damit zu plötzlichen Druckänderungen im Rechensystem. Deshalb ist auf einen ausreichend langen Strömungsnachlauf zu achten, um auf diese Weise einen Einfluss der Druckrandbedingung auf das Simulationsergebnis zu vermeiden. Am Strömungseinlass an der Unterseite der Geometrie wird ein „velocity inlet“ verwendet.

Die Randbedingung am Strömungseinlass sowie an allen Wänden (Oberfläche des zylindrischen Körpers sowie an den Rohrwänden) wurde auf zwei verschiedene Weisen gesetzt:

- Der Liquidströmung wird am Inlet eine vorgegebene Geschwindigkeitsverteilung $v = v(r)$ mit der maximalen Geschwindigkeit v_0 auf der Rohrmittelachse aufgeprägt, deren Verlauf in radialer Richtung derjenigen entspricht, der im Experiment bzw. in Voruntersuchungen an der Position des Strömungsinlets im leeren Strömungsröhre ermittelt wurde (s. Kapitel 5.2: Voruntersuchungen). Es wird die Haftbedingung zugrunde gelegt, so dass die Strömungsgeschwindigkeit sowohl der Liquid- als auch der Dampfphase direkt an der Wand $\bar{u}_{\text{liq}} = \bar{u}_{\text{vap}} = 0$ beträgt. Diese Konfiguration wird für den Hauptteil der Simulationen verwendet. Die dabei veränderten Prozessparameter sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

Tabelle 5: Variierte Prozessparameter bei $v = v(r)$

Anström- geschwindigkeit v_0 [m/s]	Probenmaße $\varnothing d \times L$ [mm]	Liquidunter- kühlung am Inlet $T_{\text{sub}} = T_{\text{siede}} - T_{\text{liq}}$ [K]
0,01	$\varnothing 30 \times 150$ $\varnothing 50 \times 100$	20
0,1		
0,3		
0,5		
0,75		
1		

- Um den Einfluss der Probengeometrie möglichst unabhängig von der radialen Geschwindigkeitsverteilung im Strömungsrohr zu untersuchen, wird die Anströmung des Bauteils bei über dem Rohrquerschnitt konstanter Anströmgeschwindigkeit simuliert. Dabei wurden die Probengeometrien gemäß Tabelle 6 generiert:

Tabelle 6: Variierte Probengeometrien

Probenmaße		L / d [-]
Durchmesser d [mm]	Länge L [mm]	
5	150	30
10	150	15
30	150	5
30	100	3,33
30	500	1,67

Bei konstanter Probenlänge L werden drei Probendurchmesser d untersucht. Zusätzlich sind bei festem Probendurchmesser d drei verschiedene Probenlängen L eingestellt worden. Die Probe mit den Maßen $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ ist dabei in beiden Gruppen enthalten.

Am Strömungseinlass wird ein Blockprofil mit $v(r) = v_0 = \text{konstant}$ gesetzt (s. Tabelle 7). Der Einfluss der Rohrbewandung der Strömung wird dabei in der Simulation vernachlässigt. Die Wandhaftbedingung wird dazu nur an den Oberflächen des Probenkörpers verwendet, während an der Rohraußenwand vollständiger Schlupf vorgesehen ist. Die Liquidunterkühlung am Strömungsinlet beträgt $T_{\text{sub}} = 40 \text{ K}$.

Tabelle 7: Variierte Prozessparameter bei $v(r) = \text{konstant}$ am Inlet

Anströmgeschwindigkeit v_0
[m/s]
0,01
0,5
1

Die Simulation mit $v_0 = 0,01 \text{ m/s}$ soll hierbei den Fall einer Tauchbadabschreckung in nahezu ruhendem ($v_0 \rightarrow 0$) Liquid abdecken.

5.1.2 Erstellte Gitterstruktur

Bei der Generierung der Netze für die numerische Simulation der zweiphasigen Strömung um die Abschreckprobe spielt der wandnahe Bereich in der Nähe der Körperoberfläche eine wesentliche Rolle. Hier müssen einerseits ausreichend Zellreihen vorhanden sein, um den Siedefilm am Bauteil in geeigneter Weise wiedergeben und auflösen zu können. Die Größe der Zellen, insbesondere in normaler Richtung zur Bauteiloberfläche, kann andererseits einen Einfluss auf die rechnerisch erhaltene mittlere Temperatur der Liquid- sowie der Dampfphase in dieser Zelle bewirken und auf diese Weise eine Abhängigkeit des Rechenergebnisses von der Netzbeschaffenheit verursachen (Diskussion s. Kapitel A.1.4).

Darüber hinaus liegen Anforderungen seitens des Modells zur Einbeziehung des siedebedingten Phasenübergangs an die minimale Zellgröße des numerischen Gitters auf Grundlage des vorzugebenden Dampfblasendurchmessers d_b vor. Bei der numerischen Untersuchung von Blasenströmungen mit dem Euler-Euler-Mehrfluidansatz ermittelten [Krepper et al., 2007a; Krepper et al., 2007b], dass eine Gestaltung des numerischen Gitters mit Zellgrößen unterhalb des niedrigsten vorkommenden Dampfblasendurchmessers d_b keine sinnvollen Ergebnisse lieferte. Zusätzlich sei dies auch aufgrund der im Euler-Euler-Ansatz vorgenommenen Mittelung der Transportgrößen über das Zellvolumen im verwendeten Modellierungsansatz nicht sinnvoll.

Gemäß dieser Annahmen wurde bei der Gittergenerierung eine wandnormale Ausdehnung der Zellen im wandnahen Bereich in der Strömungsgrenzschicht zugrunde gelegt, die derjenigen des minimalen angenommenen Dampfblasendurchmessers d_b aus Gl. 21 entspricht. Ein Ausschnitt des randnahen Gebietes des Netzes an einem Zylinder der Höhe $L_{Zyl} = 150$ mm und einem Durchmesser $d = 30$ mm ist in Bild 19 gezeigt (die Gittergenerierung für den Zylinder $\varnothing 50$ mm x 100 mm erfolgte mit denselben Ausdehnungen der Zellen im wandnahen Bereich des Netzes). Die Verwendung eines viereckigen unregelmäßigen Zelltyps ermöglicht die flexible Anpassung des Netzes im Rechengebiet, um einerseits die gesamte Zellenzahl so gering wie möglich zu halten. Andererseits wird ein künstliches „Ausfransen“ der Phasengrenzfläche zwischen Dampf- und Liquidphase, wie es beim Mittelungsvorgang in einem Dreieckgitter häufig auftritt, vermieden.

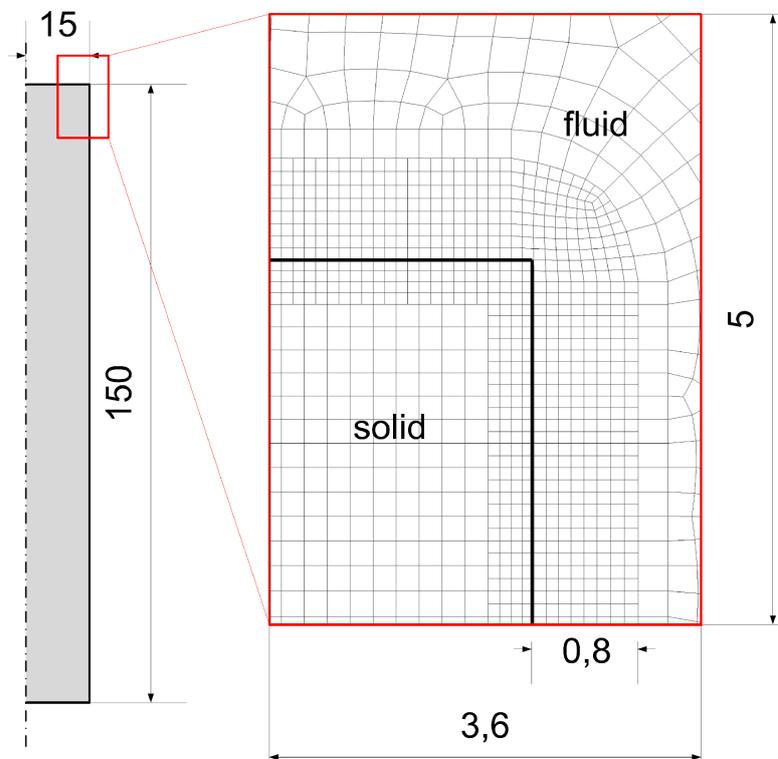


Bild 19: Ausschnitt des wandnahen Bereichs des Netzes am zylindrischen Bauteil

Um die Zellenzahl des Netzes möglichst gering zu halten, wurde eine Adaption der Zellen im wandnahen Bereich vorgenommen. Der adaptierte Bereich ist in Bild 19 in der Nähe der Oberfläche der zylindrischen Probe erkennbar und führt im Bereich des Übergangs zum Bereich der umgebenden Liquidströmung (in der fluid-Zone) bzw. zum Kernbereich des Bauteils (in der solid-Zone) die Generierung von sog. „hanging nodes“. Diese sollten zur Vermeidung einer Wechselwirkung mit den in Wandnähe auftretenden Phasenübergangsvorgängen einen ausreichend großen Abstand zur Körperfläche aufweisen.

Zur Sicherstellung der Unabhängigkeit der Lösung von der Netzgestaltung (außerhalb des wandnahen Bereichs), wurde eine Netzanalyse mit schrittweise feineren Netzauflösungen auf Basis der höchsten untersuchten Anströmgeschwindigkeit für die beiden untersuchten Probengeometrien durchgeführt (s. Bild 20). Die auf diese Weise entwickelten Rechnetze wurden für alle untersuchten Anströmgeschwindigkeiten verwendet. Die zweidimensionalen, rotationssymmetrischen Gitter umfassen für beide Probengeometrien insgesamt etwa 15.000 Zellen im Bereich des strömenden Fluids („fluid“), während der Festkörper („solid“) mit weiteren ca. 6000 Zellen vernetzt worden ist.

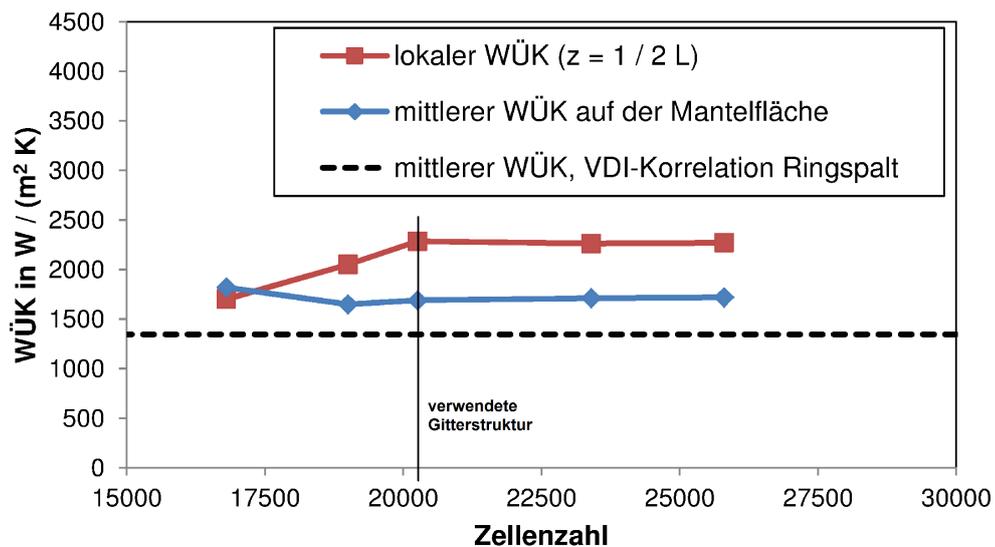


Bild 20: Einfluss der Zellenzahl auf den simulierten Wärmeübergangskoeffizienten (laminar und stationär, einphasig, Probenmaße: \varnothing 30 mm x 150 mm, $v_0 = 0,5$ m/s)

5.1.3 Verwendete Solvereinstellungen

Zur Lösung der Erhaltungsgleichungen der zweiphasigen Strömung wurde ein gekoppelter Solver verwendet, der die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls nicht sequentiell behandelt, sondern unter Verwendung eines gekoppelten mehrphasigen Solvers löst [Ansys, 2010]. Dies ist zur Berechnung des Strömungsfeldes unter Einbeziehung der in Kapitel 4.2 vorgestellten, zusätzlichen Quell- und Senkenterme zur Berücksichtigung der temperaturbedingten Siedephänomene eine zwingend notwendige Voraussetzung, da der Übergang von der Dampf- zur Liquidphase aufgrund der hohen Dichteunterschiede (bei 100 °C: $\rho_{\text{liq}} = 958,35$ kg/m³ bzw. $\rho_{\text{vap}} = 0,5542$ kg/m³) mit großer Volumenexpansion (im Falle von Verdampfung) bzw. Volumenkontraktion (im Falle von Kondensation) und einer damit verbundenen Beschleunigung des Fluids in den direkt benachbarten Gebieten einhergeht. Die auf diese Weise vorliegende Wechselwirkung zwischen dem Phasenübergang in der Massenerhaltungsgleichungen und den beschriebenen Auswirkungen auf die Impul-

serhaltungsgleichung erschweren oder verhindern ansonsten die Konvergenz der Berechnung. Zur Berechnung des Gradienten von Geschwindigkeit und Temperatur werden Interpolationsschemata zweiter Ordnung verwendet [Laurien und Oertel, 2011; Zikanov, 2010].

5.1.4 Simulationsablauf

Alle durchgeführten Simulationen am angeströmten Zylinder werden aufgrund der zeitabhängigen Natur der betrachteten Siedevorgänge instationär berechnet, wobei eine konstante Zeitschrittweite von $\Delta t_s = 5 \cdot 10^{-5}$ s verwendet wird. Zum Zeitpunkt $t = 0$ s wird der durchströmte Bereich des Rechengebiets als ausschließlich mit flüssiger Phase gefüllt ($\alpha_{\text{liq}} = 0$) festgelegt. Die Liquidtemperatur $T_{\text{liq},0}$ entspricht der am Flüssigkeitsinlet. Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt im gesamten Rechengebiet $\vec{v} = 0$ m/s. Der abzukühlende Körper wird zum Zeitpunkt $t = 0$ s mit einer homogenen Temperaturverteilung von $T_{\text{sup}} = T_{\text{solid}} - T_{\text{siede}} = 800$ K versehen.

Die Abschrecksimulationen des zylindrischen Bauteils in Flüssigkeitsumströmung mit dem Siedemodell werden beendet, sobald auf der gesamten Mantelfläche des Zylinders die Siedevorgänge beendet sind. Als Abbruchkriterium wird festgelegt, dass in diesem Bereich der lokale Dampfanteil in jeder Zelle des numerischen Gitters $\alpha_{\text{vap}} < 10^{-2}$ nicht mehr überschreitet. Die reine Konvektionsphase der Abkühlung wird hier in der Siedesimulation zunächst nicht betrachtet. Die Wärmeübergänge in der Konvektionsphase werden in gesonderten einphasigen Simulationsrechnungen in Kapitel 6.1.6 bestimmt.

5.2 Verifikationsexperimente

5.2.1 Aufbau

Zu Verifikationszwecken der Simulationsergebnisse werden Abschreckexperimente an metallischen Zylinderbauteilen bei Abschreckung im ruhenden Tauchbad und mit aufwärts gerichteter Anströmung durchgeführt, die hinsichtlich der Anströmverhältnisse, der Starttemperatur des Körpers und des Versuchsablaufs eine möglichst gute Vergleichbarkeit mit den numerischen Strömungssimulationen (s. Kapitel 5.1) aufweisen sollen. Der Versuchsaufbau ist in Bild 21 gezeigt. In einem mit vorgeheiztem Wasser ($T_{\text{liq},0} = 60 \text{ °C} \pm 1 \text{ °C}$) gefüllten Becken mit einer quadratischen Grundfläche von $620 \times 620 \text{ mm}^2$ und einer Füllhöhe von 750 mm wird in einem aufrecht stehendem Glasrohr mit einem Innendurchmesser $d_{\text{innen}} = 180$ mm und einer Wandstärke $d_{\text{wand}} = 5$ mm eine aufwärts gerichtete Strömung erzeugt, die über das Rohr von der umgebenden, abwärts gerichteten Bewegungsrichtung des Wassers abgegrenzt ist. Unterhalb des Rohres befindet sich eine Jetdüse (Bohrung mit

einem Durchmesser $d = 10$ mm), die so ausgerichtet ist, dass die Mittelachse des Rohres und der Abschreckprobe sowie der Jetdüse identisch sind.

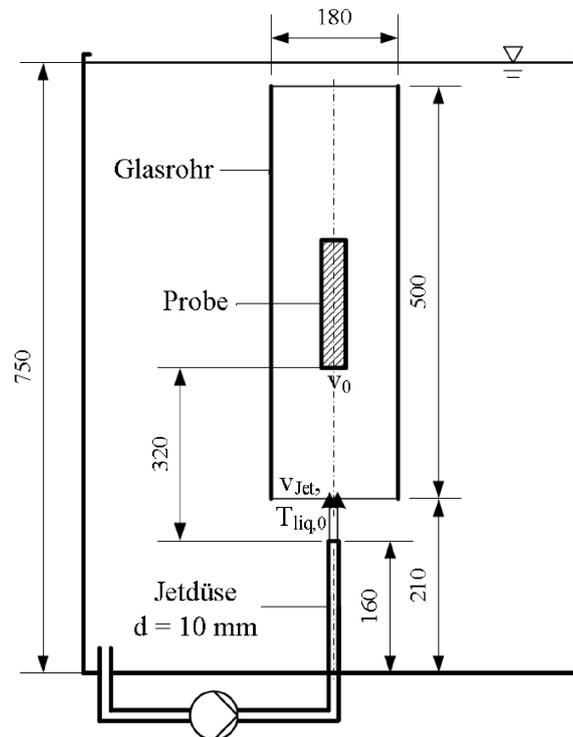


Bild 21: Aufbau für die Abschreckexperimente am zylindrischen Bauteil

Über eine Hochdruckkreiselpumpe wird während des Abschreckversuchs das im Becken befindliche Wasser in einer Kreislaufführung durch die Jetdüse gepumpt, wobei die Einlauflänge an der Düse von 160 mm zur Erzeugung eines rotationssymmetrischen Vollstrahls notwendig ist. Die Abschreckposition der zylindrischen Proben mit den Maßen $\varnothing 30$ mm x 150 mm bzw. $\varnothing 50$ mm x 100 mm ist im Glasrohr festgelegt, so dass sich die Unterkante der Probe generell in einen Abstand von 320 mm zum Düsenauslass befindet. Über einen magnetisch-induktiven Durchflussmesser auf der Druckseite der Pumpe wird der Wasservolumenstrom \dot{V}_{liq} [l/min] mit einer Messgenauigkeit von $\pm 0,5$ % bestimmt. Die mittlere Austrittsgeschwindigkeit v_{Jet} [m/s] an der Jetdüse ist:

$$v_{\text{Jet}} = \frac{\dot{V}_{\text{liq}}}{A_{\text{Jet}}} = \frac{4 \dot{V}_{\text{liq}}}{\pi d_{\text{Jet}}^2}. \quad \text{Gl. 53}$$

Die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung im Leerrohr an der Position der Unterkante des abzuschreckenden Bauteils, die aus dem über die Leistung der Kreiselpumpe eingestellten Wasservolumenstrom \dot{V}_{liq} am Jetdüsenauslass resultiert, findet sich in Kapitel 6.1.

Zur Messung von Abkühlverläufen an mehreren Positionen innerhalb der Probenkörper aus austenitischem Stahl (1.4305) werden Thermoelemente des Typs K (NiCr - Ni) mit einem Durchmesser $d_{\text{Thermoelement}} = 0,5 \text{ mm}$ verwendet, die über funkenenerodierte Bohrungen mit einem Durchmesser von $d_{\text{Bohrung}} = 0,6 \text{ mm}$ (Thermoelemente in Wandnähe) ins Bauteil mit einem Abstand der Messstelle zur Probenoberfläche von $\Delta r \approx 1 \text{ mm}$ eingebracht werden (s. Bild 22).

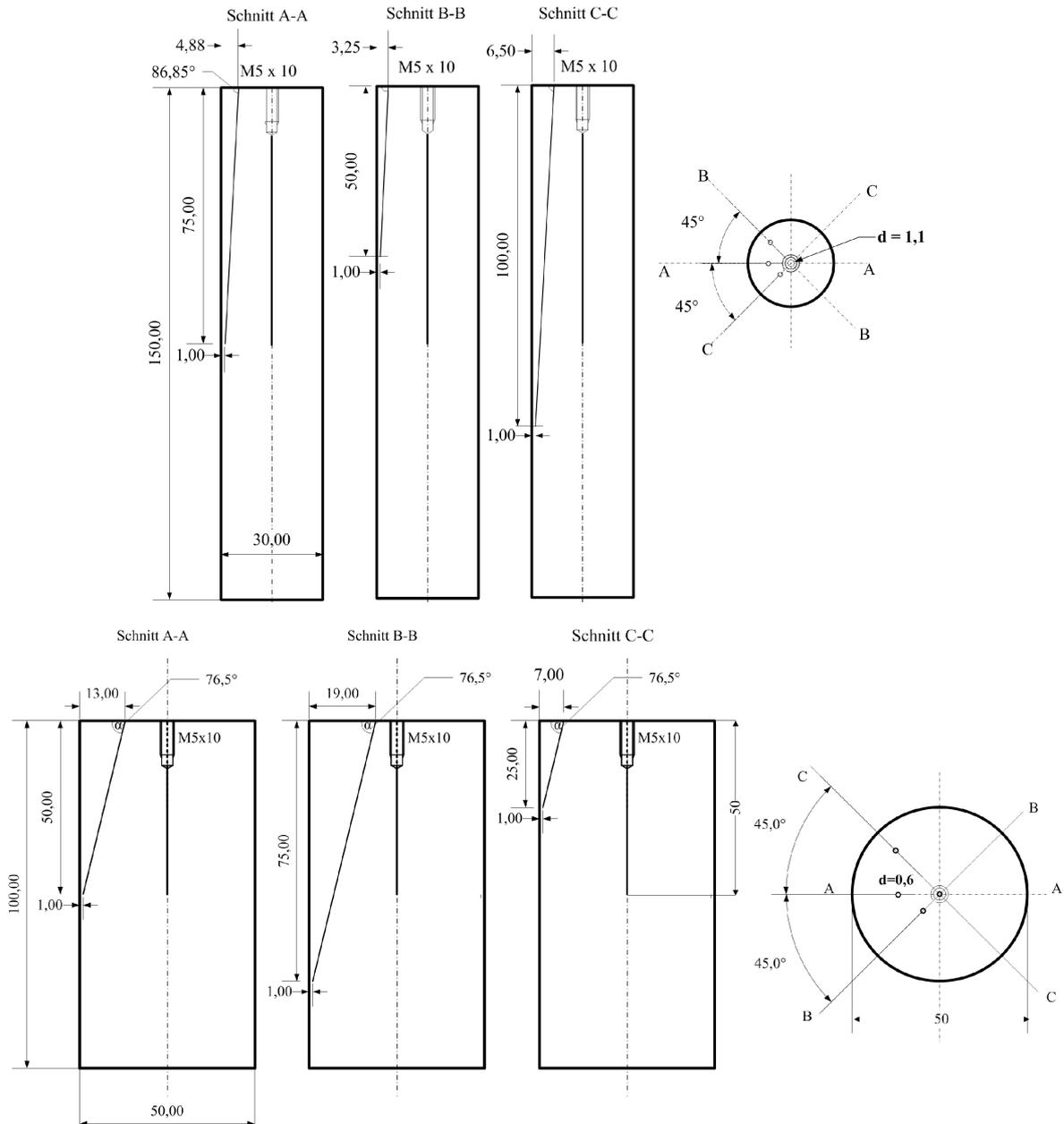


Bild 22: Abschreckprobe $\text{Ø } 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ (oben) und $\text{Ø } 50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ (unten) aus austenitischem Material (1.4305) und Verlauf der eingebrachten Thermoelementbohrungen

Vor dem Versuchsstart werden die Thermoelemente auf die bekannte Ofentemperatur $T_{\text{Ofen}} = 900 \text{ °C}$ sowie mittels siedendem Wasser auf $T_{\text{Siede}} = 100 \text{ °C}$ kalibriert. Die Messgenauigkeit beträgt $\pm 3 \text{ K}$ bei einer Messfrequenz von 30 Hz (Abweichungen bei kleineren Temperaturen geringer).

Der winklige Verlauf der Thermoelementbohrungen in Bezug auf die obere Stirnfläche des Probenkörpers vermeidet ein „Aushöhlen“ des wandnahen Bereichs der Probe und verringert somit einen möglichen Einfluss des Verlaufs der Thermoelementbohrung auf das Abkühl- bzw. Siedeverhalten auf dem Bauteil. Durch diese Art des Einbringens der Thermolementbohrungen kann ein Einfluss auf die Rotationssymmetrie des Siedefilms am Probenkörper während des Abschreckprozesses vermieden werden. Die zusätzliche Bohrung (M5 x 10 mm) in der oberen Stirnfläche dient zur Befestigung der Probe im Ofen sowie zum Absenken und Halten in der verwendeten Abschreckposition im Strömungsrohr.

Fotografische Aufnahmen des Siedeverlaufs an der Probenoberfläche des gesamten Zylinders werden bei einer Frequenz von 30 Hz und mit einer Auflösung von 640 x 480 Pixeln durchgeführt.

5.2.2 Versuchsablauf

Die vor jedem Versuchsdurchgang gereinigten, metallischen Probenkörper werden in einem auf $T_{\text{Ofen}} = 900 \text{ °C}$ vorgeheizten, mit Stickstoff gespülten Rohrofen für einen Zeitraum von $\Delta t_{\text{Ofen}} = 30 \pm 2 \text{ min}$ ($\text{Ø } 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$) bzw. $\Delta t_{\text{Ofen}} = 45 \pm 2 \text{ min}$ ($\text{Ø } 50 \text{ mm} \times 150$) aufgeheizt und daraufhin innerhalb eines Zeitraums von $t < 0,5 \text{ s}$ in die direkt darunter befindliche Abschreckposition im Strömungsrohr herabgelassen. Ein Kontakt des Probenkörpers mit der Umgebungsatmosphäre besteht dabei nicht.

Die Temperatur des Wassers im Abschreckbecken (s. Bild 21) wurde zu Versuchsbeginn auf $T_{\text{liq},0} = 60 \text{ °C} \pm 1 \text{ °C}$ eingestellt. Eine möglichst homogene Temperaturverteilung im Becken wurde dabei durch die ständige Umwälzung des Wassers sichergestellt. Zum Zeitpunkt des Absenkens der Abschreckprobe in die Abschreckposition liegt im Strömungsrohr bereits die vollständig eingelaufene Strömungsstruktur im Leerrohr vor.

Bei der Versuchsauswertung wird der Zeitpunkt, an dem die Abschreckprobe seine ortsfeste Position im Strömungsrohr erreicht, als $t = 0 \text{ s}$ definiert. Für jeden Messpunkt werden sowohl bei den Abschreckexperimenten zur Auszeichnung von Abkühlkurven als auch bei der Bestimmung der resultierenden Härteverläufe nach dem Abschrecken (s. Kapitel 6.8) je Anströmparameter und Probe drei Messdurchgänge durchgeführt.

5.2.3 Verwendete Werkstoffe

Für die Messung der Abkühlbedingungen mit Thermoelementen werden Probenkörper aus dem austenitischen, nicht phasenumwandelnden Material X8CrNiS18-9 (1.4305) verwendet (zwecks Wiederverwendbarkeit).

Zur Bestimmung der sich aus dem Abschreckprozess ergebenden Härteverteilung an der seitlichen Teilfläche des Körpers werden Proben mit identischen Abmaßen aus dem Werkstoff 20MnCr5 (1.7147) (Legierungselemente gemäß Tabelle 8) verwendet.

Tabelle 8: Zusammensetzung des Werkstoffs 20MnCr5

Element	Anteil [Masse-%]
Kohlenstoff C	0,2
Mangan Mn	1,25
Chrom Cr	1,15
Silizium Si	0,25
Schwefel S	0,02
Molybdän Mo	0,04
Nickel Ni	0,13
Aluminium Al	0,027
Kupfer Cu	0,1

5.2.4 Härtemessung

Die Härtemessungen an den zylindrischen Abschreckproben aus 20MnCr5 wurden auf einer axialen Linie in einer Tiefe von 0,1 mm unter der Oberfläche durchgeführt. Dazu wurden alle Proben nach dem Abschreckprozess einem entsprechenden Schleifprozess unterzogen.

Die Härtemessung erfolgte mittels Rockwell-Verfahren, so dass zum Vergleich mit den Simulationsergebnissen eine Umwertung von der Rockwell-Härte [HRC] in die Vickers-Härte [HV] durchgeführt werden muss. Der Zusammenhang (nach DIN EN ISO 18265:2004-02) wurde mit einem Polynom vierter Ordnung (Bestimmtheitsmaß $R^2 > 0,999$) beschrieben:

$$HV = 1,518 \cdot 10^{-4} \cdot HR^4 - 2,168 \cdot 10^{-2} \cdot HR^3 + 1,275 \cdot HR^2 - 26,468 \cdot HR + 409,61 \quad \text{Gl. 54}$$

5.3 Werkstoffsimulation

5.3.1 Geometrie und Randbedingungen

Die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten aus der Strömungssimulation werden in der Werkstoffsimulation als Randbedingung zur Berechnung des instationären Temperaturfeldes im Bauteil während der Abschreckung und der sich daraus ergebenden Phasenumwandlungsvorgänge im Werkstoff verwendet. Dabei wurden zwei verschiedene zweidimensionale Geometrien unter Ausnutzung der Rotationssymmetrie generiert und mit einem Rechteckgitter mit 90×600 Zellen (für die Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$) bzw. 150×400 Zellen (für den Körper $\varnothing 50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$) vernetzt. Bild 23 zeigt den prinzipiellen Ablauf der Werkstoffsimulation.

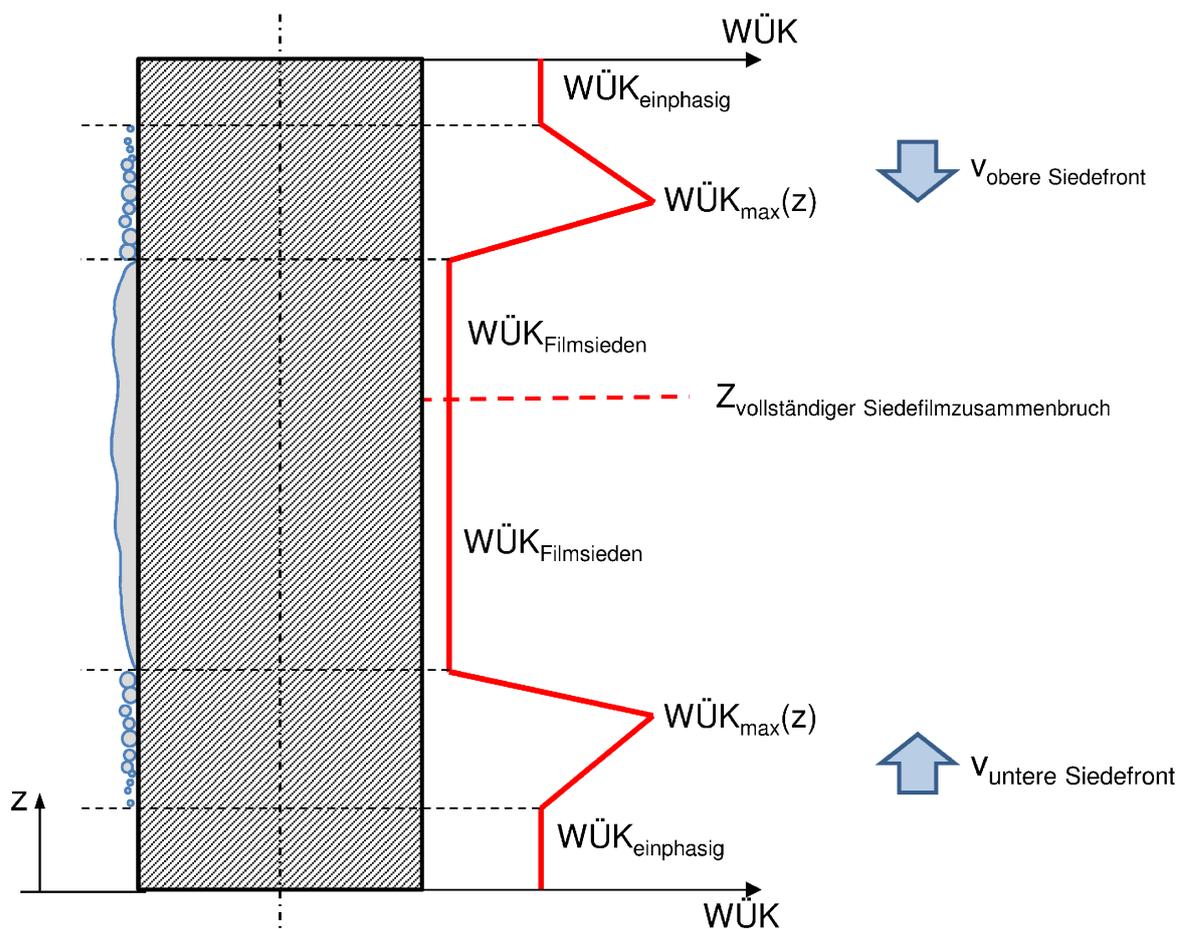


Bild 23: Prinzipielle Verwendung der simulierten Wärmeübergangskoeffizienten als zeitabhängige Randbedingung in der Werkstoffsimulation

Für die Implementierung des zeit- und ortsabhängigen WÜK als Randbedingung in der numerischen Werkstoffsimulation wird die seitliche Teilfläche des Probenkörpers in Abhängigkeit von der Position z des vollständigen Siedefilmzusammenbruchs (s. Kapitel 6.2.7) in zwei Bereiche unterteilt, in denen während des gesamten Abschreckvorgangs jeweils unabhängig voneinander die in Bild 23 gezeigten Verläufe des WÜKs angenommen werden. Zu Beginn des Abschreckprozesses für $0 \leq t < t_{\text{Wiederbenetzungsstart}}$ herrscht auf der gesamten Körperoberfläche ein niedriger WÜK im Bereich des Filmsiedens. Mit Beginn der Wiederbenetzung an der oberen und unteren Bauteilkante werden zeitabhängig die gezeigten qualitativen Verläufe des WÜK mit der Geschwindigkeit $v_{\text{Siedefront}}$ in Richtung des vollständigen Siedefilmzusammenbruchs bewegt.

In der Phase des Filmsiedens wird ein gemittelter niedriger und konstanter Wärmeübergangskoeffizient von $\text{WÜK} = 500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ angenommen (vgl. Kapitel 6.4.2). Der maximale lokale Wärmeübergangskoeffizient $\text{WÜK}_{\text{max}}(z)$ wurde ortsabhängig gemäß Kapitel 6.4.4 in die Berechnung implementiert. Die Breite der Übergangsbereiche zwischen $\text{WÜK}_{\text{Filmsieden}}$, WÜK_{max} und $\text{WÜK}_{\text{einphasig}}$ wurde aus den Ergebnissen der Strömungssimulationen (s. Bsp. in Kapitel 6.4.2) abgeschätzt, wobei innerhalb der Übergangsbereiche ein linearer Verlauf des WÜK zugrunde gelegt wurde.

Im Bereich der einphasigen Konvektion werden konstante Wärmeübergangskoeffizienten gemäß der Korrelation für den einphasigen WÜK im Ringspalt aus dem VDI-Wärmeatlas [VDI, 2006] angenommen. Für den vom Blasensieden beeinflussten Anteil der Oberfläche im Übergangsbereich zwischen dem maximalen WÜK und dem Blasensieden wird ein linearer Abfall des WÜKs angenommen.

Für die obere und untere Teilfläche des Körpers werden die zeitabhängigen flächengemittelten Kurvenverläufe des WÜKs gemäß Bild 66 in der Abschrecksimulation zugrunde gelegt.

5.3.2 Simulationsablauf

Die zeitabhängige instationäre Abkühlung und die metallische Phasenumwandlung des zylindrischen Bauteils wird anhand eines rotationssymmetrischen, nicht-linearen Modells nach dem Leblond-Ansatz (s. Kapitel 4.5) berechnet. Verwendet wird das FEM-Softwarepaket SYSWELD 2011. Bei der instationären Abkühlung wird die zeitabhängige Phasenumwandlung im Werkstoff in Abhängigkeit von den herrschenden lokalen Abkühlbedingungen berechnet. Dabei werden die spezifischen Materialeigenschaften der jeweils vorliegenden, metallischen Phasen und die freiwerdenden Umwandlungsenthalpien durch

Quelltherme in der Energieerhaltungsgleichung in die Berechnungen mit eingezogen [Bathe und Zimmermann, 2012].

Der dafür notwendige Materialdatensatz für den Werkstoff 20MnCr5 wurde im Rahmen des SFB 570 „Distortion Engineering“ bestimmt und für die hier gezeigten Werkstoffsimulationen verwendet [Franc, 2012]. Die zur Bestimmung der Materialdaten verwendete Werkstoffcharge ist dabei identisch mit derjenigen, die für die Erstellung der Probenkörper in den experimentellen Untersuchungen verwendet wurde.

Die Anfangstemperatur beträgt $T_{\text{sup}}(t = 0 \text{ s}) = 800 \text{ K}$. Dabei liegt im gesamten Festkörpervolumen ein volumenbezogener Austenitanteil von $p_{\text{Austenit}} = 1$ vor. Als Bezugstemperatur für den als Randbedingung aufgeprägten Wärmeübergangskoeffizienten wird $T_{\text{ref}} = 60 \text{ °C}$ verwendet. Die Simulation endet, sobald im Kern eine maximale Temperaturdifferenz von $(T_{\text{Kern}} - T_{\text{ref}}) < 1 \text{ K}$ vorliegt.

5.3.3 Werkstoffzusammensetzung

Zur Berechnung der Härte des Werkstoffs 20MnCr5 nach dem Abschreckprozess gemäß des in Kapitel 4.6 vorgestellten Ansatzes werden die Anteile der Legierungselemente gemäß Kapitel 5.2.3 zugrunde gelegt.

5.4 Auswertemethoden und -definitionen

In diesem Abschnitt werden die auszuwertenden Größen sowie die Ermittlungsmethoden für die Auswertung der Ergebnisse in Kapitel 6 dargestellt.

5.4.1 Auswertung des zeitabhängigen Dampffilmverhaltens

Auswertungen des zeitabhängigen Dampffilmverhaltens werden für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0 und verschiedene Probengeometrien durchgeführt und verglichen.

Als Ergebnis der **experimentellen Abschreckuntersuchungen** stehen fotografische Aufnahmen zur Verfügung. Durch einen Vergleich zweier jeweils aufeinanderfolgender fotografischer Aufnahmen bei einer bekannten Zeitschrittweite Δt (Aufnahmefrequenz der Bilder im Experiment: $f = 30 \text{ Hz}$) werden charakteristische Größen für das dynamische Siedefilmverhalten ermittelt.

Als Ergebnis der **instationären Strömungssimulationen** stehen die Dampfverteilungen in Körpernähe zur Verfügung, die entsprechenden Daten werden mit einer Frequenz von $f = 50 \text{ Hz}$ aus der Simulation ausgewertet.

Im Folgenden soll beispielhaft die Vorgehensweise bei der Auswertung gezeigt werden. Die erzielten Ergebnisse aus Abschreckexperiment und der dazugehörigen Simulation sind in Kapitel 6.2 gegenübergestellt.

Experiment

Bei den experimentellen Abschreckuntersuchungen können für eine Anströmgeschwindigkeit von $v_0 = 0,3 \text{ m/s}$ und einer Wassertemperatur von $T_{\text{liq}, 0} = 60 \text{ °C}$ zu verschiedenen Zeitpunkten die in Bild 24 dargestellten Siedefilmzustände erkannt werden.

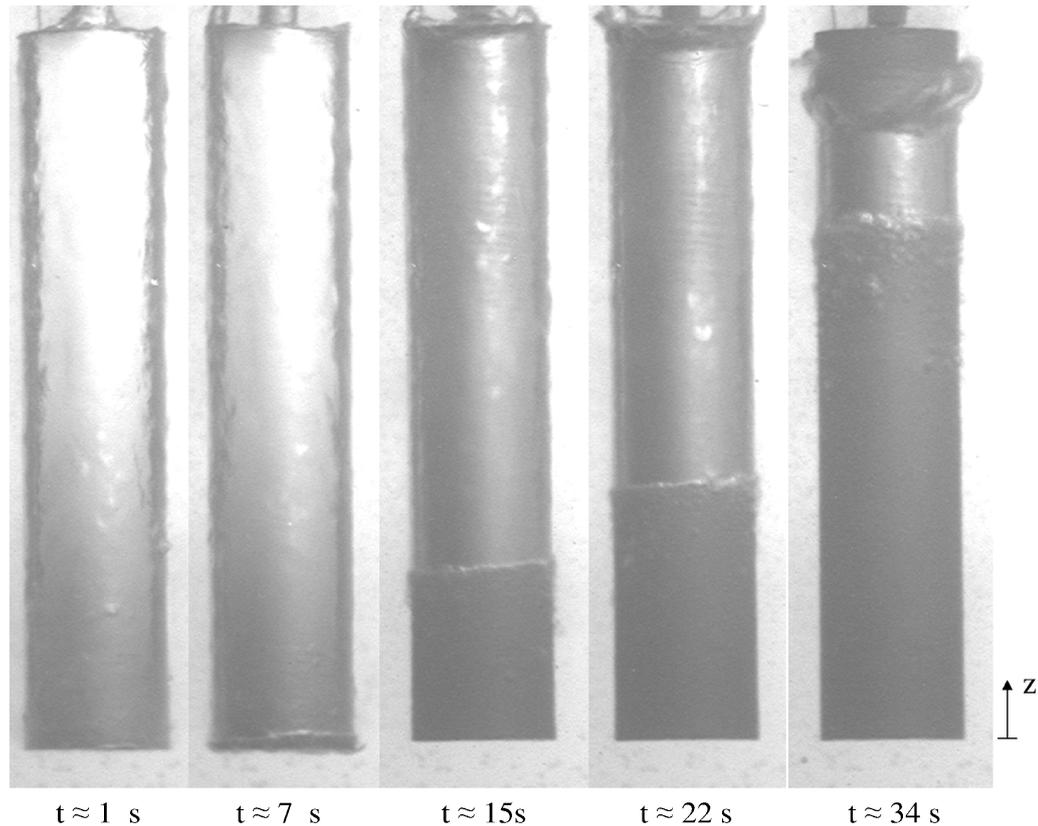


Bild 24: Bildfolge des Siedefilmverhaltens an der Probe $\text{Ø } 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$
($v_0 = 0,3 \text{ m/s}$, $T_{\text{liq}, 0} = 60 \text{ °C}$)

Nach $t \approx 7 \text{ s}$ beginnt der Dampf- oder Siedefilm an der unteren Kante des Bauteils zusammenzubrechen, so dass im Folgenden eine Wiederbenetzungsfront entlang der Bauteiloberfläche nach oben läuft. Bei $t \approx 21 \text{ s}$ beginnt der Dampf- oder Siedefilmzusammenbruch auch an der oberen Kante. Dort löst sich eine zweite Wiederbenetzungsfront, so dass sich im weiteren Verlauf der Abschreckung zwei Siedefronten entlang des Bauteils aufeinander zu bewegen. Bei $t \approx 38 \text{ s}$ treffen sich die beiden Siedefronten bei $z/L \approx 0,78$. Zu diesem Zeitpunkt ist der Dampf- oder Siedefilm vollständig zusammengebrochen und die gesamte Zylindermantelfläche steht

wieder in direktem Kontakt mit der umgebenden Flüssigkeit. Die Phase des rein konvektiven Wärmeübergangs beginnt hier.

Eine Bildauswertung der zeitabhängigen Position der oberen und unteren Siedefront auf der seitlichen Fläche des Bauteils kann über alle Einzelbilder der gesamten Bildfolge einer Abschreckuntersuchung erfolgen. Über die Grauwerterkennung auf senkrechten Linien über der Höhe des Zylinders können die Sprünge im Kurvenverlauf, die für die Position der beiden Siedefronten auf der Bauteiloberfläche stehen, erkannt werden und deren Abstand zu der im Bildausschnitt feststehenden Ober- und Unterkante des Bauteils bestimmt werden (s. Bild 25).

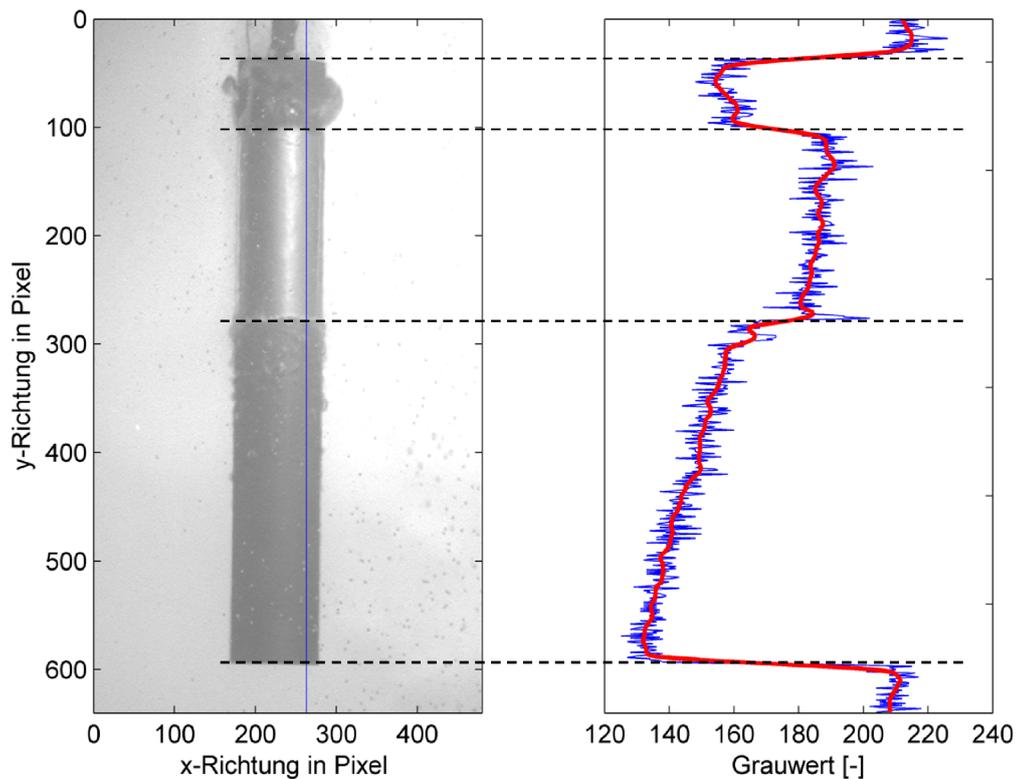


Bild 25: Momentaufnahme des Siedefilms am Bauteil (links), Grauwertverteilung auf eingezeichneter vertikaler Linie (rechts), (Probe \varnothing 30 mm x 150 mm, $v_0 = 0,3$ m/s, $t \approx 28$ s)

Simulation

Bild 26 zeigt beispielhaft die simulierten mittleren Dampfanteile α_{vap} in der wandnächsten Zellenreihe der Mantelfläche des zylindrischen Bauteils während des Abschreckvorgangs ausgehend von einer homogenen Temperaturverteilung im Körper von $T_{\text{sup}} = 800$ K.

Zu Beginn des Abschreckprozesses sind auf der gesamten Mantelfläche sehr hohe, lokale Dampfanteile von $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$ zu erkennen (s. Bild 26, links). Danach ist das zeitabhängige Verhalten des Siedefilms mit dem Beginn des Zusammenbruchs des Siedefilms an der unte-

ren (bei $t \approx 8$ s) und an der oberen Kante (bei $t \approx 22$ s) und dem Annähern der Siedefronten erkennbar. Hierbei steht der lokal scharf abgegrenzte Übergang von den hohen zu niedrigen Dampfgehalten ($\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 0$) für den Übergang zwischen dem mit Dampf film bedeckten bzw. dem wiederbenetzten Teil der Bauteiloberfläche. Für die weitere Auswertung wird als Position der Wiederbenetzungsfront jeweils der Ort des steilsten Gradienten des lokalen Dampfanteils auf der Bauteiloberfläche festgelegt (s. Bild 26, rechts).

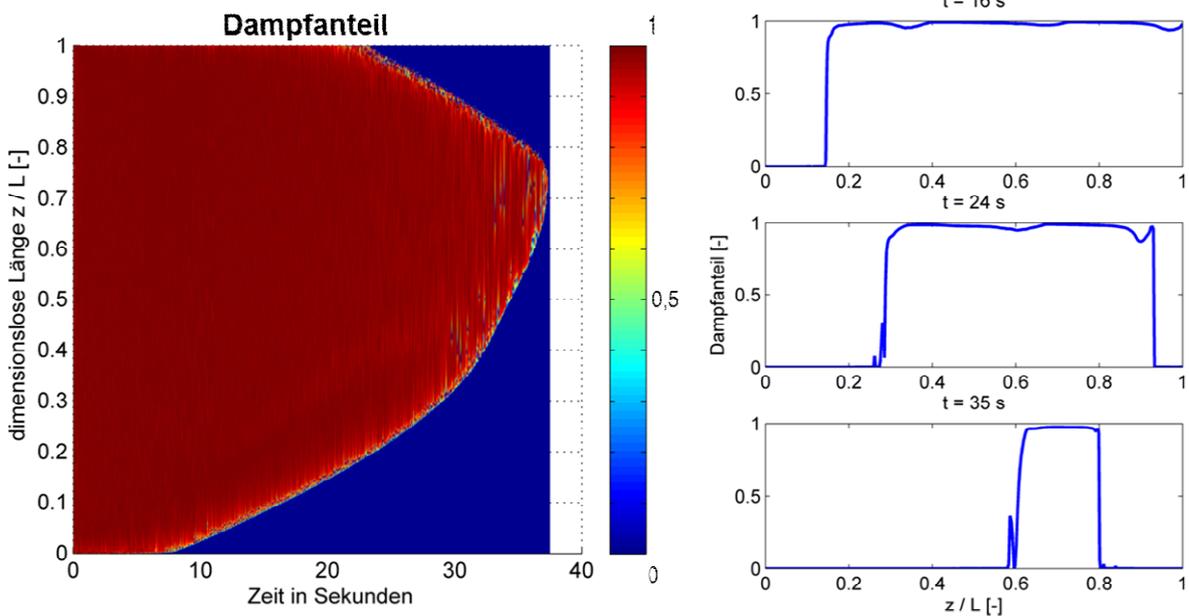


Bild 26: Lokaler Dampfanteil an der Mantelfläche des zylindrischen Bauteils bei Anströmung mit einer Geschwindigkeit von $v_0 = 0,3$ m/s und $T_{\text{liq},0} = 60$ °C

5.4.2 Bestimmung der Leidenfrosttemperatur

Der zeitabhängige Temperaturverlauf an einem bestimmten Ort direkt auf der Oberfläche (bzw. im oberflächennahen Bereich des abzukühlenden Körpers im Falle der Messung mit Thermoelementen, s. Kapitel 5.2) kann unter Zuhilfenahme der zweiten Ableitung der zeitabhängigen Daten zur Identifikation des Leidenfrostpunktes verwendet werden (s. Bild 27) [Bernardin und Mudawar, 2004; Fest-Santini, 2009]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \approx \frac{T(t) + 2T(t + \Delta t) + T(t + 2\Delta t)}{(\Delta t)^2} \quad \text{Gl. 55}$$

Aus der Messung stehen Abkühlkurven an drei Positionen in Wandnähe des Bauteils zur Verfügung (s. Kapitel 5.2.1).

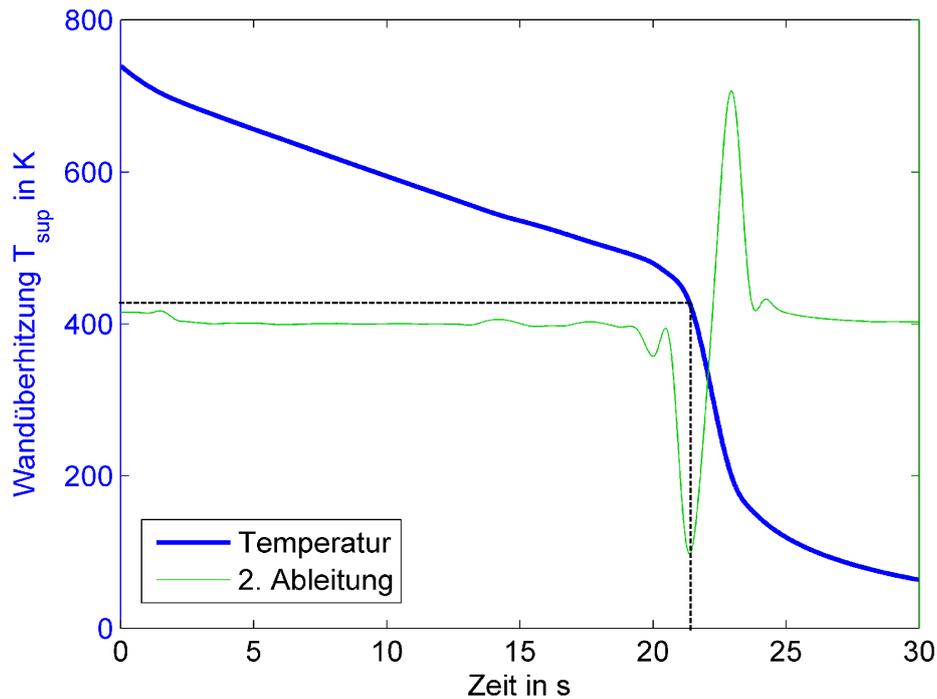


Bild 27: Bestimmung der lokalen Leidenfrosttemperatur aus dem zeitabhängigen Verlauf der lokalen Oberflächentemperatur sowie dessen zweiter zeitlicher Ableitung (Simulationsergebnis für die Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$, $v_0 = 0,3 \text{ m/s}$, $z / L = 1 / 2$)

Aus der numerischen Simulation können Abkühlkurven aus jeder Zelle des numerischen Gitters auf der Körperoberfläche dargestellt werden. An der Position des Knicks im Temperaturverlauf, der durch den Zusammenbruch des Dampffilms verursacht wird, kann ein Minimum in der zweiten Ableitung erkannt werden, so dass dieses Verfahren zur Bestimmung der lokalen Leidenfrosttemperatur verwendet wird. Die dazu notwendigen Daten sind sowohl aus der numerischen Simulation unter Verwendung des entwickelten Siedemodells, als auch aus den experimentellen Vergleichsmessungen verfügbar. Zur Bestimmung der lokalen Leidenfrosttemperatur wird aus Simulation und Experiment die gleiche Herangehensweise auf Grundlage der lokalen Temperaturverläufe verwendet. Ein entsprechender Vergleich der Ergebnisse aus den experimentellen Untersuchungen sowie den durchgeführten Strömungssimulationen zeigt Kapitel 6.2.8.

6 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse aus der numerischen Strömungssimulation sowie aus den experimentellen Untersuchungen zur Abschreckung eines zylindrischen Bauteils in aufwärts gerichteter Anströmung vergleichend diskutiert.

Im Kapitel 6.1 steht die Beschreibung des Flüssigkeitsströmungsfeldes (ohne Phasenwechsel) im Vordergrund. Im Kapitel 6.2 soll gezeigt werden, dass das entwickelte Simulationsmodell in der Lage ist, bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten und für verschiedene Probengeometrien die zeitabhängigen Siedevorgänge auf der Bauteiloberfläche und die resultierenden Abkühlbedingungen der Probe wiederzugeben.

Ab Kapitel 6.3 werden die Ergebnisse der Siedesimulation für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten ausgewertet und die resultierenden Abläufe diskutiert. Hierbei können aufgrund des siedephasenübergreifenden Simulationsansatzes Informationen zu den wesentlichen, den Abschreckprozess beeinflussenden Größen im gesamten Abschreckprozess entnommen werden. Dazu gehören die Abläufe und Übergänge der verschiedenen Siedephasen, die lokalen und flächengemittelten Wärmeübergänge und Temperaturen an der Bauteiloberfläche sowie die Dampfgeschwindigkeits- und Dampftemperaturverteilungen in der Dampfschicht. Eine dimensionslose Analyse und Bewertung der Wärmeübergänge erfolgt abschließend in Kapitel 6.6.4.

Anschließend wird in Kapitel 6.7 der der Liquidtemperatur auf den Siedeverlauf am Bauteil sowie auf die lokalen und flächengemittelten Leidenfrosttemperaturen und die Wärmeübergänge diskutiert.

Abschließend werden in Kapitel 6.8 die aus dem Abschreckprozess resultierenden Härteverläufe in Oberflächennähe der zylindrischen Probenkörper aus Simulation und Experiment dargestellt und verglichen.

6.1 Einphasiges Flüssigkeitsströmungsfeld im Strömungsrohr

Die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung im Leerrohr in Abhängigkeit von der Austrittsgeschwindigkeit v_{Jet} an der Jetdüse erfolgt mittels numerischer Strömungssimulation (stationäre, isotherme, einphasige Simulation, $T_{\text{uDüse}} = 5\%$, $T_{\text{liq}} = 60\text{ °C}$, $r_{\text{Düse}} = 5\text{ mm}$, zunächst ohne Verwendung des Siedemodells). Zur Berechnung der turbulenten Strömungsstruktur wurde ein k - ω -SST-Turbulenzmodell (SST: shear stress transport) herangezogen, wobei die turbulente kinetische Energie k [m^2 / s^2] und die Wirbelfrequenz ω [s^{-1}] der Strömung eingeführt werden [Zikanov, 2010].

Die Unterkante der Probe befindet sich in einer Entfernung von $h = 320$ mm zum Düsenauslass. An dem die Jetdüse darstellenden Strömungsinlet wurde ein Blockprofil für die Düsenaustrittsgeschwindigkeit $v_{Düse}$ angenommen. Am „Pressure outlet“ wurde die Randbedingung des Drucks mit $p = p_{Umgebung} = \text{konstant}$ verwendet.

Für die in Kapitel 6.1.1 gezeigten Ergebnisse wurde zunächst das leere Strömungrohr ohne den Probenkörper untersucht. Kapitel 6.1.2 befasst sich mit dem Einfluss der Verblockung des Rohres durch den Probenkörper, der eine Reduzierung des freien Querschnitts bewirkt, auf die resultierende Strömungsstruktur in Probennähe.

6.1.1 Strömungsgeschwindigkeitsverteilung im Leerrohr

Außerhalb der Kernzone eines Freistrahls ($x > x_0$) aus einer Düse gilt unabhängig von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit der folgende Zusammenhang für den Geschwindigkeitsabfall auf der Mittelachse einer turbulenten Freistrahlsströmung [Truckenbrodt, 2008]:

$$\frac{v_{axial}}{v_{Düse}} = \frac{m \cdot d_{Düse}}{x} \quad \text{Gl. 56}$$

Bei moderaten Turbulenzintensitäten Tu ist für die Mischzahl

$$m = \frac{x_0}{d_{Düse}} = 6,157 \quad \text{Gl. 57}$$

einzusetzen.

Bild 28 zeigt den Geschwindigkeitsabfalls auf der Mittelachse der Strömung aus der numerischen Simulation ($d_{Rohr} / d_{Düse} = 18$) sowie die entsprechenden Werte aus der Korrelation für Freistrahlsströmungen aus Gl. 56.

Es zeigt sich im Vergleich zum unberandeten Freistrahls, dass in diesem Fall das Tauchrohr im betrachteten Bereich keinen wesentlichen Einfluss auf die Strahlausbreitung ausübt. Zum Vergleich werden experimentell ermittelte Ergebnisse von [Kandakure et al., 2008] für rohrberandete Strahlströmungen aus runden Düsen angeführt ($d_{Rohr} / d_{Düse} = 10$), die für einen vergleichbaren Aufbau bei Größenverhältnissen von Tauchrohr zu Düse im Bereich $d_{Rohr} / d_{Düse} > 12$ keinen nennenswerten Einfluss der Berandung auf die Freistrahlausbreitung ermittelten.

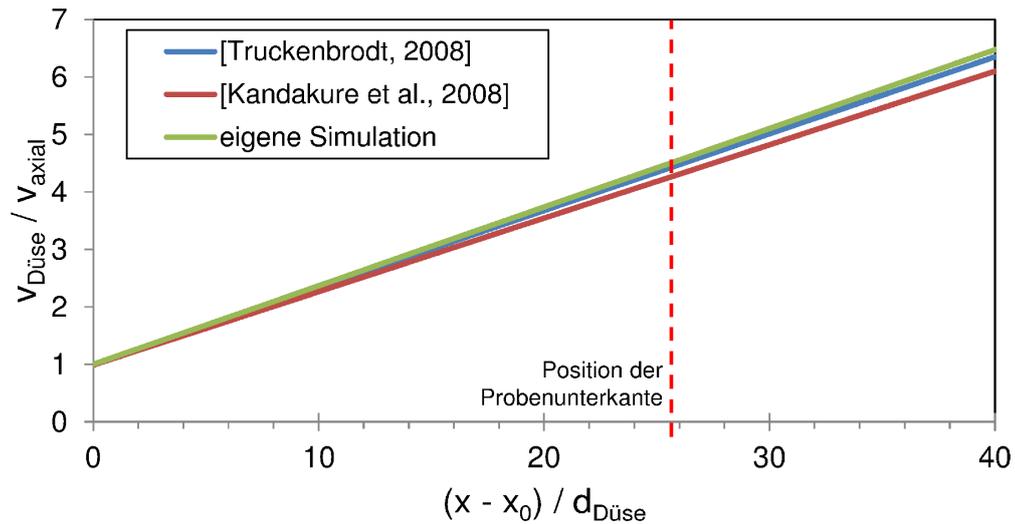


Bild 28: Entwicklung der Mittengeschwindigkeit außerhalb der Kernlänge ($x > x_0$)

Die im Leerrohr an der Position der Probenunterkante ermittelten Geschwindigkeiten auf der Mittelachse der Strömung werden im Rahmen dieser Arbeit als Anströmgeschwindigkeit v_0 bezeichnet. Die radialen Geschwindigkeitsprofile der Axialgeschwindigkeit v_{axial} / v_0 an der Position der Probenunterkante ($x / d_{Düse} = 32$) in Abhängigkeit vom Abstand zur Mittelachse der Strömung r / r_{Rohr} sind in Bild 29 für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0 zusammengefasst. Die Verläufe der normierten Geschwindigkeit über der radialen Position im Rohrquerschnitt in einem Abstand zum Düsenausgang von $x / d = 32$ können dabei in guter Übereinstimmung mit einem Polynom vierter Ordnung beschrieben werden.

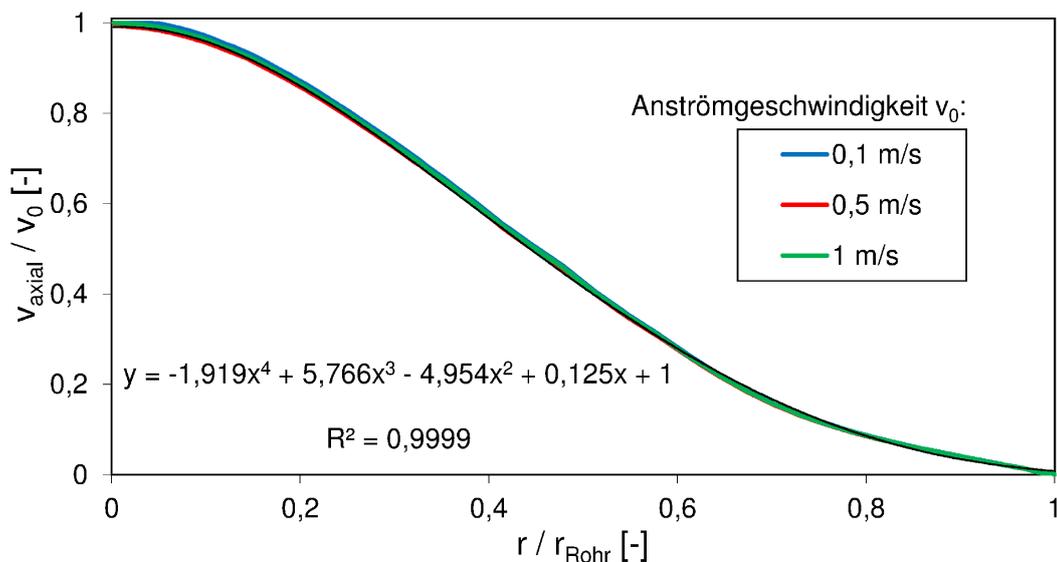


Bild 29: Geschwindigkeitsprofile in radialer Richtung im Leerrohr für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0 ($x / d_{Düse} = 32$)

Die in Bild 29 gezeigten, rotationssymmetrischen Geschwindigkeitsprofile werden zur Berechnung der über den Rohrquerschnitt gemittelten Geschwindigkeit \bar{v} (Leerrohrgeschwindigkeit) verwendet. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 9.

Tabelle 9: Anströmgeschwindigkeit v_0 , gemittelte Leerrohrgeschwindigkeit \bar{v}

$v_{Düse}$ [m/s]	v_0 [m/s]	$\bar{v}_{Leerrohr}$ [m/s]
0,43	0,1	0,026
1,3	0,3	0,078
2,17	0,5	0,13
3,26	0,75	0,2
4,34	1,0	0,26

6.1.2 Flüssigkeitsströmungsfeld am Probenkörper

Aufgrund des Probenkörpers in der Strömung im Strömungsrohr wird der für die Durchströmung zur Verfügung stehende Rohrquerschnitt verringert. Der Verblockungsgrad wird auf den Rohrquerschnitt bezogen und ist definiert als

$$\text{Verblockungsgrad} = \frac{A_{\text{Probe}}}{A_{\text{Rohr}}} = \begin{cases} 2,8\% \rightarrow \text{Ø } 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm} \\ 7,7\% \rightarrow \text{Ø } 50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \end{cases} \quad \text{Gl. 58}$$

Obwohl der Verblockungsgrad in beiden Fällen vergleichsweise gering ist, wurde bei der Probenumströmung ein erheblicher Unterschied in der resultierenden Strömungsstruktur festgestellt (s. Bild 30).

Die aufwärts gerichtete Rohrströmung weist am kleinen Probenkörper (Ø 30 mm x 150 mm, in Bild 30, links) nur im Bereich der unteren Kante eine Strömungsablösung mit einem Rezirkulationsgebiet auf, um sich im weiteren Verlauf wieder an die Oberfläche anzulegen und entlang der Oberflächenkontur aufwärts zu strömen.

Dagegen ist im Falle des Probenkörpers mit dem größeren Durchmesser (Ø 50 mm x 100 mm, in Bild 30, rechts) eine deutlich ausgeprägte Umlenkung der Flüssigkeitsströmung zu erkennen. Die Strömung wird beim Auftreffen auf die untere Stirnfläche des Körpers zur Rohrwand umgelenkt; ein Wiederanlegen an die Probenoberfläche bzw. eine direkt in Oberflächennähe der Kontur der Probe folgende aufwärts gerichtete Strömung liegt

nicht vor. Stattdessen ist ein die gesamte Probenhöhe einnehmendes Rezirkulationsgebiet auszumachen. Diese Strahlablenkung im Staubereich des Körpers führt zu einer Änderung der gesamten Strömungsstruktur.

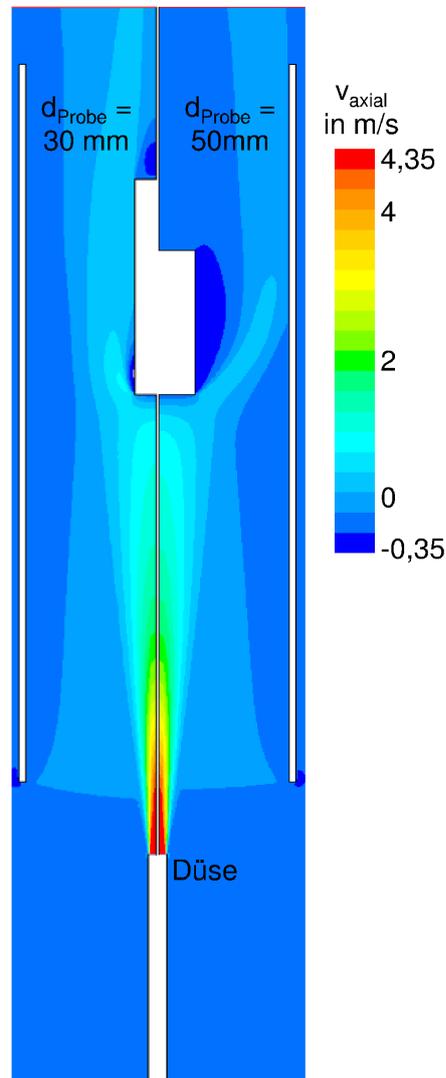


Bild 30: Simulierte Strömungsstruktur (Liquidphase) im Tauchrohr ($v_0 = 1,0$ m/s)

Die axiale Geschwindigkeit der Flüssigkeit an der Mantelfläche des Probenkörpers wird für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0 in Bild 31 gegenübergestellt. Dargestellt sind die Simulationsergebnisse aus der ersten (wandnächsten) Zellenreihe des numerischen Gitters, wobei positive Werte der axialen Geschwindigkeit für eine aufwärts gerichtete Strömung stehen. An der kleinen Probe entwickelt sich im unteren Bereich der seitlichen Teilfläche ein Rückstromgebiet mit abwärts gerichteten axialen Geschwindigkeiten. Die räumliche Ausdehnung des Rückstromgebietes auf der Mantelfläche ist dabei nahezu unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit v_0 auf Werte bis $z / L \leq 0,16$ ($z = 24$ mm) begrenzt. Im weiter oben gelegenen Teil des Probenkörpers stellen sich ansteigende und stets

aufwärts gerichtete axiale Strömungsgeschwindigkeit ein, bis für $z / L \geq 0,5$ die Axialgeschwindigkeit konstant und generell aufwärts gerichtet ist.

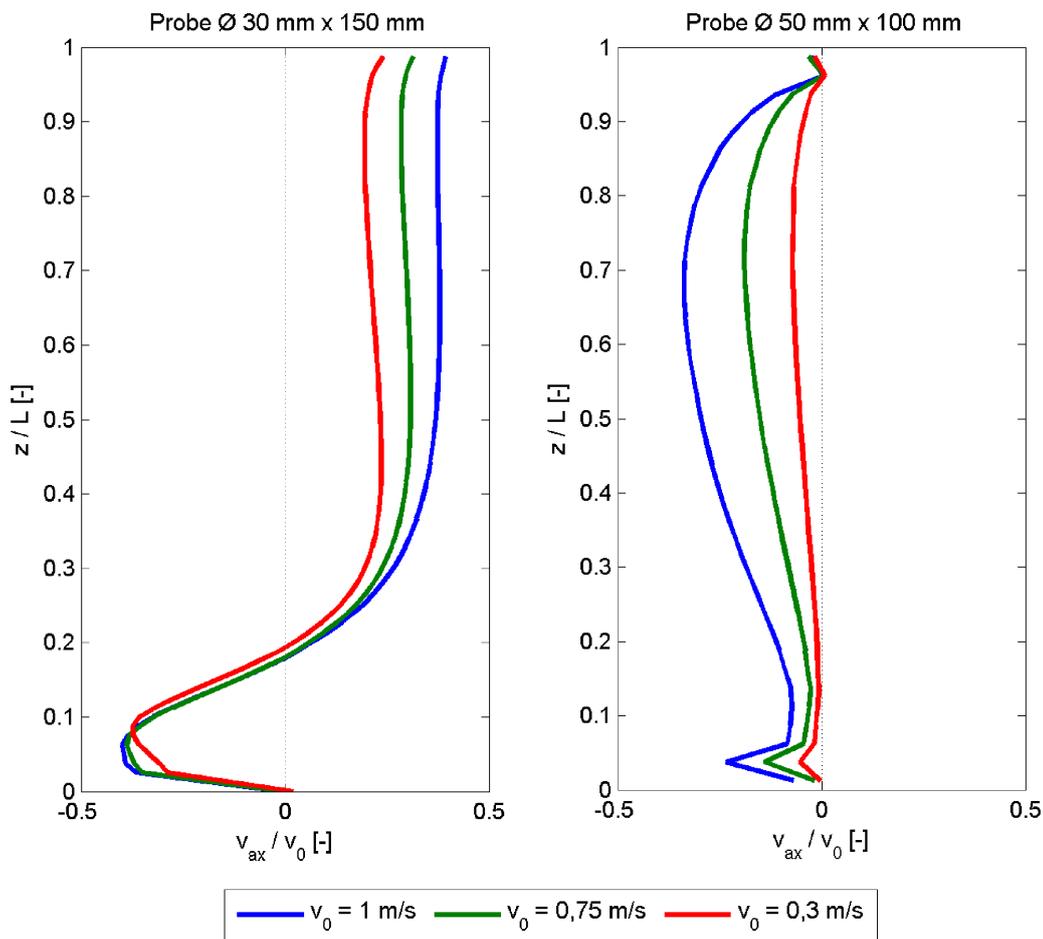


Bild 31: Axiale Geschwindigkeiten in unmittelbarer Nähe der Mantelfläche des zylindrischen Probenkörpers (Simulationsergebnis, einphasig)

Im Vergleich dazu weist die dicke Probe aufgrund der größeren Verblockung des Strömungsrohres an der gesamten Mantelfläche des Körpers eine abwärts gerichtete Strömung aus, deren Geschwindigkeit mit steigender Anströmung v_0 ebenfalls (betragsmäßig) ansteigt. Neben einem lokalen Minimum der axialen Strömungsgeschwindigkeit im Nahbereich der unteren Kante der Probe erreicht die abwärts gerichtete Flüssigkeitsströmung in der Nähe des Probenkörpers bei $z / L \approx 0,71$ ($z \approx 71$ mm) die betragsmäßig höchsten Geschwindigkeitswerte.

6.1.3 Mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Ringspalt

Zur Bewertung der Strömungsgeschwindigkeit im Querschnitt des Tauchrohres im Bereich der Probe (d.h. in der Ringspalt-Geometrie) werden die axialen Strömungsgeschwindigkeitsverläufe flächengemittelt. Die Auswertung im verblockten Rohr erfolgt jeweils auf

einer radialen Ebene im Rohr auf halber Probenhöhe $z / L = 0,5$. Die Ergebnisse in Bild 32 werden auf die Leerrohrgeschwindigkeit \bar{v} gemäß Tabelle 9 bezogen.

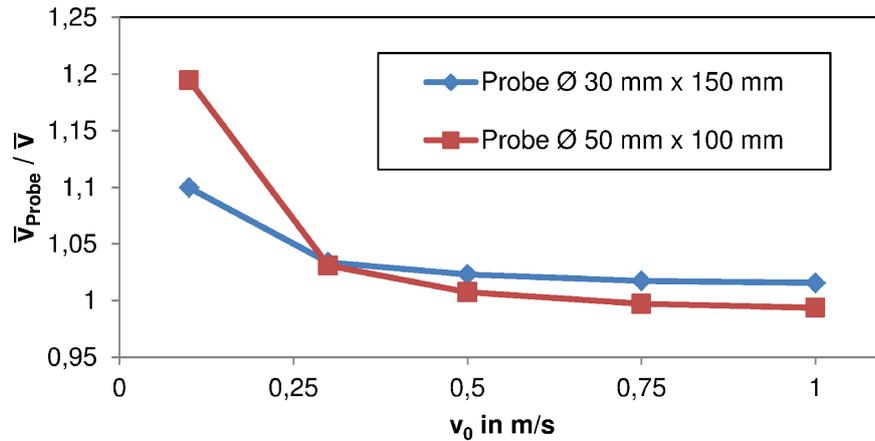


Bild 32: Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten im Ringspalt

Bei geringen Anströmgeschwindigkeiten v_0 treten die größten Auswirkungen auf die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten im Ringspalt auf, da das Rezirkulationsgebiet in Probenähe kaum ausgebildet ist (s. Bild 31). Für Anströmgeschwindigkeiten $v_0 \geq 0,3$ m/s liegen nur noch maximale Abweichungen von 3,5 % zu den flächengemittelten Geschwindigkeiten im leeren Strömungsrohr vor. Die absoluten Werte der mittleren Geschwindigkeiten \bar{v}_{Probe} im Ringspalt fasst Tabelle 10 zusammen.

Tabelle 10: Mittlere Geschwindigkeiten im Ringspalt, Reynoldszahlen Re_{dh}

v_0 [m/s]	\bar{v}_{Probe}	Re_{dh}	\bar{v}_{Probe}	Re_{dh}
	Ø 30 mm x 150 mm [m/s]	Ø 30 mm x 150 mm [-]	Ø 50 mm x 100 mm [m/s]	Ø 50 mm x 100 mm [-]
0,1	0,0286	9309,3	0,0342	9647,8
0,3	0,081	26365,5	0,0831	23442,5
0,5	0,133	43291,5	0,134	37801,4
0,75	0,203	66076,5	0,203	57266,3
1,0	0,264	85932	0,262	73910,2

Dabei sind zusätzlich die resultierenden Reynoldszahlen Re_{dh} bezogen auf den hydraulischen Durchmesser des Ringspalts zwischen Probe und Strömungsrohr aufgeführt.

$$Re_{dh} = \frac{\rho_{liq} \bar{v} d_h}{\eta_{liq}} \quad \text{Gl. 59}$$

mit:

$$d_h = d_{Rohr} - d_{Probe} \quad \text{Gl. 60}$$

6.1.4 Entrainment

Die Freistahlströmung beschleunigt einen Teil des umgebenden Liquids, so dass der Massenstrom im Rohr größer als der Massenstrom der Düse ist. Die Auswertung im verblockten Rohr erfolgt jeweils auf einer radialen Ebene im Rohr auf halber Probenhöhe $z/L = 0,5$. Die Ergebnisse zeigt Bild 33.

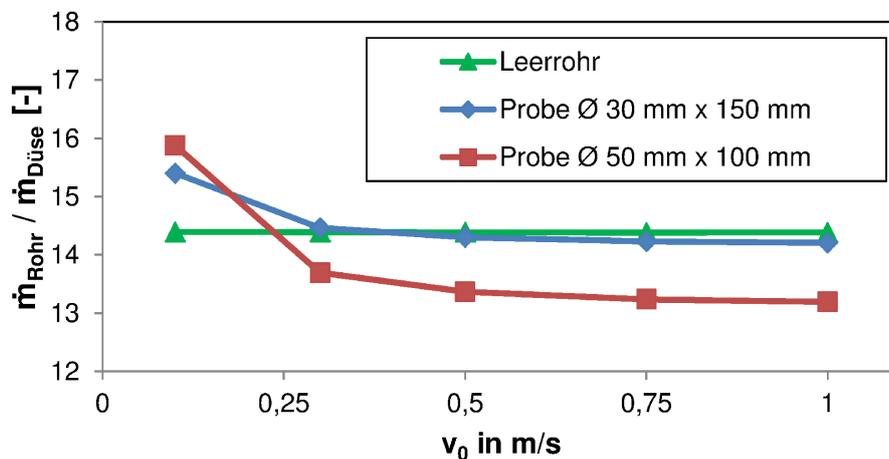


Bild 33: Massenstrom im leeren und im verblockten Rohr bezogen auf den Massenstrom aus der Düse

Im Leerrohr ist das Verhältnis aus Massenstrom im Rohr zum Massenstrom am Düsenauslass konstant. Die Verblockung des Querschnitts durch die Probenkörper bewirkt ein Absinken des Massenstromverhältnisses für $v_0 \geq 0,3$ m/s, der durch das Rezirkulationsgebiet in Probennähe bedingt ist.

6.1.5 Bewertung der Strömungsstruktur

Anhand der Reynoldszahl Re der Strömung (der liquiden Phase) kann die Strömungsstruktur eingeschätzt werden:

$$Re = \frac{\rho_{liq} \bar{v} L}{\eta_{liq}} \quad \text{Gl. 61}$$

Hier ist ρ_{liq} die Dichte [kg / m^3] und η_{liq} die dynamische Viskosität [$\text{kg} / (\text{m}\cdot\text{s})$] bei der Strömungstemperatur ($T_{\text{liq},0} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$); L steht für die charakteristische Länge [m] des um- bzw. durchströmten Systems.

Als charakteristische Länge L wird der Durchmesser des umströmten Körpers ($d_{\text{Zyl}} = 0,03 \text{ m}$ bzw. $d_{\text{Zyl}} = 0,05 \text{ m}$) zur Einschätzung der Grenzschichtstruktur in unmittelbarer Nähe der Probe verwendet. Die kritische Reynoldszahl Re_{krit} für den Umschlag von laminar zur turbulent bei der Zylinderanströmung ist dabei betragsmäßig wie in Tabelle 11 definiert [Böswirth, 2007; Truckenbrodt, 2008]:

Tabelle 11: Kritische Reynoldszahl Re_{krit} bei der Zylinderanströmung

	<u>kritische Reynoldszahl Re_{krit} [-]</u>
Umströmter Körper ($L = d_{\text{Zyl}}$)	$3 \cdot 10^5$

Das Bild 34 zeigt die Reynoldszahl Re für den umströmten der Zylinder in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} im Rohr (Geometrie: s. Bild 18).

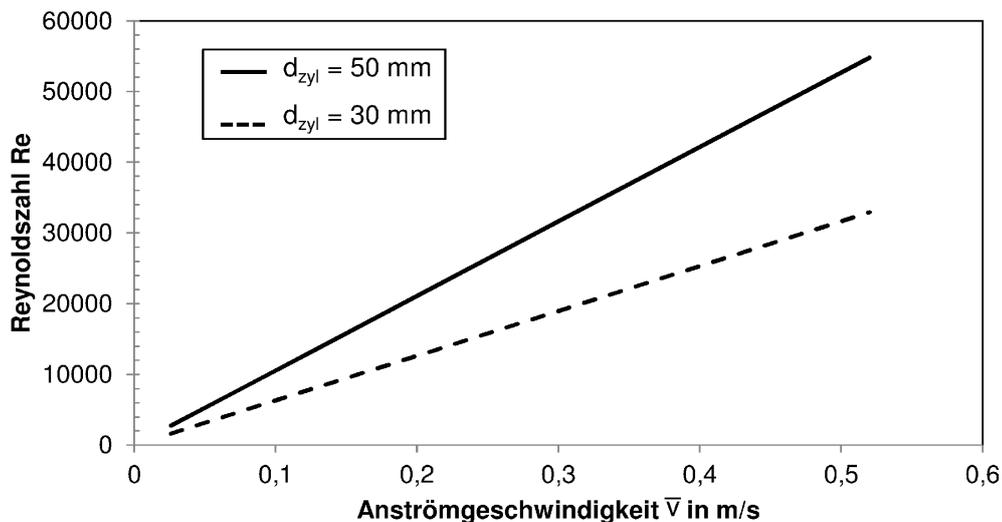


Bild 34: Reynoldszahl für den umströmten zylindrischen Körper

Der kritische Bereich der Reynoldszahl Re_{krit} für den Umschlag der Grenzschichtströmung von laminar zu turbulent wird für beide Probengeometrien im gesamten untersuchten Bereich der Anströmgeschwindigkeit v_0 nicht überschritten. Mittels der laminaren Modellierung der Strömungsstruktur kann die Ausbildung der Strömungs- und Temperaturgrenzschicht am Körper in der Strömungssimulation unter Verwendung des Modells zur Einbeziehung des siedebedingten Phasenübergangs in geeigneter Weise wiedergegeben werden.

Auch kann davon ausgegangen werden, dass die Einlaufänge im Ringspalt nicht ausreicht, um die Strömung turbulent werden zu lassen.

6.1.6 Einphasiger stationärer Wärmeübergang am Probenkörper

Der Wärmeübergangskoeffizient bei einphasiger Strömung (ohne Siedevorgänge, $T_{\text{wand}} = 100 \text{ °C}$) wurde aus einer stationären Simulation für die einzelnen Teilflächen des Zylinders (obere und untere Stirnfläche sowie die Mantelfläche) und die gesamte Zylinderoberfläche flächengemittelt. Die Ergebnisse sind Bild 35 dargestellt.

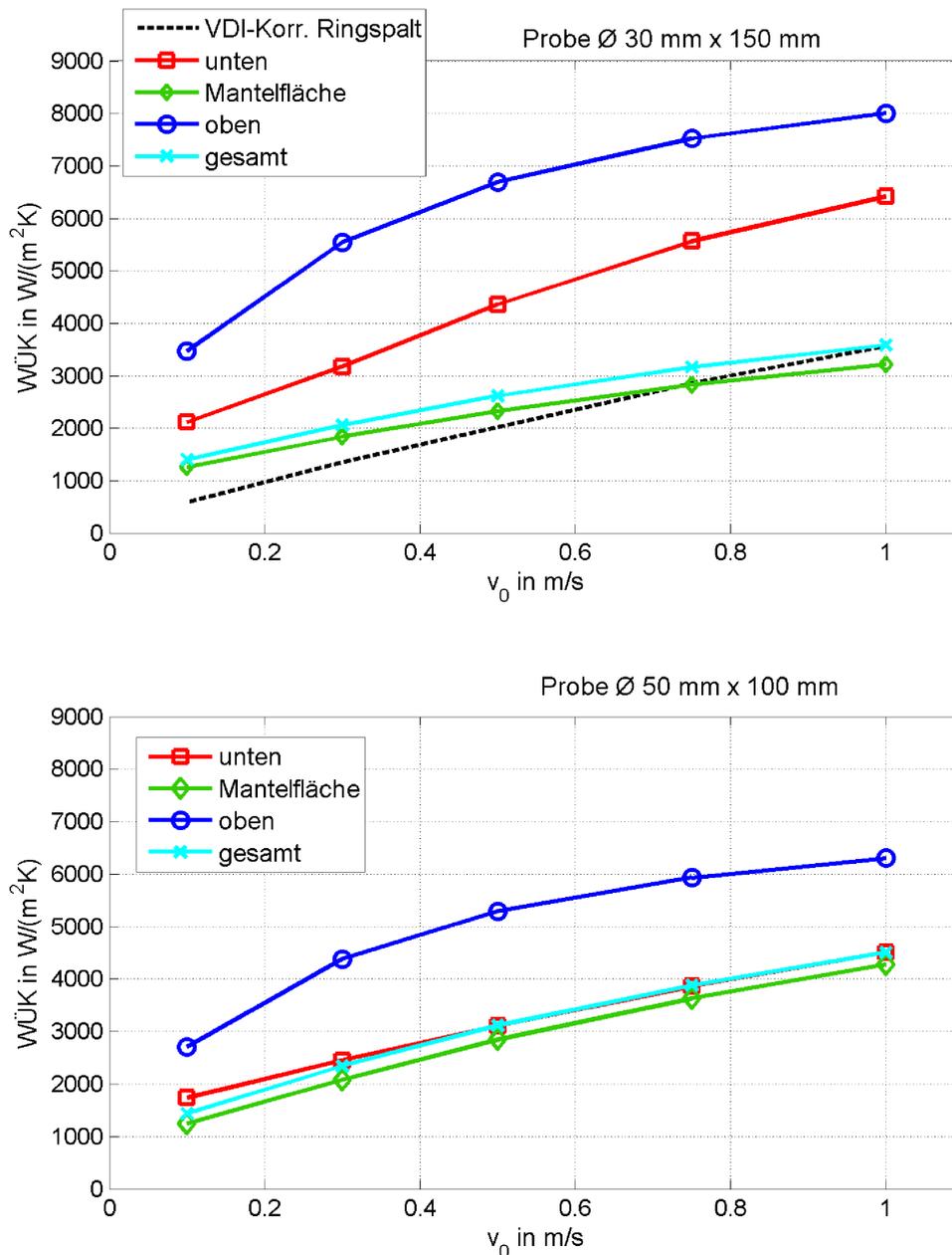


Bild 35: Einphasiger Wärmübergangskoeffizient aus der stationären Strömungssimulation

Die Wärmeübergangskoeffizienten an der Mantelfläche sind an der dicken und der dünnen Probe bei der geringsten Anströmgeschwindigkeit von $v_0 = 0,1$ m/s gleich groß. Mit steigendem v_0 führt an der dickeren Probe die sich ausbildende Strömungsstruktur mit abwärts gerichteter Liquidströmung in Körpfernähe zu höheren Wärmeübergängen bei gleichen Anströmbedingungen im Strömungsrohr. Dagegen sind bei der dünneren Probe an der oberen und unteren Stirnfläche bei jeweils gleichen Anströmbedingungen im Leerrohr die jeweils höheren mittleren Wärmeübergänge zu beobachten.

6.1.7 Fazit

Die Strömungsstrukturen im Strömungsrohr unterscheiden sich in Abhängigkeit von der jeweiligen Probengeometrie erheblich. Trotz möglicherweise übereinstimmender Reynoldszahlen liegen erhebliche Unterschiede in der Strömungsstruktur im Ringspalt vor, so dass die Anströmgeschwindigkeit im Leerrohr v_0 als direkt kontrollierbare Größe zur Einstellung der Flüssigkeitsströmungsstruktur im Leerrohr in der weiteren Auswertung herangezogen wird.

6.2 Siedeverlauf aus Simulation und Experiment im Vergleich

Basierend auf der zeitabhängigen Verteilung des Dampfanteils auf der Bauteiloberfläche werden ausgewertet:

- Wiederbenetzungsstart (Zeitpunkt des Ablösens der Siedefronten) an der oberen und an der unteren Kante der Probe,
- Geschwindigkeiten der oberen und der unteren Siedefront,
- Position des vollständigen Filmzusammenbruchs,
- Dauer bis zum lokalen und bis zum vollständigen Siedefilmzusammenbruch.

Die nachfolgenden Größen werden aus Thermoelementmessungen ermittelt und mit den lokalen Temperaturverläufen aus der numerischen Simulation verglichen:

- lokale Abkühlraten im Bauteil,
- lokale Leidenfrosttemperatur.

Aus der numerischen Simulation stehen sowohl im Bereich der Fluidströmung als auch im Probenkörper lokale und zeitabhängige Verläufe zur Verfügung. Zudem können über eine zeit- und/oder ortsabhängige Mittelung integrale Größen für den gesamten Probenkörper oder die Probenoberfläche berechnet werden. Aus den Abschreckexperimenten stehen zeitabhängige Informationen zur Siedefilmverteilung aus fotografischen Aufnahmen zur Auswertung zur Verfügung. Ferner können aus den Thermoelementmessungen Informationen

zur zeitabhängigen Abkühlung an den drei verschiedenen wandnahen Thermoelementpositionen entnommen werden. Die Anzahl der durchgeführten Messungen beträgt drei für jeden Datenpunkt. Dargestellt sind in allen Diagrammen die Mittelwerte dieser Messergebnisse, die Fehlerbalken stehen für die Standardabweichung.

6.2.1 Verifikationsbeispiel: Tauchbadkühlung (ohne Anströmung)

Die zeitabhängige Position der Wiederbenetzungsfronten auf der Mantelfläche des dünnen Zylinders $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ wird für den Fall der Tauchbadkühlung ($v_0 \rightarrow 0 \text{ m/s}$) für Simulation und Experiment in Bild 36 gezeigt ($T_{\text{sub}} = 40 \text{ K}$).

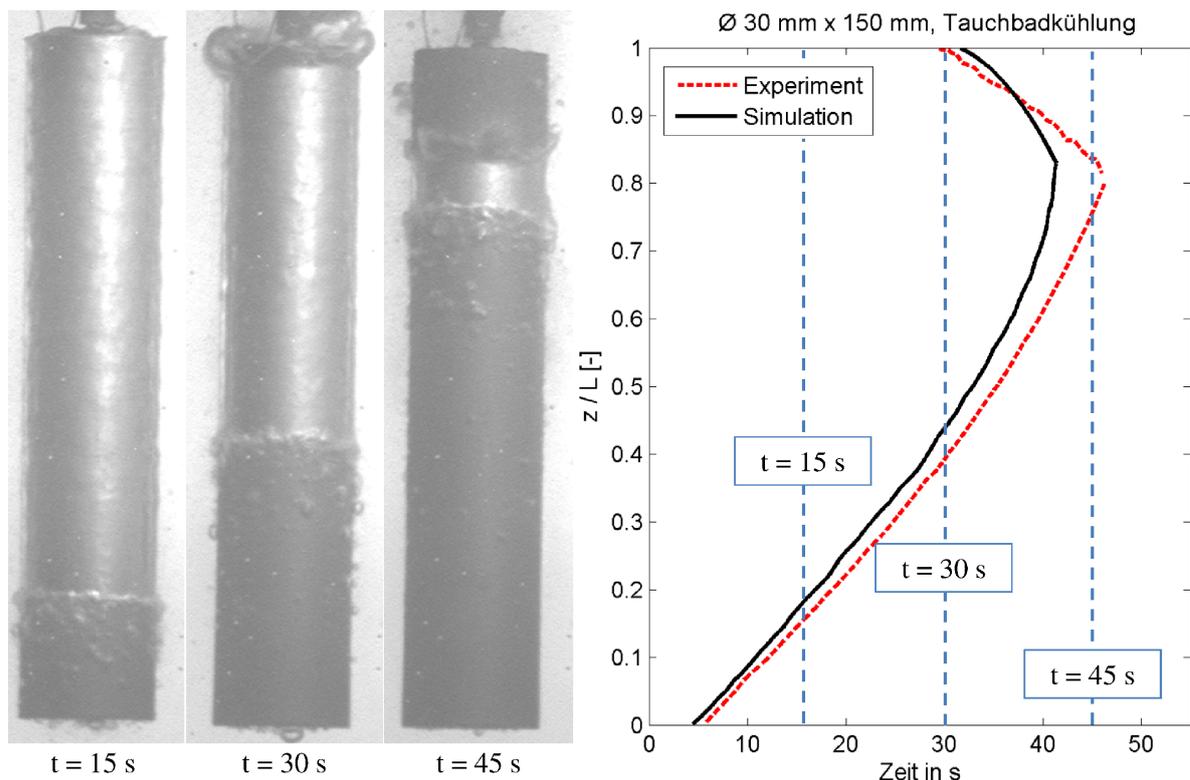


Bild 36: Zeitabhängige Position der Wiederbenetzungsfronten (links: Momentaufnahmen aus dem Experiment, rechts: Vergleich mit Simulationsdaten) auf der Probenmantelfläche

Übereinstimmend wird der Beginn des Siedefilmzusammenbruchs bei $t \approx 5 \text{ s}$ und $z/L = 0$ an der unteren Bauteilkante erkannt. In Bild 36 (links) ist nach $t \approx 15 \text{ s}$ die sich aufwärts bewegende Siedefront auf einer Höhe von $z/L \approx 0,15$ erkennbar. Im weiteren zeitlichen Verlauf bei $t \approx 30 \text{ s}$ (Bild 36, Mitte) löst sich von der oberen Bauteilkante eine zweite Wiederbenetzungsfront. Beide Wiederbenetzungsfronten treffen sich nach etwa $t \approx 47 \text{ s}$ im oberen Bereich der Probenmantelfläche bei $z/L \approx 0,8$. Insbesondere im unteren Bereich der zylindrischen Probe kann die Wiederbenetzungskinetik durch die annähernd konstante (aufwärts gerichtete) Bewegungsgeschwindigkeit der Siedefront, mit leicht zunehmenden

Abweichungen im Bereich der aufeinandertreffenden Wiederbenetzungsfronten, aus Experiment und Simulation (s. Bild 36 rechts) wiedererkannt werden.

Die aus dem Siedeverlauf resultierende Abkühlkurve auf halber Probenhöhe $z / L = 0,5$ aus der Simulation (Abstand der Messstelle zur Oberfläche = 1 mm) und aus dem Experiment (Abstand der Messstelle zur Oberfläche ≈ 1 mm) zeigt das Bild 37.

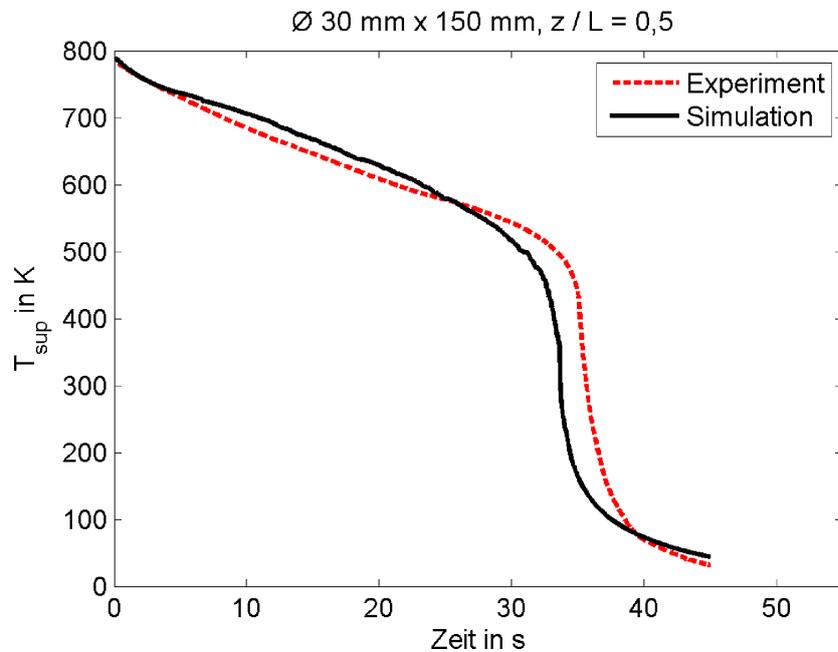


Bild 37: Lokale Abkühlkurve aus Simulation und Experiment bei der Tauchbadkühlung

Zu Beginn des Abschreckprozess kann die geringe Abkühlgeschwindigkeit in der Filmsiedephase dargestellt werden. Der starke Abfall der lokalen Temperatur, der für den lokalen Zusammenbruch des Siedefilms bei Erreichen der Leidenfrosttemperatur steht, kann aus Simulation und Experiment bezüglich der herrschenden Temperatur und dem Zeitpunkt im Abschreckverlauf identifiziert werden. Zusätzlich können die effizienten Wärmeübergangsmechanismen in der Blasensiedephase und der einphasigen Konvektion zum Ende des Abschreckvorgangs vom Simulationsmodell im Vergleich zum experimentell bestimmten Abkühlverlauf reproduziert werden.

Am Beispiel der Tauchbadkühlung ($v_0 \rightarrow 0$ m/s) eines zylindrischen Bauteils konnte gezeigt werden, dass das Simulationsmodell die Kinetiken und Kinematiken des Siedephasenablaufs und der dabei resultierenden Wärmeübergänge im Vergleich zum Experiment folgerichtig wiederzugeben vermag. Das Siedemodell ist damit im Prinzip validiert. Detaillierte Vergleiche von Simulationsergebnissen und Experimenten finden sich in den nachfolgenden Unterkapiteln.

6.2.2 Zeitabhängige Positionen der Wiederbenetzungsfronten

Die Positionen der oberen und unteren Wiederbenetzungsfronten sind im Vergleich aus Experiment und Simulation für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0 in Bild 38 gegenübergestellt. Zu erkennen ist, dass das Ablösen der Wiederbenetzungsfront von der unteren Bauteilkante für nahezu alle untersuchten Fälle zuerst auftritt. Erst im weiteren Abkühlverlauf bildet sich eine zweite Wiederbenetzungsfront an der oberen Bauteilkante aus. Die zeitabhängigen Positionen der Wiederbenetzungsfronten sowie deren Geschwindigkeiten auf der Mantelfläche der zylindrischen Probenkörper werden in den folgenden Unterkapiteln näher analysiert.

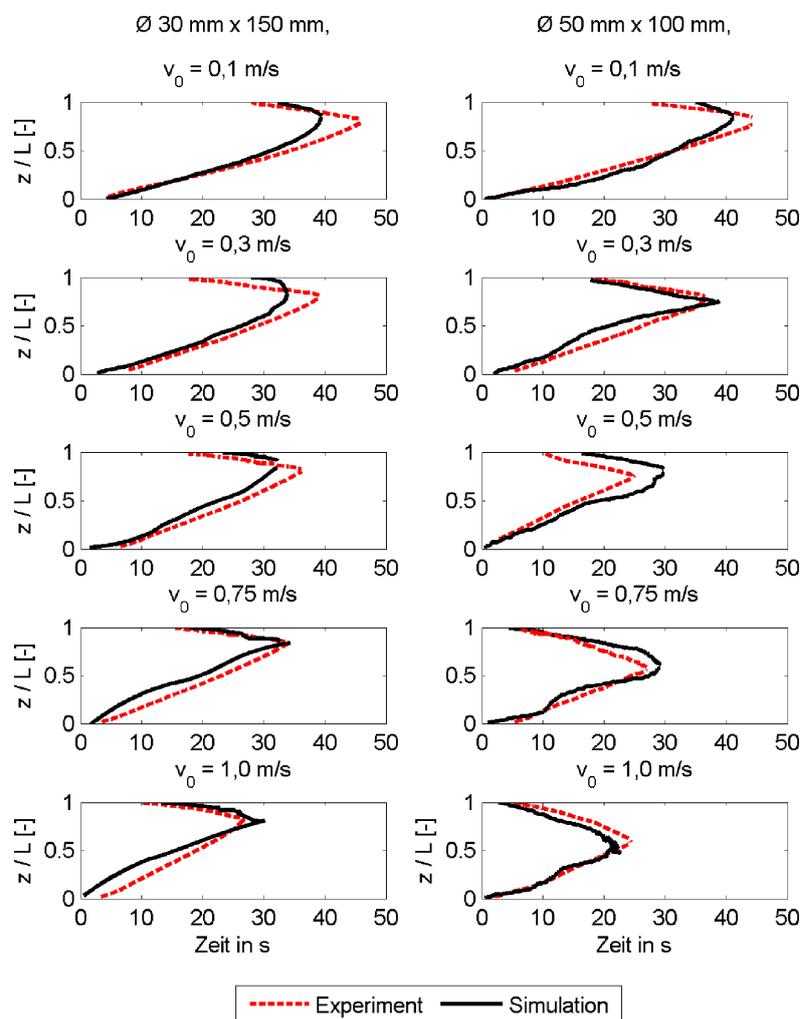


Bild 38: Zeitabhängige Position der Wiederbenetzungsfronten auf der Probenmantelfläche

6.2.3 Wiederbenetzungsstart an den Kanten des Bauteils

Die Zeitspanne $t - t_0$ bis zum Ablösen der Siedefronten (Wiederbenetzungsstart) an der oberen und an der unteren Kante der Proben ist in Bild 39 im Vergleich von Experiment und Simulation gezeigt.

Für die dünne Probe setzt die Wiederbenetzung für alle untersuchten Anströmgeschwindigkeiten v_0 zunächst an der unteren Kante ein. Der Wiederbenetzungsstart an der oberen Kante erfolgt im Vergleich dazu deutlich zeitverzögert. In Bild 39 (oben) weisen beide Kurvenverläufe in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit den gleichen qualitativen Verlauf auf. Ausgehend von der Wasserbadabschreckung ohne Anströmung ($v_0 = 0$ m/s) bewirkt ein Anstieg der Anströmgeschwindigkeit einen früheren Wiederbenetzungsstart an der oberen Bauteilkante, während der Zeitraum bis zur Wiederbenetzung an der unteren Bauteilkante nahezu unverändert bleibt.

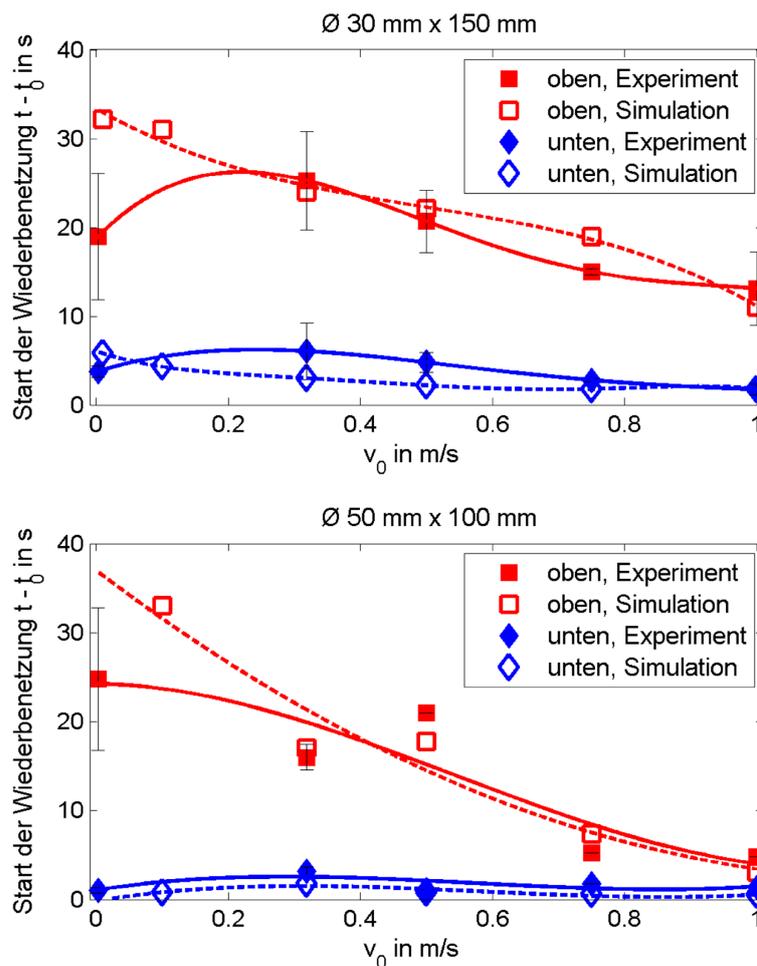


Bild 39: Start der Wiederbenetzung für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0

Beträgt die Zeitspanne zwischen dem Ablösen der Wiederbenetzungsfronten an der unteren und oberen Bauteilkante im Falle der Wasserbadabschreckung ($v_0 = 0$ m/s) noch $\Delta t \approx 25$ s, so kann an der dünnen Probe mit einem Anstieg der Anströmgeschwindigkeit dieser zeitliche Versatz bis auf $\Delta t \approx 12$ s (bei $v_0 = 1,0$ m/s) verringert werden. Der Zeitpunkt des Starts der Wiederbenetzung an der oberen Kante des Bauteils weist eine erheblich größere

Streuung innerhalb der Wiederholungsmessungen als an der unteren Kante auf, die sich mit steigender Anströmgeschwindigkeit v_0 nur geringfügig verringert.

Am dicken Probenkörper (\varnothing 50 mm x 100 mm) ist ein deutlich geringerer Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf den Zeitpunkt des Wiederbenetzungsstarts an der unteren Kante des Bauteils zu erkennen. Im Vergleich dazu setzt die Wiederbenetzung an der oberen Kante des Bauteils für geringe Anströmgeschwindigkeiten v_0 erst deutlich später ein (im Falle der Wasserbadkühlung beträgt die zeitliche Differenz $\Delta t \approx 20$ s und entspricht damit den Ergebnissen am Probenkörper mit dem geringeren Durchmesser). Eine Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit bis $v_0 = 1,0$ m/s führt zu einem abnehmenden zeitlichen Versatz zwischen dem Ablösen der unteren und oberen Siedefront, der Siedefilmzusammenbruch findet an beiden Kanten des Bauteils nahezu gleichzeitig statt.

Die Ergebnisse der dicken Proben weisen für $v_0 = 0,5$ m/s an der oberen Kante des Probenkörpers eine in Simulation und Experiment übereinstimmende und reproduzierbare Abweichung im Kurvenverlauf auf. Eine Erklärung dieses Verhaltens auf Grundlage des Strömungszustands findet sich in Kapitel 6.3.1.

Abweichend zum beschriebenen Verhalten am dünnen Probenkörper bewirkt der Anstieg der Anströmgeschwindigkeit an der dicken Probe eine zunehmend geringere Streuung des Zeitpunktes des Wiederbenetzungsstarts an der oberen Bauteilkante innerhalb der Wiederholungsmessungen.

An beiden untersuchten Probenkörpern ist zu erkennen, dass im Falle geringer Anströmgeschwindigkeiten der Wiederbenetzungsstart zunächst an der unteren Bauteilkante erfolgt. Dieses Verhalten entspricht dabei dem aus der Literatur bekannten Trend (s. Kapitel 3.5). In der vorliegenden Anordnung ist die untere Kante des Bauteils direkt der auftreffenden Düsenströmung ausgesetzt, so dass sich in diesem Bereich bei jeweils gleichen Düsenströmungsbedingungen auch sehr ähnliche Abhängigkeiten des Starts der Wiederbenetzung von der Anströmgeschwindigkeit ausbilden (s. Bild 39). Dagegen bilden sich im darüber liegenden Bereich der Probe deutliche Unterschiede hinsichtlich der Strömungsstruktur aus. Im Falle der Probe mit dem geringeren Durchmesser folgt die Flüssigkeitsströmung mit generell aufwärts gerichteter Ausrichtung der Mantelfläche des Bauteils. Die große Lauflänge in unmittelbarer Nähe zum heißen Probenkörper ermöglicht eine vergleichsweise hohe Verweildauer und damit ein signifikantes Aufheizen der Liquidströmung in Bauteilnähe. Auf diese Weise kann im oberen Bauteilbereich der Siedefilm über einen längeren Zeitraum stabilisiert werden, der Dampffilmzusammenbruch setzt deshalb in diesem Bereich verspätet ein.

Am Bauteil mit dem größeren Durchmesser bildet sich mit ansteigender Anströmgeschwindigkeit v_0 in Wandnähe des Bauteils eine abwärts gerichtete Flüssigkeitsströmung aus. Ein von der unteren Probenkante ablösender Wirbel trifft nahezu über der gesamten Probenhöhe auf die Probenoberfläche, so dass eine vergleichsweise große Liquidunterkühlung auch im Bereich der oberen Bauteilkante vorliegen kann. Erst im Verlauf der abwärts gerichteten Strömung wird ein Aufheizen der Liquidströmung in Wandnähe ermöglicht. Andererseits hemmt hier die geringere Probenlänge diesen Vorgang.

Zusätzlich stimmen die Größe des Wirbels im Ablösungsgebiet sowie die Probenlänge des Körpers bei hohen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten überein, so dass auch die obere horizontale Fläche des Körpers von der Liquidströmung beaufschlagt wird. An dieser Stelle der Probe liegen Strömungsbedingungen vor, die denen an der unteren Stirnfläche der Probenkörper ähnlich sind. In der Summe ermöglichen diese Faktoren den vergleichsweise frühen Wiederbenetzungsstart auch an der oberen Bauteilkante für die dicke Probe.

6.2.4 Siedefrontgeschwindigkeit

Die mittlere Siedefrontgeschwindigkeit wurde für beide Siedefronten aus den fotografischen Aufnahmen sowie aus den Simulationsergebnissen ermittelt und über die Lauflänge (s. Bild 38) von der Bauteilkante bis zum Treffpunkt der Siedefronten gemittelt. Die Ergebnisse sind in Bild 40 dargestellt.

Bei der dünnen Probe (Bild 40, oben) bewirkt eine Steigerung der Anströmgeschwindigkeit v_0 einen näherungsweise linearen Anstieg der unteren Siedefrontgeschwindigkeit, während die Geschwindigkeit der oberen Siedefront nahezu unbeeinflusst bleibt. Während die Siedefrontgeschwindigkeit an der oberen Kante generell für alle untersuchten Anströmgeschwindigkeiten eine gute Reproduzierbarkeit aufweist, können hohe Standardabweichungen für die untere Siedefrontgeschwindigkeit im Fall der Wasserbadabschreckung ohne Anströmung ($v_0 \rightarrow 0$ m/s) beobachtet werden.

Der Vergleich dieser Ergebnisse mit den Werten aus Bild 39 für den Zeitpunkt der Wiederbenetzung an den Kanten des Bauteils zeigt die höchsten Standardabweichungen (d.h. die größte Streuung der Ergebnisse) an der oberen Kante, während an der unteren Kante eine deutlich geringere Streuung der Ergebnisse vorliegt. Für die dicke Probe ist das Verhalten der Siedefrontgeschwindigkeiten an der oberen und unteren Kante in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit genau entgegengesetzt, da hier vor allem die Geschwindigkeit der oberen Siedefront mit steigendem v_0 einen ebenfalls näherungsweise linearen Anstieg aufweist. Für hohe Werte oberhalb etwa von $v_0 \geq 0,75$ m/s kann somit für die dicke Probe beobachtet werden, dass sowohl der Startzeitpunkt der Wiederbenetzung an beiden

Kanten als auch die Geschwindigkeit der beiden Wiederbenetzungsfronten nahezu übereinstimmen.

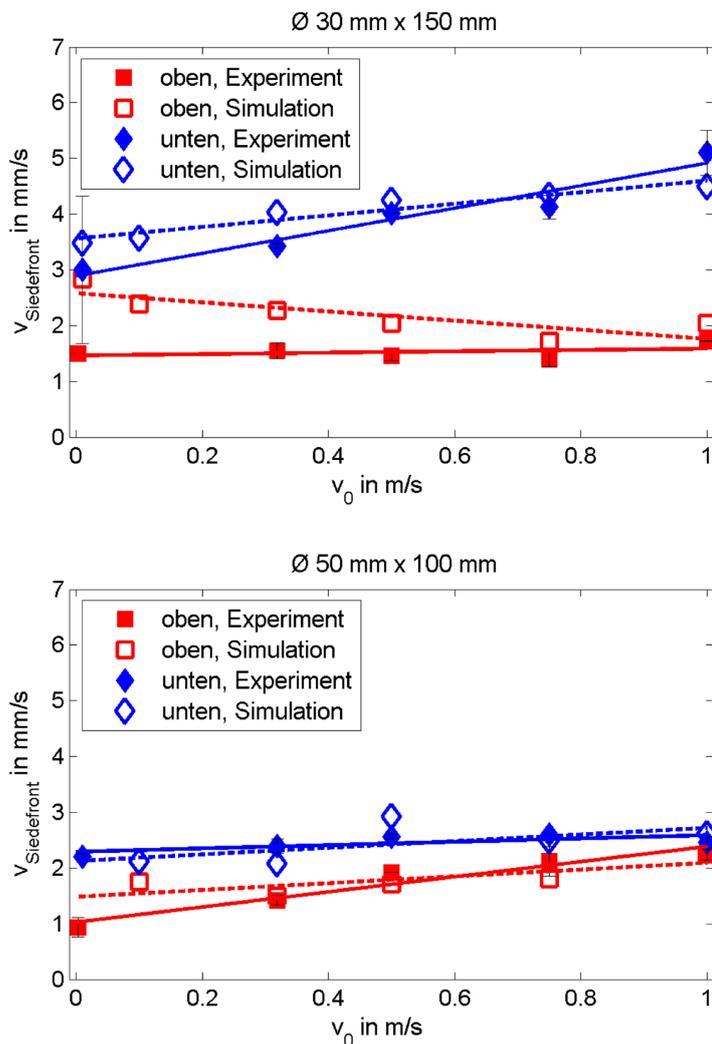


Bild 40: Siedefrontgeschwindigkeit für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0

Die Siedefrontgeschwindigkeiten lassen sich unter Berücksichtigung der im Kapitel 6.2.3 bestimmten Strömungsstruktur diskutieren. An der dünnen Probe führen die übereinstimmenden Richtungen der Liquidströmung in Wandnähe sowie der Bewegungsrichtung der unteren Siedefont zu maximalen Siedefrontgeschwindigkeiten. Im Gegensatz dazu sind Liquidströmung und Bewegungsrichtung der Siedefront an der oberen Bauteilkante entgegengesetzt, so dass hier vergleichsweise geringe Siedefrontgeschwindigkeiten beobachtet werden können. Zusätzlich führt die vergleichsweise geringe Liquidunterkühlung im Bereich der oberen Siedefront zu tendenziell geringeren konvektiven Wärmeübergängen im Bereich der wiederbenetzten Oberfläche in der Nähe der oberen Siedefront, die das Auskühlen des Probenkörpers sowie die Siedefrontgeschwindigkeit weiter absenken.

An der dicken Probe sind diese Zusammenhänge anhand der in Körpfernähe abwärts gerichteten Liquidströmung umgekehrt. Die untere Siedefront wird sich durch die abwärts gerichtete Liquidströmung in Wandnähe nur relativ langsam über die Bauteiloberfläche aufwärts bewegen können. Demgegenüber stimmen im oberen Bereich der dicken Probe die Bewegungsrichtung von Liquidströmung und Siedefront überein und bewirken deshalb in diesem Bereich mit steigender Anströmgeschwindigkeit v_0 zunehmende Siedefrontgeschwindigkeiten.

6.2.5 Dauer bis zum lokalen Siedefilmzusammenbruch

An den Positionen der Thermoelemente (s. Bild 22) wird aus dem Verlauf der Abkühlkurven der Zeitraum vom Beginn des Experiments bis zum lokalen Zusammenbrechen des Dampffilms beim Erreichen der Leidenfrosttemperatur bestimmt und in Bild 41 mit den entsprechenden Werten aus der Abschrecksimulation verglichen.

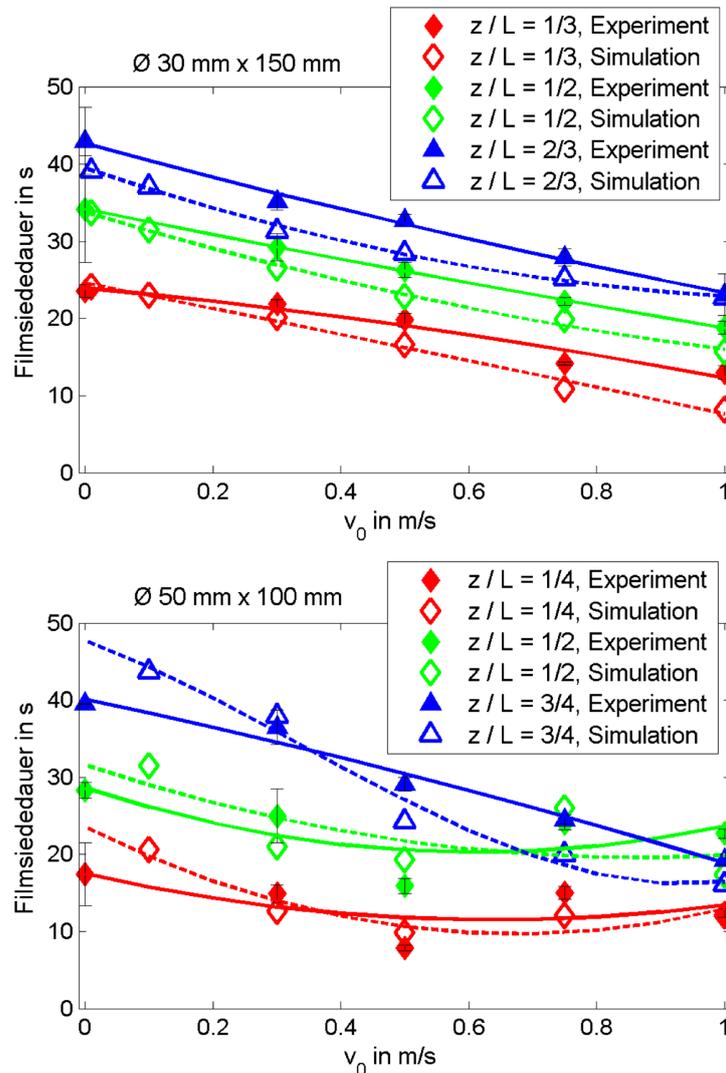


Bild 41: Dauer bis zum lokalen Siedefilmzusammenbruch auf der Bauteiloberfläche

Die Ergebnisse hängen maßgeblich vom Siedefrontverhalten aus Kapitel 6.2.3 und 6.2.4 ab. Für alle betrachteten Positionen gilt, dass eine Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit v_0 in einer Verkürzung der Filmsiedephase resultiert. Ausnahmen stellen die untere und mittlere Messstelle für die dicke Probe ($\varnothing 50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$) dar, an der die Zeitspanne bis zum Siedefilmzusammenbruch mit steigendem v_0 nahezu konstant ist.

6.2.6 Gesamte Filmsiededauer

Simulation mit dem Anströmprofil aus dem experimentellen Aufbau ($v = v(r)$)

Die Zeitspanne vom Beginn des Abschreckprozesses (beim Eintauchen der Probe zum Zeitpunkt t_0) bis zum vollständigen Zusammenbruch des Siedefilms am gesamten Körper (dies entspricht in den meisten Fällen dem vollständigen Siedefilmzusammenbruch auf der Mantelfläche der Probe) aus Experiment und Simulation wird in Bild 42 verglichen. Die dazugehörige Position, an dem sich die beiden Wiederbenetzungsfronten ausgehend von der oberen bzw. unteren Kante des Bauteils treffen ist in Kapitel 6.2.7 dargestellt.

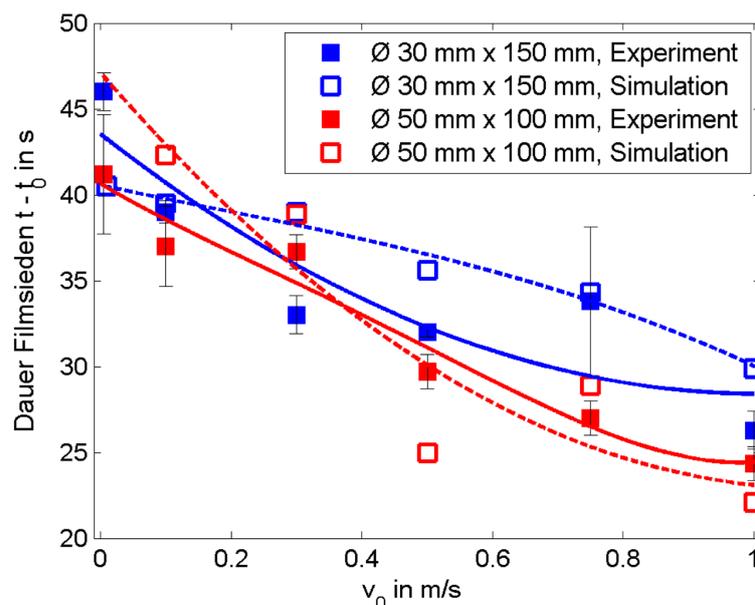


Bild 42: Dauer bis zum Ende der Filmsiedephase auf der Mantelfläche

Für beide Probenkörper gilt, dass eine größere Anströmgeschwindigkeit eine kürzere Zeitspanne bis zum vollständigen Siedefilmzusammenbruch nach sich zieht. Beim dünnen Bauteil weist dieser Trend im Experiment in guter Näherung ein lineares Verhalten auf, das vom entwickelten Siedemodell in der Simulation gut wiedergegeben werden kann. Im Vergleich dazu zeigt sich im Experiment am dicken Probenkörper für $v_0 \leq 0,3 \text{ m/s}$ ein vergleichsweise geringer Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf die Filmsiededauer am Bauteil, um erst für größere Werte von v_0 stärker abzufallen. Dieses unterschiedliche Ver-

halten des Siedefilms bei Erreichen dieser Mindestgeschwindigkeit kann in der Simulation wiedererkannt werden.

Simulation mit homogener Anströmung $v(r) = \text{konstant}$

Um den Einfluss der Probengeometrie möglichst unabhängig von der radialen Geschwindigkeitsverteilung im Strömungsrohr zu untersuchen, wird die Anströmung des Bauteils bei über dem Rohrquerschnitt konstanter Anströmgeschwindigkeit analysiert. Geometrie und Randbedingungen der hier ausgewerteten Simulationen stellt Kapitel 5.1.1 dar.

Die gesamte Filmsiededauer an der Mantelfläche der Probenkörper ist in Bild 43 gezeigt.

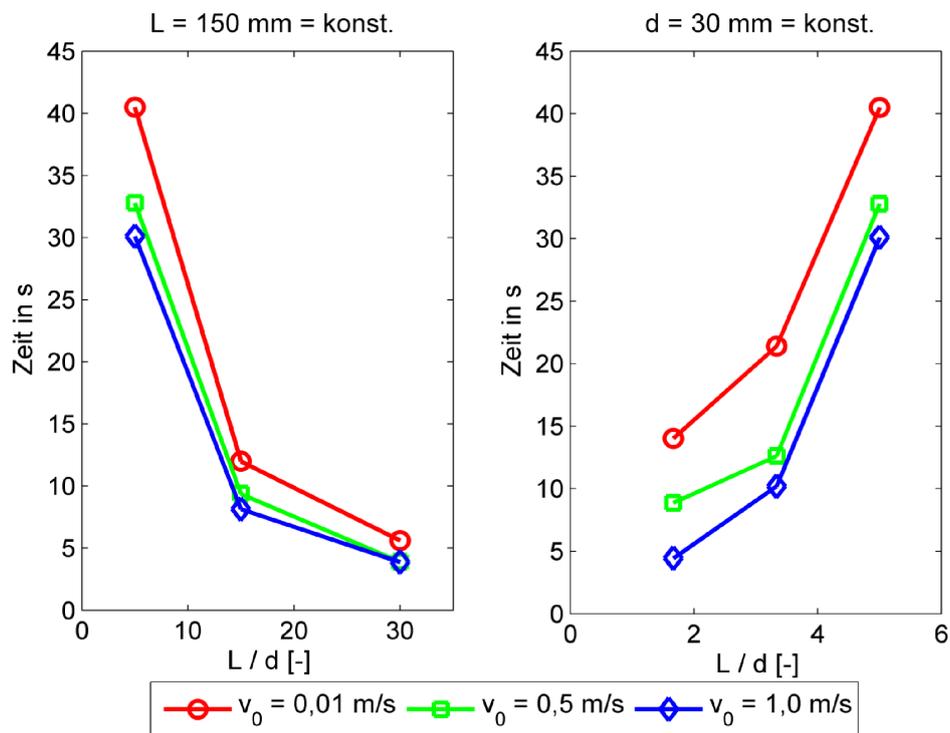


Bild 43: Dauer der Filmsiedephase an der Mantelfläche

Bei konstanter Probenlänge L bewirkt eine Abnahme des Durchmessers eine quadratische Verringerung des Probenvolumens, die sich im Kurvenverlauf widerspiegelt (Bild 43, li.). Obwohl bei konstantem Probendurchmesser die Abnahme der Probenlänge eine lineare Abnahme des Probenvolumens bewirkt, ist ein solcher Kurvenverlauf bei sehr geringem Verhältnis L/d nicht mehr im gezeigten Kurvenverlauf zu erkennen (Bild 43, re.).

6.2.7 Position des vollständigen Filmzusammenbruchs

Die Position, an der sich die beiden Wiederbenetzungsfronten auf der Bauteiloberfläche treffen, so dass der Dampffilm auf der Mantelfläche des Bauteils vollständig zusammengebrochen ist, zeigt Bild 44.

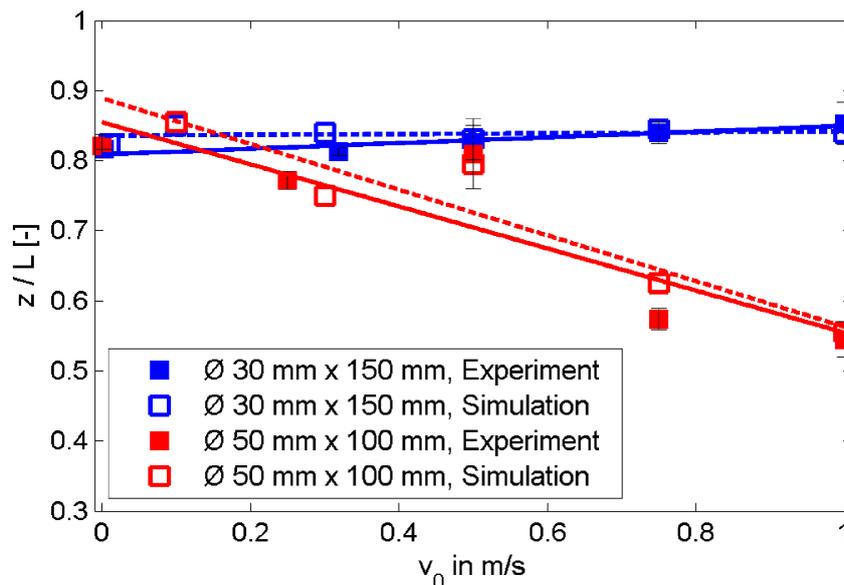


Bild 44: Position des vollständigen Siedefilmzusammenbruchs auf der Mantelfläche des Zylinders für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0

Im Falle niedriger Anströmgeschwindigkeiten treffen für beide Probengeometrien die Siedefronten auf ungefähr gleicher dimensionsloser Höhe z/L aufeinander. Dieser im Folgenden als Position des vollständigen Siedefilmzusammenbruchs bezeichnete Bereich auf der Probe befindet sich bei $z/L \approx 0,8$. Während mit einem Anstieg der Anströmgeschwindigkeit die Position auf dem Bauteil für die dünne Probe linear ansteigt bis $z/L (v_0 = 1,0 \text{ m/s}) = 0,86$, sinkt der dazugehörige Wert bei der dicken Probe bis auf $z/L (v_0 = 1,0 \text{ m/s}) = 0,55$ ab.

6.2.8 Lokale Leidenfrosttemperaturen aus Experiment und Simulation

Auswertung an der Position der Thermoelementmessstellen

Die Leidenfrosttemperatur aus den gemessenen Abkühlkurven sowie für die dazugehörigen lokalen Temperaturverläufe im Bauteil aus der numerischen Simulation zeigt Bild 45. Die verwendete Vorgehensweise zur Bestimmung der Leidenfrosttemperatur wurde in Kapitel 5.4.2 beschrieben. Die ausgewerteten Stellen an den Probenkörpern in der numerischen Simulation entsprechen den Positionen der in die Bauteile eingebrachten Thermoelemente aus den experimentellen Untersuchungen.

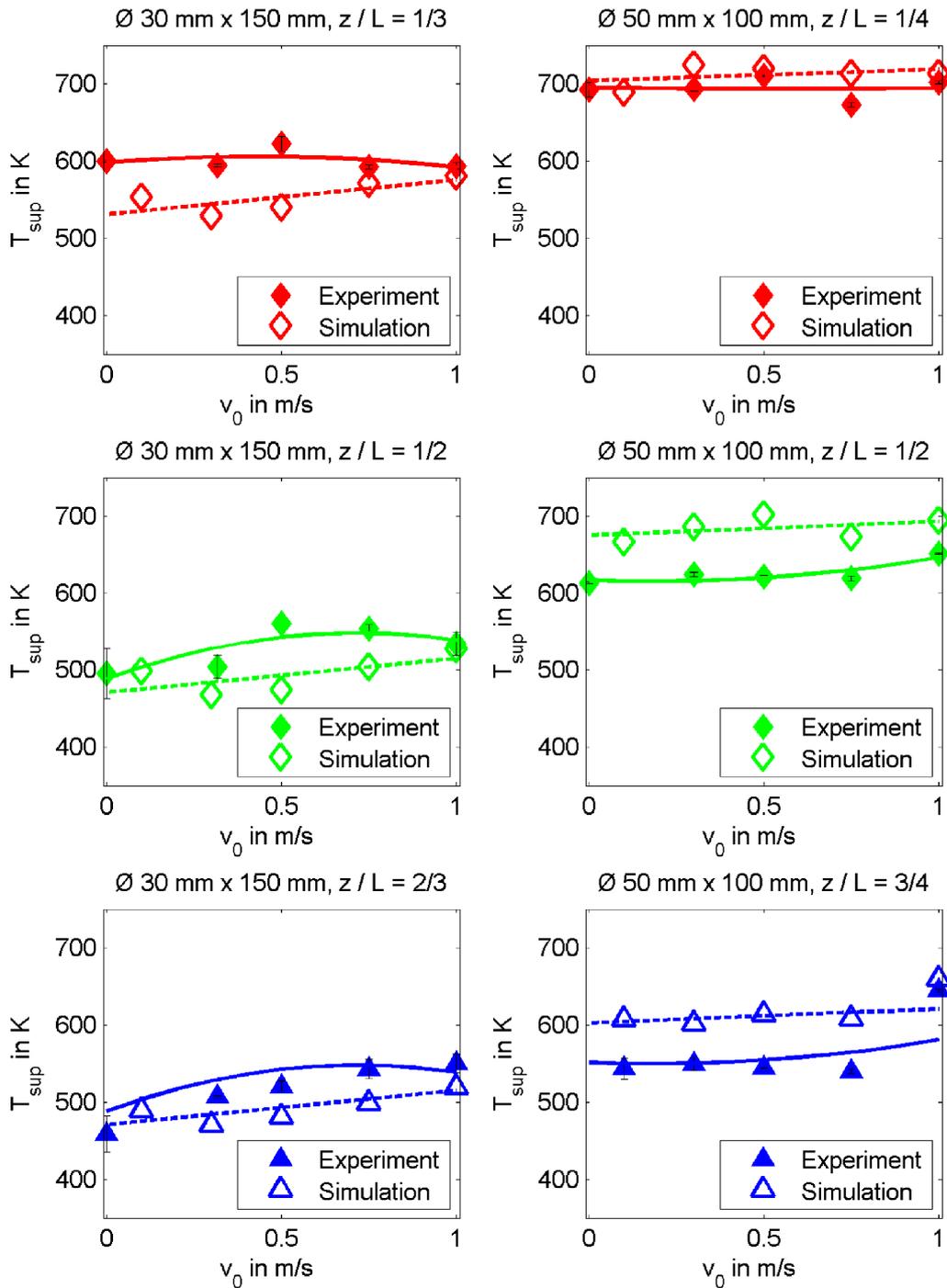


Bild 45: Leidenfrosttemperatur für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0

Es ist zu beachten, dass der Abstand der Thermoelementmessstellen von der Bauteiloberfläche fertigungsbedingt nicht exakt bekannt ist (Annahme: $\Delta r \approx 1 \text{ mm}$). Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgte dagegen generell in einem Abstand zur Oberfläche des Festkörpers von $\Delta r = 1 \text{ mm}$. Bereits geringe Unterschiede im Abstand der Messstelle zur Oberfläche des Probenkörpers können große Auswirkungen auf die Temperatur besitzen, da insbesondere in Wandnähe sehr steile Temperaturgradienten in radialer Richtung im

Bauteil vorliegen können. Aus diesem Grund ist ein Vergleich der absoluten Werte für die lokale Leidenfrosttemperatur nur eingeschränkt möglich.

Obwohl sich gemäß Bild 45 für beide Probengeometrien mit steigendem z / L , d.h. mit zunehmendem Abstand zur Unterkante des Bauteils, eine abnehmende lokale Leidenfrosttemperatur ableiten lässt, kann eine solche Aussage aufgrund der vorliegenden Messunsicherheit nicht mit Sicherheit getroffen werden. Demgegenüber unterstützen die Simulationsergebnisse zur lokalen Leidenfrosttemperatur jedoch diesen Trend, eine Auswertung sowie die Diskussion zu diesem Aspekt findet sich in im weiteren Verlauf dieses Kapitels.

Übereinstimmend ist für alle drei ausgewerteten Positionen auf der Mantelfläche der beiden Proben zu erkennen, dass im Falle der Probe mit dem geringeren Durchmesser niedrigere Werte für die lokale Leidenfrosttemperatur erkannt werden können, als dies für den Probenkörper mit dem größeren Durchmesser der Fall ist, stellenweise beträgt die Differenz 100 K oder mehr. Diese Abweichungen treten an allen drei Messstellen in übereinstimmender Form auf und lassen sich aufgrund der Höhe der Abweichungen nicht ausschließlich durch die Unsicherheiten hinsichtlich der Thermoelement-Messposition im Experiment erklären. Der Trend stimmt mit Messergebnissen von [Bolukbasi und Ciloglu, 2007] sowie [Kim et al., 2003] überein, die ihre Abschreckexperimente in Wasser jedoch nur für das Behältersieden, d.h. ohne Anströmung des Körpers, durchführten.

Die Simulationsergebnisse der dünnen Probe (Bild 45 oben) zeigen an allen Messstellen den qualitativ gleichen Verlauf. Nach einem Abfall der lokalen Leidenfrosttemperaturen bei einer Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit auf $v_0 = 0,3 \text{ m/s}$ kann ein Anstieg bei einer weiteren Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit festgestellt werden. Letzteres entspricht dabei dem aus der Literatur bekannten Verhalten (s. Kapitel 3.5.2).

Sowohl die Simulationsergebnisse als auch die Messungen zeigen am dicken Probenkörper (s. Bild 45 unten) keine signifikante Veränderung der lokalen Leidenfrosttemperatur in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit. Eine Ausnahme stellt der Messwert für $v_0 = 1,0 \text{ m/s}$ an der Position $z / L = 3 / 4$ dar. Hier wurde eine deutliche Zunahme der lokalen Leidenfrosttemperatur festgestellt. Ein vergleichbarer Kurvenverlauf mit einer solchen Änderung der lokalen Leidenfrosttemperatur wurde für keine der anderen untersuchten Positionen auf der Bauteiloberfläche festgestellt. Da diese in guter Näherung mit dem Ort der maximalen Geschwindigkeit der liquiden Phase in der Nähe der Bauteiloberfläche übereinstimmt, wird bei $v_0 = 1,0 \text{ m/s}$ eine lokale Strömungsgeschwindigkeit erzielt, die den Dampffilmzusammenbruch bereits bei höheren Wandtemperaturen ermöglicht. Eine detail-

lierte Analyse des zweiphasigen Strömungsfeldes aus Liquid- und Dampfgeschwindigkeiten während des instationären Abschreckprozesses findet sich in Kapitel 6.3.1.

Leidenfrosttemperatur bei dem Anströmprofil aus dem experimentellen Aufbau mit $v = v(r)$

Im Unterschied zu den bisher in diesem Kapitel gezeigten Ergebnissen, wird im Folgenden die lokale Leidenfrosttemperatur direkt an der Körperoberfläche über der gesamten Zylinderhöhe ausgewertet. Für die gesamte Mantelfläche des Körpers werden die zeitabhängigen Abkühlverläufe ausgewertet und daraus mittels der in Kapitel 5.4.2 vorgestellten Methode die Leidenfrosttemperatur bestimmt. Den Vergleich der Ergebnisse in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit v_0 zeigt Bild 46. Zu beachten ist, dass die jeweils als eine Kurve je Probe und Anströmgeschwindigkeit gezeigte lokale Leidenfrosttemperatur zwei Wiederbenetzungsfronten, die sich an der oberen bzw. unteren Kante des Bauteils ablösen, zugeordnet sind.

An der dünnen Probe ist mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit v_0 ein stärkerer Gradient der Leidenfrosttemperatur von der unteren zur oberen Kante des Bauteils zu beobachten. Die für $v_0 \geq 0,75$ m/s im Bereich $z/L \leq 0,3$ zu beobachtenden, hohen Leidenfrosttemperaturen fallen mit der Ausdehnung des Rückstromgebiets der Liquidströmung an der unteren Bauteilkante (s. Bild 31) und deren Auswirkung auf die Dampfgeschwindigkeiten (s. Bild 52) und Dampftemperaturen (s. Bild 55) im Dampffilm zusammen.

Im mittleren Bereich der Mantelfläche (Probe $\varnothing 30$ mm x 150 mm), in dem die Hauptbewegungsrichtung der Liquidströmung und der unteren Wiederbenetzungsfront übereinstimmen, ist keine Abhängigkeit der Dampftemperaturen (s. Bild 55) und auch der lokalen Leidenfrosttemperatur von der Anströmgeschwindigkeit v_0 und der Position auf der Bauteiloberfläche festzustellen. Im durch die obere Wiederbenetzungsfront beeinflussten Bereich der seitlichen Oberfläche ist dagegen ein Abfall der Leidenfrosttemperatur auszumachen, der für höhere, der Bewegungsrichtung der Wiederbenetzungsfront entgegengesetzt orientierte Liquidgeschwindigkeiten umso stärker ausfällt. An der dicken Probe können ähnliche Abhängigkeiten zwischen der lokalen Leidenfrosttemperatur und der Orientierung der Bewegungsrichtung der Wiederbenetzungsfront und der Liquidströmung in Körpernähe erkannt werden. Im Bereich der maximalen, abwärts gerichteten axialen Strömungsgeschwindigkeiten bei $z/L \approx 0,6$ stimmen für Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 > 0,3$ m/s die Bewegungsrichtung der oberen Wiederbenetzungsfront und Liquidströmung überein. Entsprechend der Beschreibung in Kapitel 6.3.2 ist hier auch der Unterschied in den Dampftemperaturen im Dampffilm gering, so dass in diesem Bereich der Probenoberfläche

ähnlich zur dünnen Probe bei umso höheren Anströmgeschwindigkeiten tendenziell leicht steigende Leidenfrosttemperaturen erkannt werden können. Dagegen ist im unteren Bereich der Probenkörper bei $z/L \approx 0,3$ eine Abnahme der Leidenfrosttemperatur für umso höhere Anströmgeschwindigkeiten v_0 erkennbar.

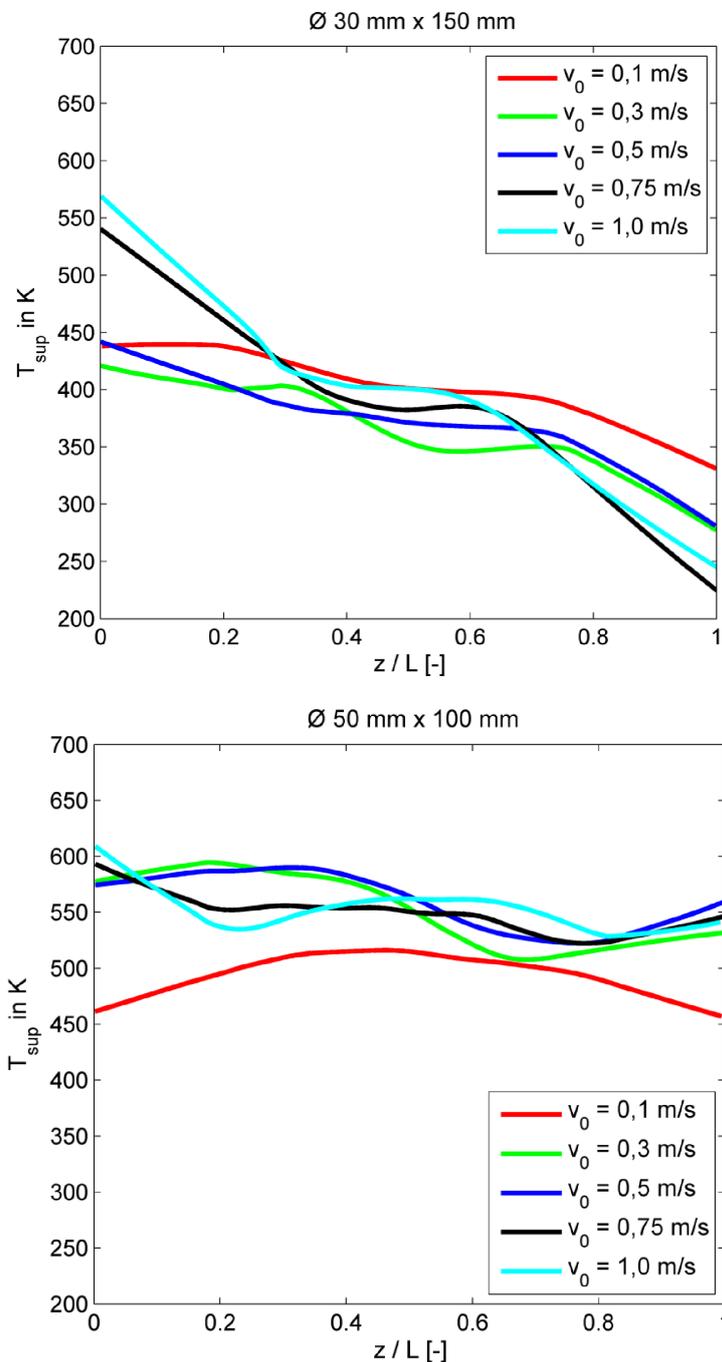


Bild 46: Leidenfrosttemperatur auf der Mantelfläche der Probenkörper

Eine Ausnahme stellt an der dicken Probe der Fall für $v_0 = 0,1$ m/s dar, für den sich aufgrund der geringen Geschwindigkeiten nur sehr geringe Unterschiede zwischen den Struk-

turen der Liquidströmung in Probennähe ausbilden. Entsprechend liegen die simulierten Leidenfrosttemperaturen für diesen Fall auch deutlich niedriger als alle übrigen Werte und weisen hinsichtlich des Verlaufs Ähnlichkeiten zu dem dazugehörigen Kurvenverlauf an der dünnen Probe auf.

Leidenfrosttemperatur bei homogener Anströmung $v(r) = \text{konstant}$

Um den Einfluss der Probengeometrie möglichst unabhängig von der radialen Geschwindigkeitsverteilung im Strömungrohr zu untersuchen, wird die Anströmung des Bauteils bei über dem Rohrquerschnitt konstanter Anströmgeschwindigkeit analysiert. Geometrie und Randbedingungen dieser Simulationen stellt Kapitel 5.1.1 dar. Bild 47 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Verhältnisse des Probendurchmessers d zur Probenlänge L .

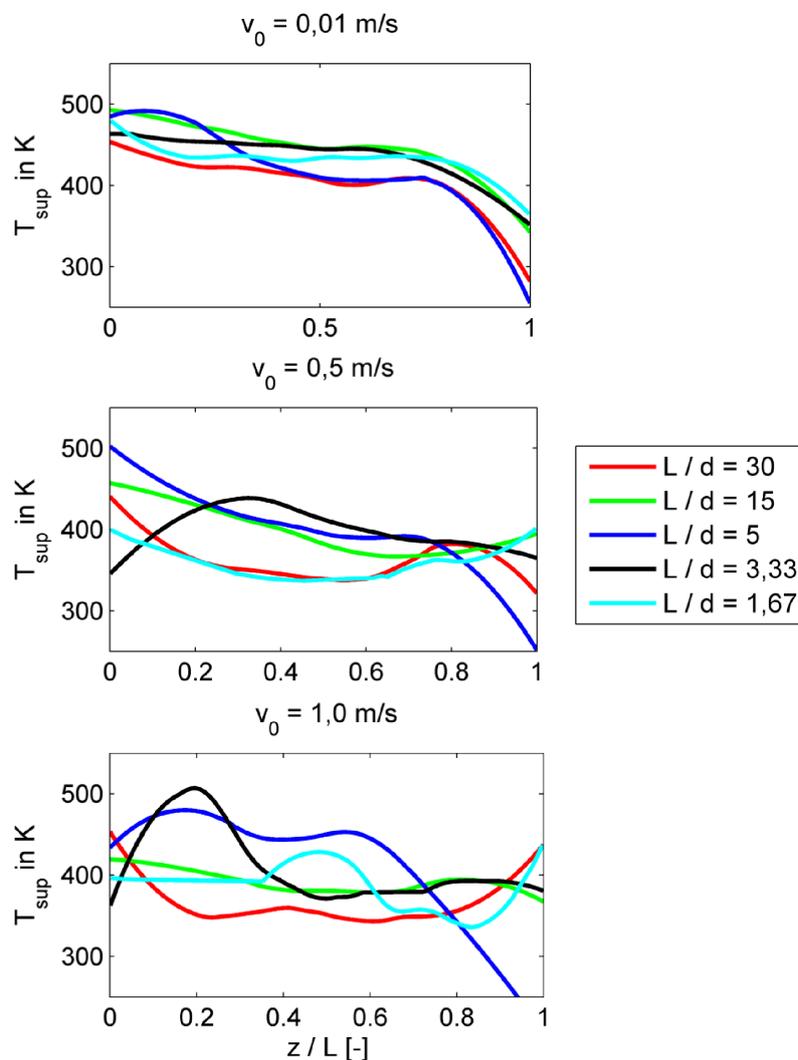


Bild 47: Leidenfrosttemperatur auf der Mantelfläche bei homogener Anströmung

Im Falle der geringsten Anströmgeschwindigkeit von $v_0 = 0,01 \text{ m/s}$ ist kein nennenswerter Einfluss des Verhältnisses L/d auf die lokale Leidenfrosttemperatur zu erkennen. Für alle

untersuchten L / d ist die Leidenfrosttemperatur im unteren Bereich der Probe tendenziell höher, da die heißen Dampf- und Flüssigkeitsanteile in Probennähe aufsteigen und dort auf diese Weise den Dampffilmzusammenbruch bei einer etwas niedrigeren Oberflächentemperatur nach sich ziehen. Dieses Verhalten stimmt mit den Angaben von [Bernardin und Mudawar, 1999] und [Carbajo, 1985] überein, die den Bauteilabmaßen als Einflussgröße auf die Leidenfrosttemperatur ansonsten nur einen kaum bemerkbaren Einfluss zusprechen. Mit steigender Anströmgeschwindigkeit v_0 bewirkt das sich mit größerem Probendurchmesser stärker ausprägende Rückstromgebiet an der unteren Bauteilkante im unteren Bereich der Mantelfläche höhere Werte der lokalen Leidenfrosttemperatur.

6.2.9 Lokale Abkühlraten

Aus Messungen mit in die Abschreckproben eingebrachten Thermoelementen werden in Bild 48 (Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$) und Bild 49 (Probe $\varnothing 50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$) die Abkühlraten [K/s] gezeigt und mit den Ergebnissen aus der Abschrecksimulation verglichen.

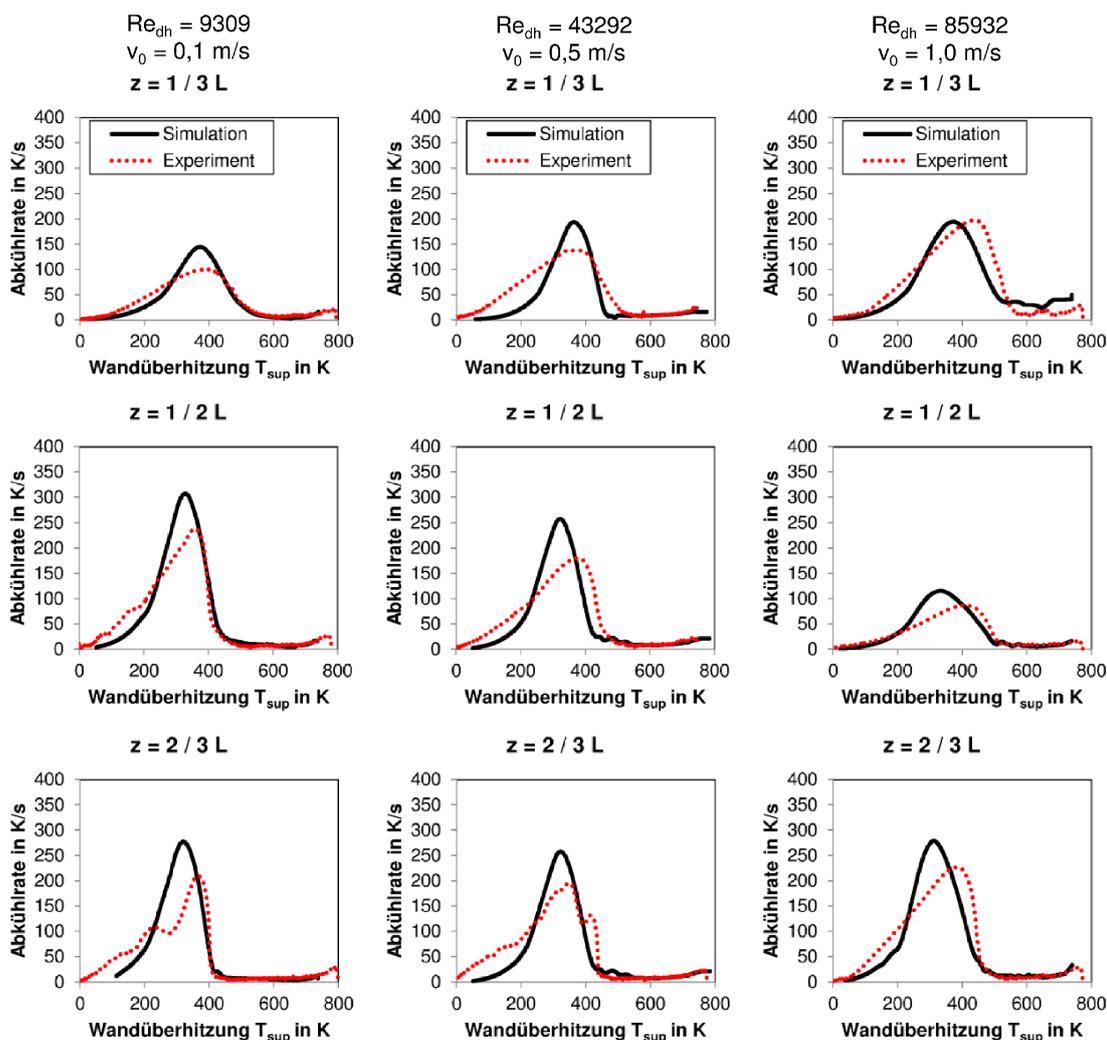


Bild 48: Lokale Abkühlraten aus Experiment und Simulation (Probe: $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$)

Zu Beginn des Abschreckprozesses in der Phase des Filmsiedens sind niedrige Abkühlraten zu erkennen. Der im weiteren Abschreckverlauf eintretende starke Anstieg der Abkühlraten steht für das Eintreten der Leidenfrosttemperatur und dem damit verbundenen Übergang zum Blasensieden. Im Verlauf der Abschreckung treten im Bereich der maximalen Abkühlrate Abweichungen in den Kurvenverläufen auf. Die Lage der maximalen Abkühlrate stimmt hinsichtlich der damit verbundenen Temperatur im Körper betragsmäßig gut überein, jedoch wird der maximale Wert in der Simulation zu hoch eingeschätzt und zeigt einen steileren Abfall der simulierten Kurvenverläufe. Der von diesen Abweichungen betroffene Temperaturbereich von $T_{\text{sup}} < 400$ K liegt unterhalb des für das Einsetzen der Martensitbildung (s. Kapitel 3.1) relevanten Bereichs. Entsprechend spielen die erkennbaren Abweichungen im Temperaturverlauf hinsichtlich des Einflusses auf die letztlich resultierende Härteverteilung eine untergeordnete Rolle.

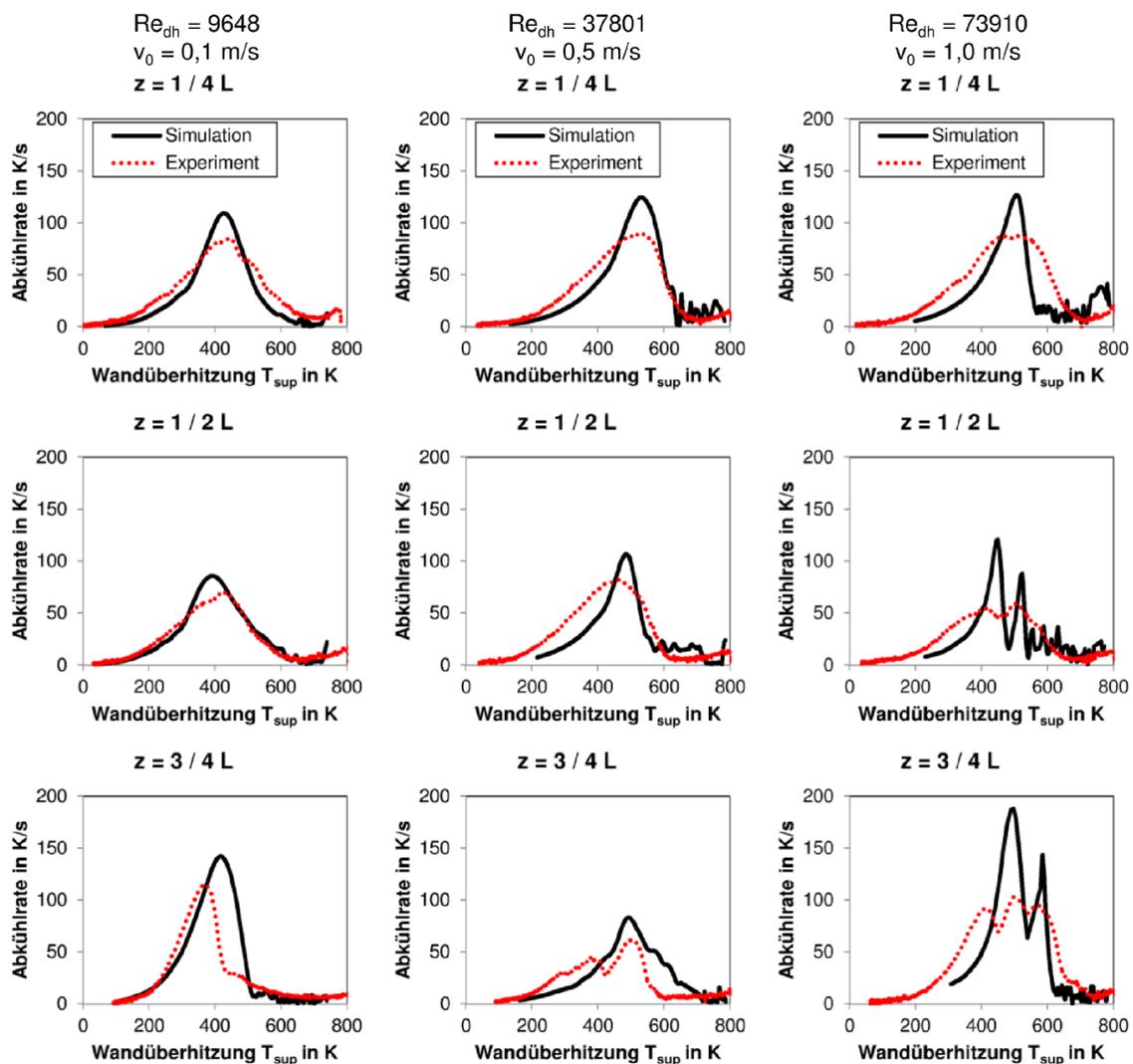


Bild 49: Lokale Abkühlraten aus Experiment und Simulation (Probe: \varnothing 50 mm x 100 mm)

Im Bereich des Filmsiedens zu Beginn des Abschreckprozesses weisen die Abkühlraten in der Simulation eine stärkere Schwankung auf als dies für die experimentellen Messungen der Fall ist. Dieses Verhalten ist für die dünne Probe weniger ausgeprägt als für den dicken Körper.

In der Nähe des Probenkörpers mit dem geringeren Durchmesser ist die Flüssigkeitsströmung aufwärts gerichtet und stimmt damit in deren Ausrichtung mit der Aufstiegsrichtung des Dampfes überein. Diese übereinstimmende Richtung der Liquid- und Dampfgeschwindigkeiten hat eine glättende Wirkung auf die geschichtete Strömungsstruktur aus Dampf- und Flüssigkeitsfilm in der unmittelbaren Körfernähe und der darüber angeordneten Flüssigkeitsschicht. Demgegenüber liegt für die dicke Probe eine entgegengesetzte Ausrichtung der Strömungsrichtungen der Liquid- und Dampfphase vor. Diese Gegenläufigkeit erzeugt eine erhöhte zeit- und ortsabhängige Schwankungsintensität der Dampfanteile, die sich in den weniger glatten Verläufen der Abkühlrate an den dicken Proben insbesondere bei großen Anströmgeschwindigkeiten äußert.

6.3 Dampfzustand und -verteilung

6.3.1 Dampfgeschwindigkeiten

Zusammenhang zwischen dem Dampfanteil und der Dampfgeschwindigkeit

Die Verläufe der axialen Dampfgeschwindigkeiten $v_{\text{axial, vap}}$ in unmittelbarer Nähe des Körpers sowie des dazugehörigen lokalen Dampfanteils sind in Abhängigkeit von der Wandüberhitzung T_{sup} für beide Probenkörper jeweils in einer Höhe $z/L = 0,5$ in Bild 50 zum Vergleich gegenüber gestellt. Angegeben sind jeweils die maximalen Werte aus der Simulation in direkter Nähe zur Körperoberfläche.

Nach dem Ausbilden des Dampffilms liegen in der Phase des Filmsiedens bei $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$ an der dünnen Probe übereinstimmend aufwärts orientierte Dampfaufstiegsbewegung und Liquidströmung vor. Mit abnehmender Wand- und dadurch auch Dampfüberhitzung stellen sich nahezu konstante Dampfgeschwindigkeiten ein. Das Absinken der Dampfgeschwindigkeiten im Verlauf der Filmsiedephase ist durch sinkende Dampfbildungsraten und abnehmende Dichteunterschiede zwischen Liquid- und Dampfphase begründet.

Im Gegensatz dazu ist an der dicken Probe nach dem Erreichen der maximalen Dampfaufstiegsgeschwindigkeiten beim Bilden des Dampffilms ein kontinuierlicher Abfall der Dampfgeschwindigkeiten in der Filmsiedephase zu beobachten, da hier die abwärts gerichtete Liquidströmung die Dampffilmschicht abbremst.

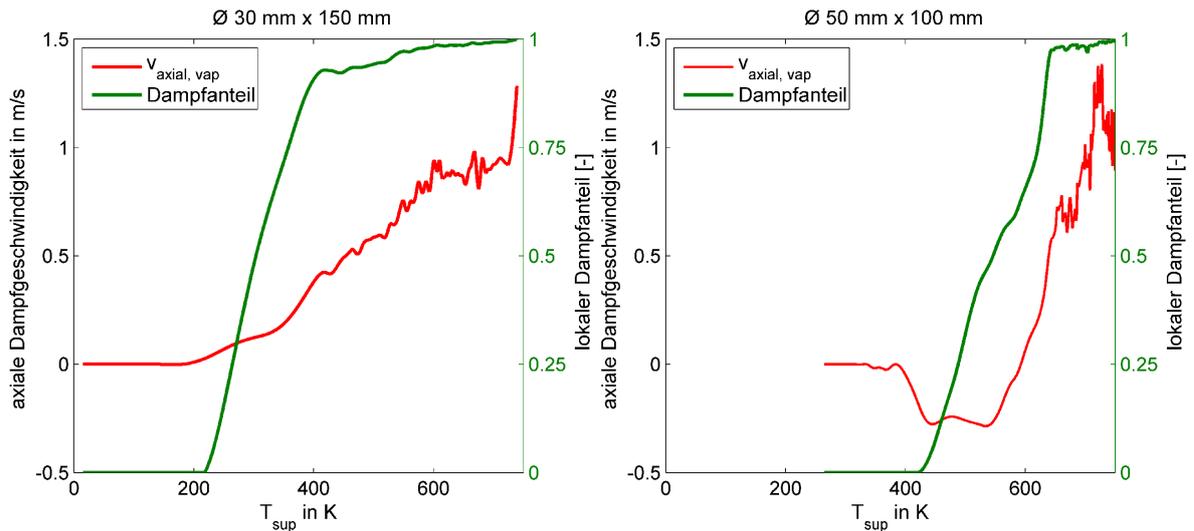


Bild 50: Axiale Dampfgeschwindigkeiten und Dampfanteil als Funktion der lokalen Wandüberhitzung ($z/L = 0,5$, $v_0 = 0,5$ m/s)

Mit dem Absinken des Dampfanteils beim Übergang zur Blasensiedephase nimmt der Dampfblasendurchmesser d_b im Simulationsmodell ab. Dies bewirkt, dass sich die noch vorhandenen Dampfanteile α_{vap} den Geschwindigkeiten der Liquidphase hinsichtlich Richtung und Betrag deutlich stärker anpassen. Die Hauptströmungsrichtung des Dampfes an der dicken Probe folgt deshalb in unmittelbarer Wandnähe in dieser Phase der Abkühlung der Richtung der Liquidströmung und kann damit sogar abwärts gerichtet sein.

Dampfgeschwindigkeiten an verschiedenen Positionen

Den Einfluss der Anströmgeschwindigkeit v_0 auf die axialen Dampfgeschwindigkeiten an verschiedenen Positionen auf der Mantelfläche der Bauteile zeigt das Bild 51. Dabei werden fünf verschiedene Positionen z/L , neben den Thermoelement-Messstellen zwei zusätzliche Positionen im Nahbereich der oberen bzw. unteren Kante des Körpers, ausgewertet. Ein Vergleich der Dampfgeschwindigkeiten an den beiden untersuchten Probengeometrien für den Fall der geringsten Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 = 0,1$ m/s, der den geringsten Einfluss der Liquidströmung auf das Dampfverhalten an beiden Probengeometrien aufweist, zeigen sich nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Probengeometrien. Im Bereich des Filmsiedens können aufwärts gerichtete Dampfgeschwindigkeiten festgestellt werden, die mit dem Absinken der Oberflächenüberhitzung im Verlauf der Abkühlung abnehmen.

Hier gilt für beide Probengeometrien, dass im Bereich der oberen Messstellen die maximalen Aufstiegsgeschwindigkeiten des Dampfes mit etwa $v_{\text{axial, vap}} \approx 1$ m/s vorliegen. Dieser Wert sinkt für weiter unten an der seitlichen Teilfläche gelegene Messpositionen ab, so

dass für die unterste Messposition $z/L = 1/8$ eine maximale Dampfaufstiegsgeschwindigkeit zu Beginn des Abschreckprozess von $v_{\text{axial, vap}} \approx 0,65 \text{ m/s}$ festgestellt werden kann.

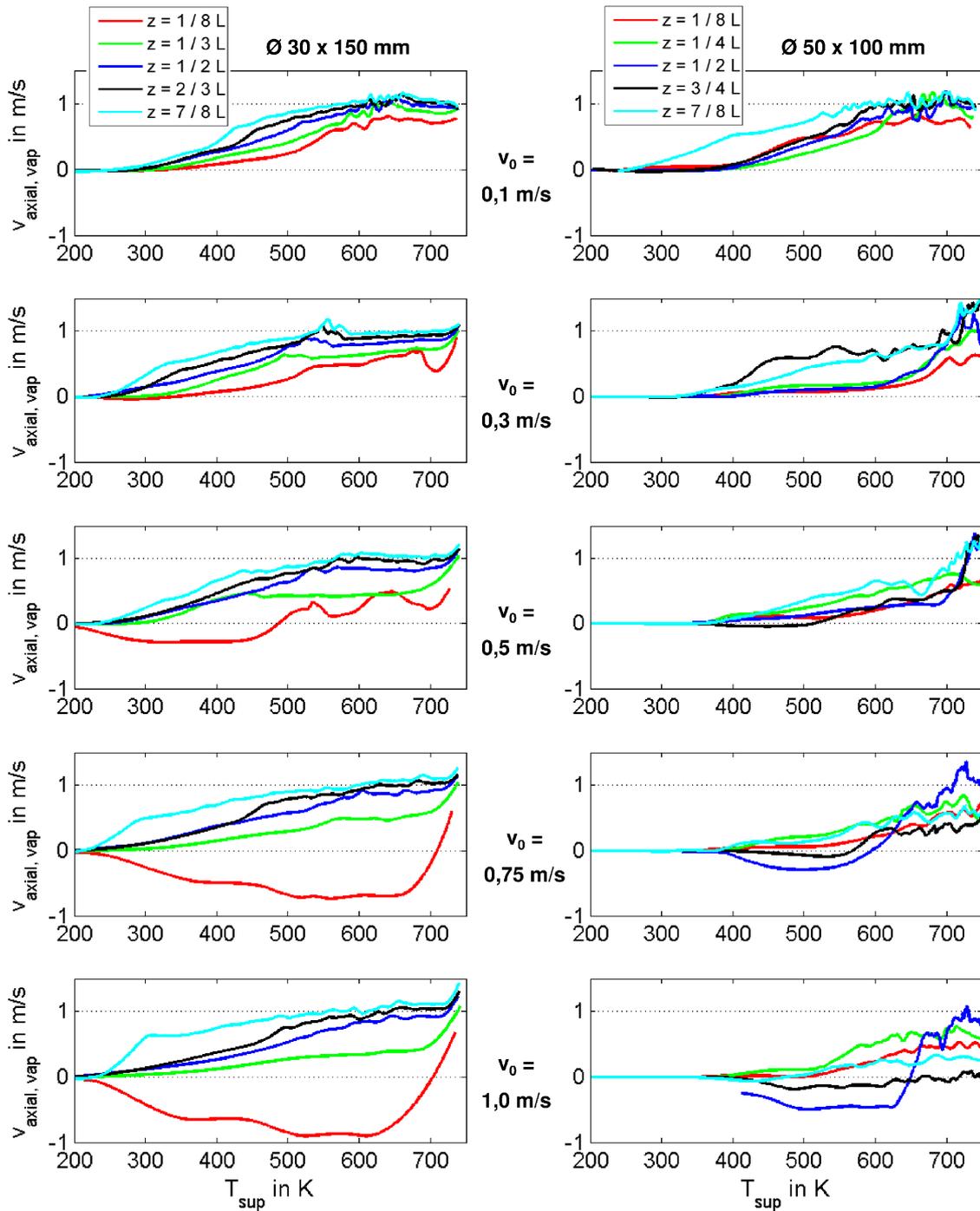


Bild 51: Axiale Dampfgeschwindigkeit an verschiedenen Positionen auf der Zylindermantelfläche der Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ (links) und $50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ (rechts)

Mit dem Anstieg der Anströmgeschwindigkeit v_0 wirkt sich an den einzelnen Positionen die Verteilung der axialen Liquidgeschwindigkeiten aus. An der dünnen Probe wird der Dampf an der untersten Position, die im abwärts strömenden Rezirkulationsgebiet der Li-

liquidströmung liegt, mit zunehmendem v_0 stärker abgebremst, so dass bei $v_0 \geq 0,5$ m/s im unteren Bereich der Probe abwärts gerichtete Dampfgeschwindigkeiten während des Blasensiedens vorliegen. Für den gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich können für eine feste Anströmgeschwindigkeit höhere Dampfgeschwindigkeiten beobachtet werden, je näher sich die jeweilige Messstelle zur oberen Kante des Bauteils befindet.

An der dicken Probe (Bild 51, rechts) ist die Liquidströmung über die gesamte Probenhöhe abwärts gerichtet. Außer zu Beginn der Abschreckung im Bereich der großen Verdampfungsraten, die zur Siedefilmbildung führen, sind bereits in der Phase des Filmsiedens deutlich geringere oder stagnierende Dampfaufstiegsgeschwindigkeiten zu erkennen. In der Phase des Blasensiedens sind dann ab $v_0 \geq 0,75$ m/s über weite Bereiche in der Mitte des Bauteils die axialen Dampfgeschwindigkeiten negativ.

Mittlere Dampfgeschwindigkeiten während der Filmsiedephase

Die axialen Dampfgeschwindigkeiten in Oberflächennähe verlaufen während der Phase des Filmsiedens nahezu konstant. Die zeitliche Mittelung vom Beginn des Abschreckprozesses bei $t = 0$ s bis zu dem Zeitpunkt, an dem die Wandtemperatur die lokale Leidenfrosttemperatur erreicht hat, zeigt Bild 52.

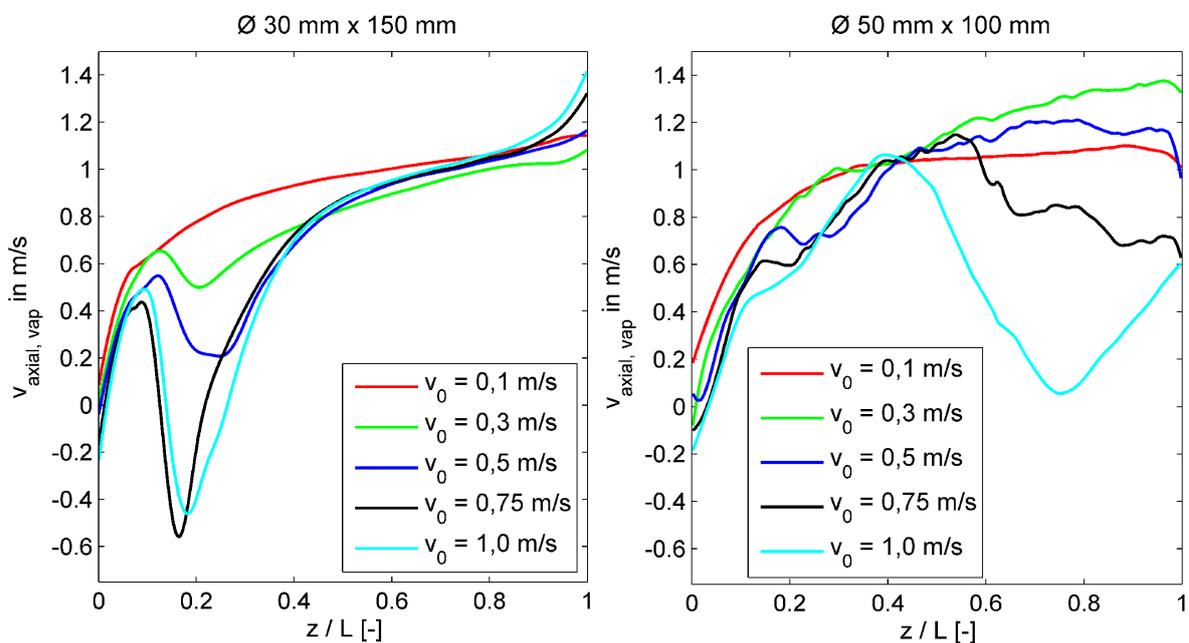


Bild 52: Zeitgemittelte lokale Dampfgeschwindigkeiten während der Filmsiedephase

An beiden Probenkörpern kann der Einfluss der Liquidströmung auf die Dampfgeschwindigkeit während des Filmsiedens vor allem im Bereich der abwärts gerichteten Liquidgeschwindigkeiten in den Rezirkulationsgebieten erkannt werden (bei $z/L \approx 0,2$ an der dün-

nen Probe bzw. $z/L \approx 0,7$ an der dicken Probe). Hier deuten die Simulationsergebnisse darauf hin, dass in diesen Bereichen der Aufstieg der vorhandenen Dampfteile durch die Liquidströmung stark gebremst oder sogar vollständig unterdrückt werden kann.

Dampfgeschwindigkeiten an der oberen Stirnfläche

Bild 53 zeigt die radialen Dampfgeschwindigkeiten an der Bauteiloberkante zu einem festen Zeitpunkt, an dem in allen gezeigten Fällen noch ein vollständig geschlossener Dampffilm an der Bauteiloberseite vorliegt. Positive radiale Geschwindigkeiten stehen dabei für eine radial nach außen gerichtete Dampfbewegung.

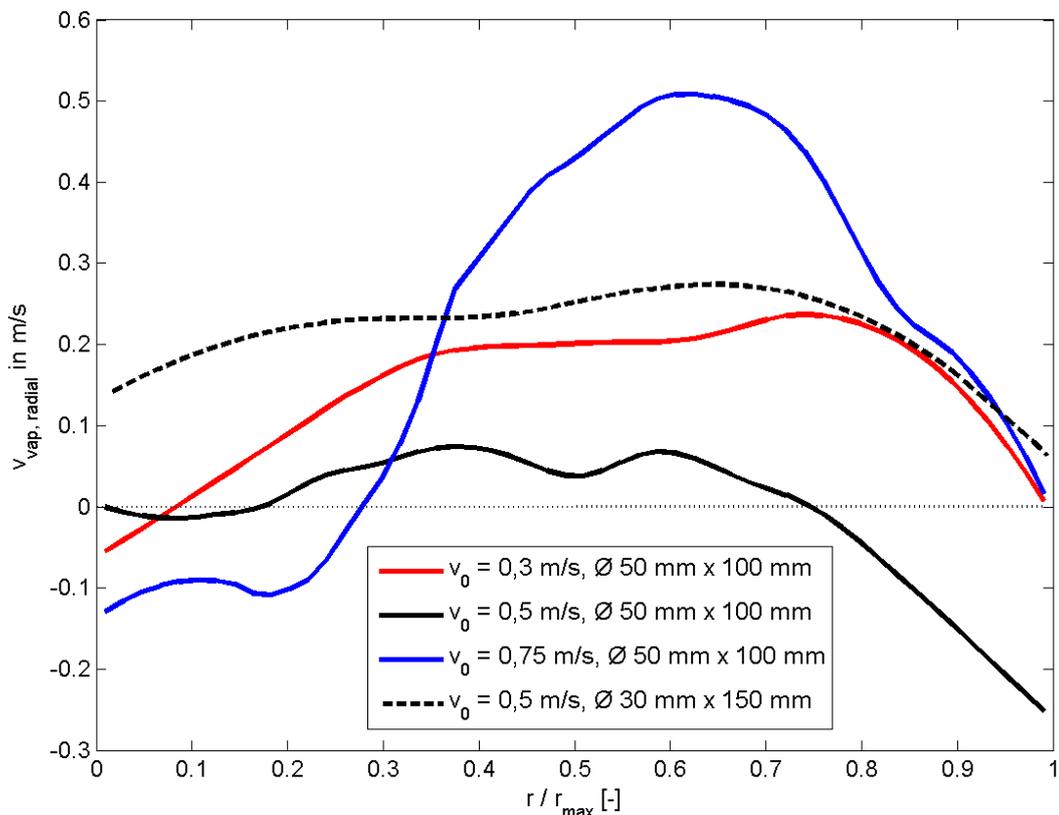


Bild 53: Radiale Dampfgeschwindigkeiten an der Bauteiloberkante

(r_{\max} = Bauteilradius, $t = 2$ s)

Auf der Bauteiloberseite findet eine Dampfbewegung von der Achse des Bauteils zu den äußeren Bereichen des Bauteils statt (außer für $r/r_{\max} \rightarrow 0$), die für höhere Anströmgeschwindigkeiten v_0 stärker ausgeprägt ist. Im erwähnten Ausnahmefall trifft die Liquidströmung jedoch nicht auf der Bauteilrückseite auf, so dass die gebildeten Dampfteile weniger effizient von der Strömung abtransportiert werden können und dadurch länger in Oberflächennähe verweilen.

6.3.2 Dampftemperaturen

Dampftemperaturen auf der Mantelfläche

In Bild 54 ist die lokale Dampfüberhitzung $T_{\text{vap}} - T_{\text{siede}}$ in Abhängigkeit von der lokalen Wandüberhitzung $T_{\text{sup}} = T_{\text{wand}} - T_{\text{siede}}$ gegenübergestellt. Die jeweils gestrichelt dargestellte 45° -Linie steht dabei für die Position, an der die Dampftemperatur und die Wandtemperatur identisch sind.

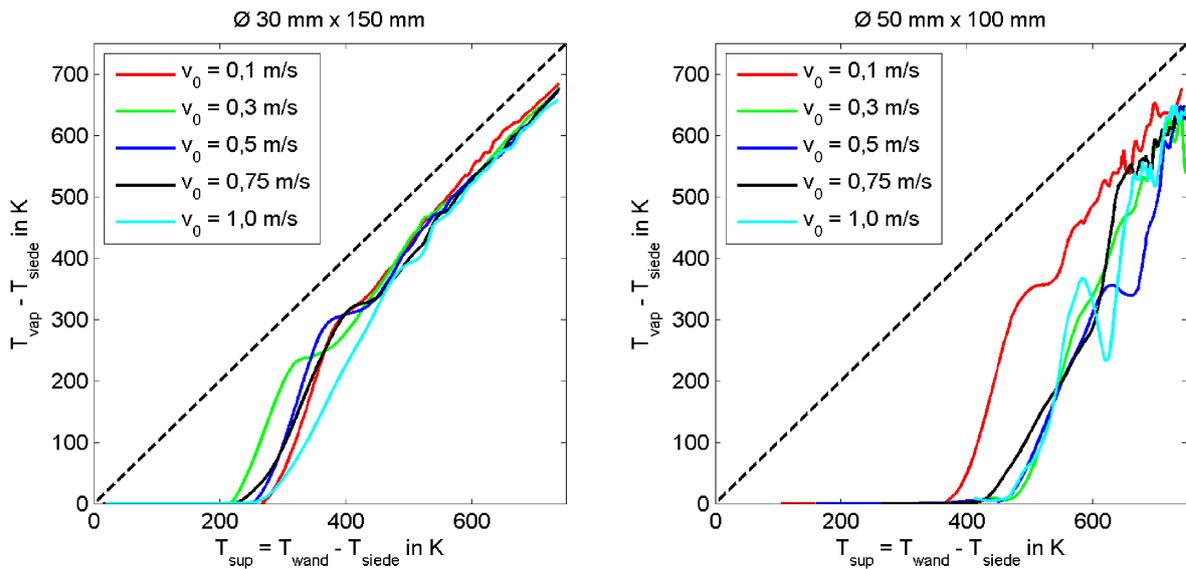


Bild 54: Dampftemperatur für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0 , $z/L = 0,5$

Am dünnen Probenkörper bewirkt die Gleichläufigkeit der Dampf- und Liquidströmung eine gleichmäßige und ungestörte Ausbildung des Dampffilms, die sich in stetigen Abkühlverläufen, insbesondere während der Filmsiedephase äußert. Die Temperaturdifferenz zwischen der Körperoberfläche und dem Dampffilm ist konstant, wobei höhere Anströmgeschwindigkeiten v_0 zu geringfügig erhöhten Wärmeübergängen zwischen Dampf- und Liquidphase und damit zu niedrigeren Dampftemperaturen führen.

Im Falle der gegenläufigen Richtungen der Liquidströmung und des aufwärts steigenden Dampfes an der dicken Probe sind stärker ausgeprägte Schwankungen der Dampftemperaturen in der Filmsiedephase zu Beginn der Abkühlung zu finden. Im Bereich des Dampffilms ist die geringste und ungefähr konstant bleibende Differenz zur lokalen Wandtemperatur vorhanden (in Bild 54 durch den konstanten Abstand der Dampftemperaturkurve zur 45° -Kurve ersichtlich).

Erst mit dem Zusammenbruch des Dampffilms, der im Siedemodell mit einer Abnahme der lokalen Dampfgehalte von $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$ auf $0 < \alpha_{\text{vap}} < 1$ und einem abnehmenden Dampf-

blasendurchmesser d_b einhergeht, nimmt auch die Temperaturdifferenz zwischen dem Dampf und der Wand zu. Der geringere Dampfblasendurchmesser führt zu einer zunehmenden zur Verfügung stehenden Austauschfläche zwischen den Phasen und bewirkt einen erhöhten Wärmeübergang zwischen Dampf- und Liquidphase.

Mittlere Dampftemperatur während der Filmsiedephase

Im Folgenden wird die zeitlich gemittelte Temperaturdifferenz zwischen der lokalen Dampfüberhitzung $T_{\text{vap}} - T_{\text{siede}}$ und der lokalen Wandüberhitzung $T_{\text{sup}} = T_{\text{wand}} - T_{\text{siede}}$ im Zeitpunkt des Eintretens der Leidenfrosttemperatur zum Ende der Filmsiedephase ausgewertet. Da die Differenz zwischen Wand- und Dampftemperatur während der Filmsiedephase im zeitlichen Verlauf nahezu konstant ist, können diese Werte in guter Näherung auch auf die gesamte Filmsiedephase erweitert werden. Die Ergebnisse zeigt Bild 55.

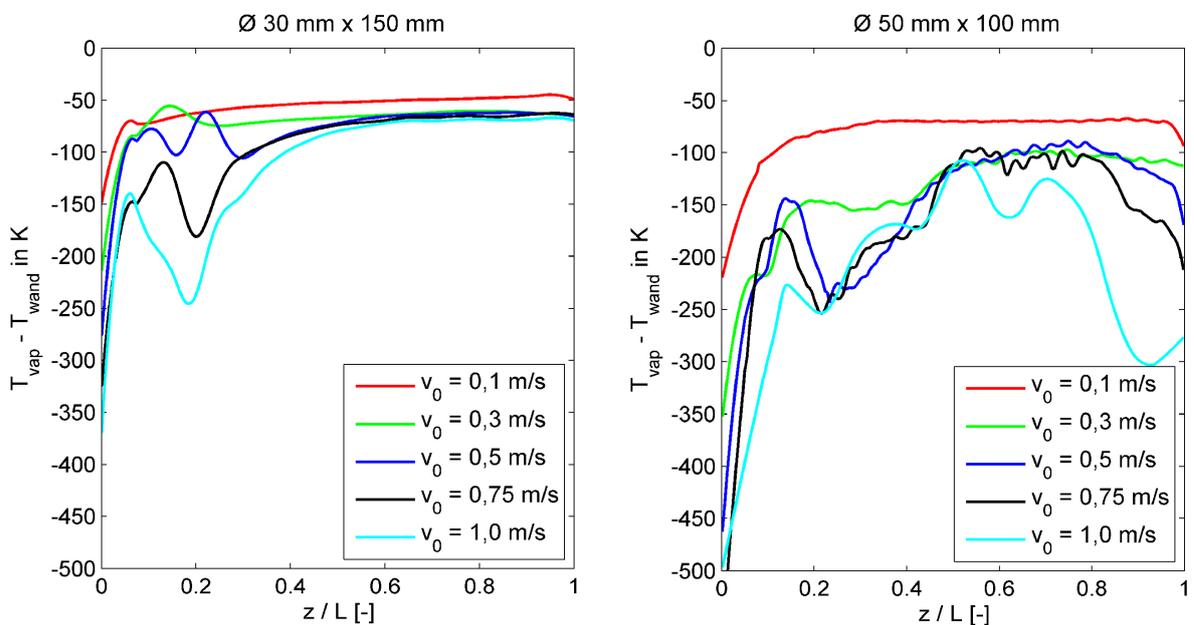


Bild 55: Dampftemperaturen während der Filmsiedephase an der Mantelfläche

Bezogen auf die gesamte Mantelfläche sind für beide Probengeometrien nur im Falle der geringsten Anströmgeschwindigkeit von $v_0 = 0,1$ m/s identische Dampftemperaturen über der gesamten Höhe des zylindrischen Körpers zu erkennen. Die Gleichläufigkeit der Liquid- und Dampfströmung an der dünnen Probe ermöglicht im oberen Teil der Probenoberfläche das Einstellen eines Gleichgewichtszustandes, in dem sich der von der Wand zum Dampf sowie der vom Dampf ans Liquid transportierte Wärmestrom entsprechen und deshalb ab einer Position von etwa $z / L \geq 0,5$ nahezu konstante Dampftemperaturen in der Phase des Filmsiedens beobachtet werden können.

Mit steigender Anströmgeschwindigkeit v_0 vermindert das Ausbilden der abwärts gerichteten Liquidströmung an der dicken Probe den Aufstieg heißer Dampfanteile in der Nähe des Körpers, so dass das Aufheizen des Dampfes von der unteren zur oberen Kante der Probe weniger stark ausgeprägt ist. Zusätzlich intensiviert die Gegenläufigkeit von Liquidströmung und Aufstiegsrichtung des Dampfes den Wärmeaustausch zwischen Dampf und Liquid, so dass in diesen Bereichen der Oberfläche vergleichsweise hohe Differenzen zwischen der Wand- und der Dampftemperatur vorliegen. Die Größe des von der Unterkante des Körpers ablösenden Wirbelgebiets ermöglicht dabei, dass an der dicken Probe auch im oberen Bereich des Körpers nicht bzw. kaum aufgeheiztes Liquid auf die Dampfanteile trifft und dadurch auch im Bereich der oberen Kante des Bauteils geringe Dampftemperaturen vorliegen.

6.3.3 Dampfschichtdicke

Wandtemperaturabhängige Verläufe

Die Dicke des durch Dampf Bildung beeinflussten Bereichs wird an drei charakteristischen Punkten $z/L = 1/3$, $z/L = 1/2$ und $z/L = 2/3$ auf der Mantelfläche bestimmt. Dafür wird der Verlauf der Dampftemperatur ausgewertet und der Wandabstand bestimmt, an dem $T_{\text{vap}} < T_{\text{siede}}$. Da per Definition kein Dampf bei Dampftemperaturen unterhalb der Siedetemperatur existiert, kann auf diese Weise sowohl während der Film- als auch der Blasensiedephase die wandnormale Ausdehnung des Dampfes bestimmt werden. Die wandtemperaturabhängigen Ergebnisse an verschiedenen Positionen am Probenkörper bei konstanter Anströmgeschwindigkeit v_0 bzw. für eine feste Position bei variiertem Anströmgeschwindigkeit v_0 zeigt das Bild 56.

Für den Fall der geringsten Anströmgeschwindigkeit $v_0 = 0,1$ m/s sind in der Filmsiedephase nahezu konstante Dampfschichtdicken von ca. 400 μm zu erkennen, die mit dem Abfall der Wandtemperatur tendenziell leicht abnehmen. Mit ansteigendem v_0 ist an der dünnen Probe der Einfluss auf die Dampfgeschwindigkeit und Dampftemperatur in der Filmsiedephase an der dargestellten Position gering, so dass in der Summe auch die Dampfschichtdicke kaum von der Anströmgeschwindigkeit v_0 beeinflusst wird.

Dagegen bewirkt die Gegenläufigkeit der Liquid- und Dampfströmung an der dicken Probe eine verringerte Dampfaufstiegsgeschwindigkeit, die mit ansteigendem v_0 an der untersuchten Bauteilposition zu einer größeren Ausdehnung der Dampfschichtdicke führt. Gleichzeitig ist auch hier, wie bereits im Zusammenhang mit der Dampftemperatur und der Dampfgeschwindigkeit in der Filmsiedephase erwähnt, eine größere Schwankung während

des Filmsiedens zu beobachten. Mit dem Zusammenbruch des Dampffilms beim Erreichen der lokalen Leidenfrosttemperatur nimmt die Ausdehnung des Dampfbereichs in Wandnähe bis auf Werte von 50 μm ab. Die gebildeten Dampfanteile folgen der Liquidströmung und kühlen aufgrund der größeren Austauschfläche schneller aus, so dass die noch vorhandenen Dampfanteile nur in unmittelbarer Wandnähe existieren können.

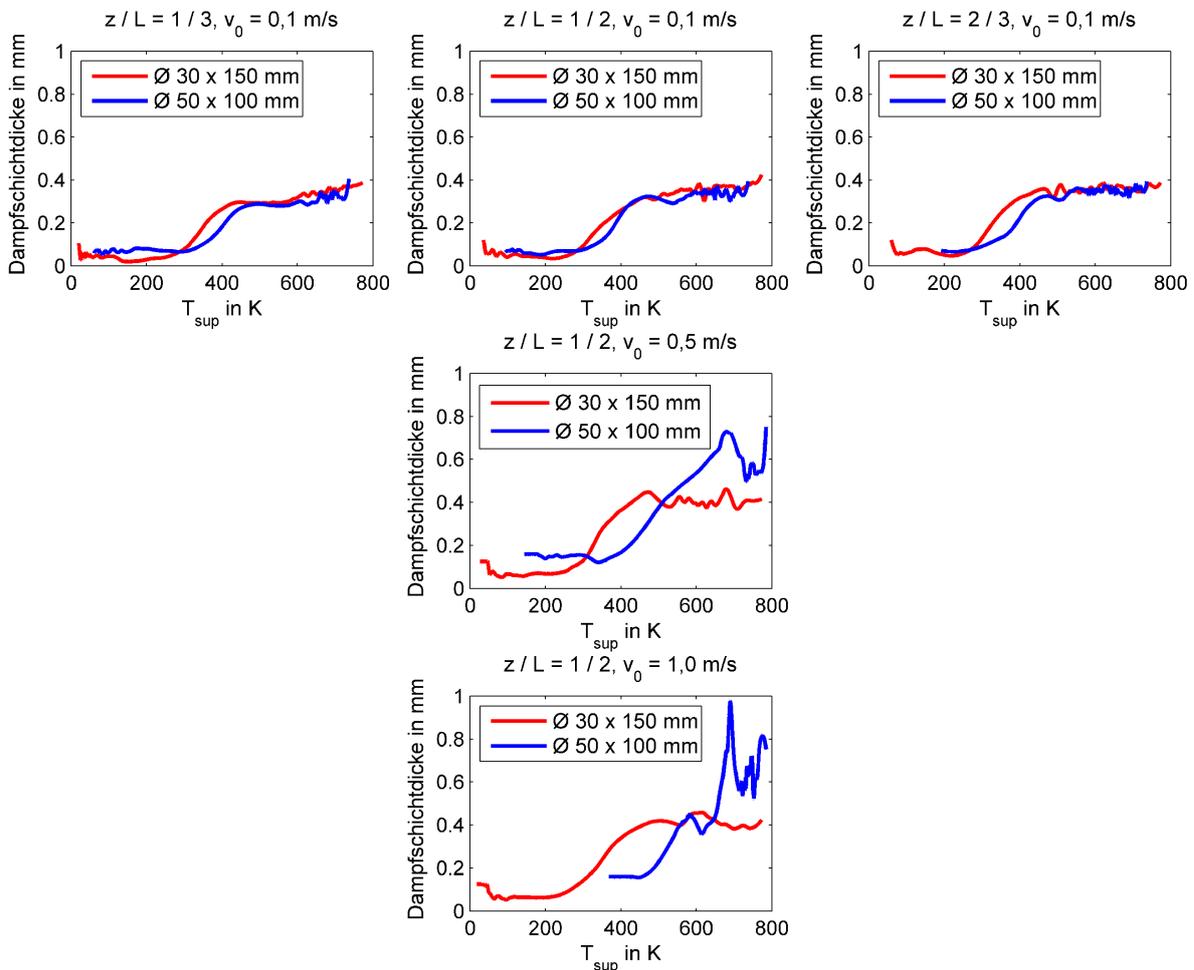


Bild 56: Wandnormale Ausdehnung des durch die Dampfbildung beeinflussten Bereichs

Mittlere Dampfschichtdicke während der Filmsiedephase

Um die mittlere Dampfschichtdicke während der Filmsiedephase bewerten zu können, wird der wandtemperaturabhängige Verlauf während des Filmsiedens bis zum Erreichen der lokalen Leidenfrosttemperatur zeitlich gemittelt. Die Ergebnisse zeigt Bild 57. Obwohl gemäß Kapitel 6.3.2 an der dicken Probengeometrie tendenziell geringere Dampftemperaturen innerhalb der Filmsiedephase vorliegen, können im Siedemodell höhere Dampfschichtdicken während des Filmsiedens erkannt werden. Da dieser Trend in den Bereichen der größten abwärts gerichteten Liquidgeschwindigkeiten stärker ausgeprägt ist, wird von

einem Zusammenhang zwischen der Struktur der Liquidströmung und der Ausdehnung des von der Dampfbildung beeinflussten Bereichs in Probennähe ausgegangen.

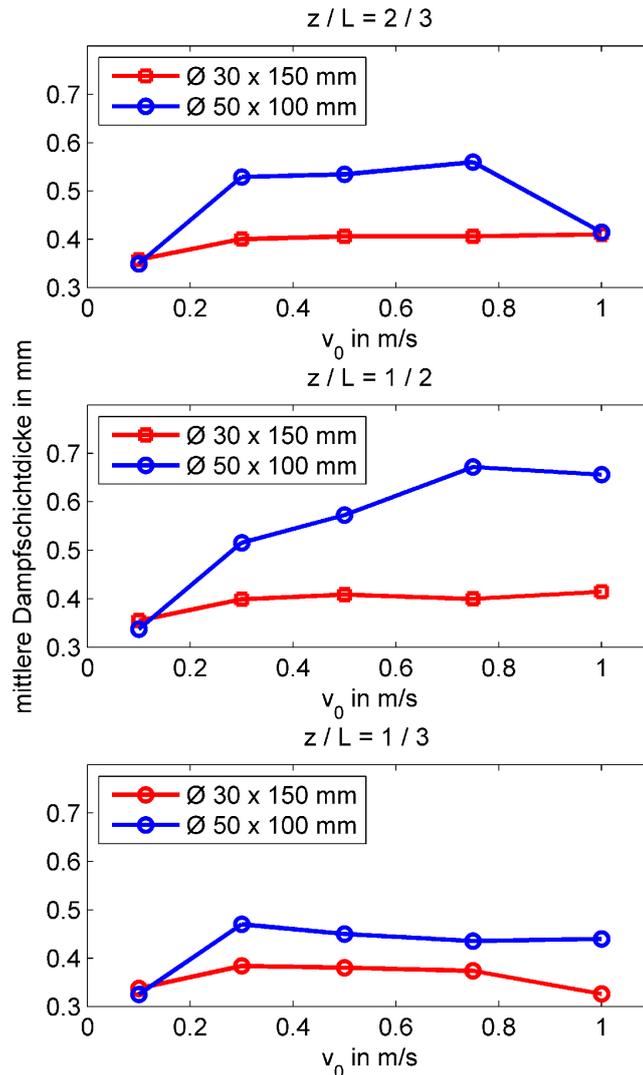


Bild 57: Mittlere lokale Dampfschichtdicke während der Filmsiedephase

6.4 Lokaler Wärmeübergang

6.4.1 Simulierter Wärmeübergang im Vergleich mit Literaturergebnissen

Die lokale Wärmestromdichte \dot{q} [W/m^2] auf der Mantelfläche des zylindrischen Körpers aus der Simulation (Probe $\text{Ø } 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$) wird in Bild 58 mit experimentellen Ergebnissen von [Stich und Tensi, 1995] (Probe: $\text{Ø } 25 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$, $v = 0,3 \text{ m/s}$, $T_{\text{liq}} = 60 \text{ °C}$) verglichen. Der Zeitpunkt der Auswertung ist dabei in beiden Fällen auf eine Weise

gewählt, dass sich die Position der unteren Siedefront in einem Abstand von $z = 50 \text{ mm}$ von der unteren Bauteilkante befindet.

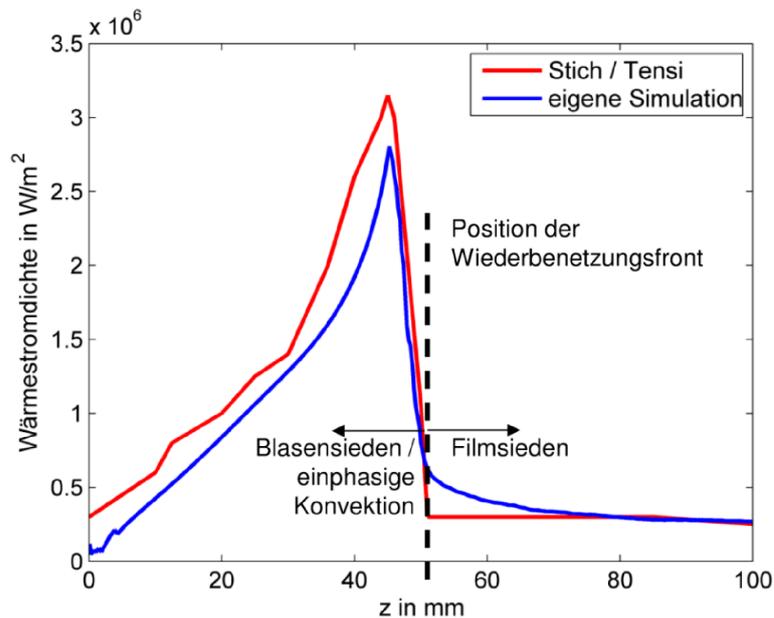


Bild 58: Lokale Verteilung der Wärmestromdichte im Vergleich aus Simulation und Experiment von [Stich und Tensi, 1995]

Während der Phasen des Film- und Blasensiedens bzw. der einphasigen konvektiven Wärmeübergänge im Bereich $z \rightarrow 0 \text{ mm}$ können die Verläufe der Wärmestromdichte dabei vom Simulationsmodell wiedergegeben werden. Die Höhe des Peak-Wertes der Wärmestromdichte im Bereich des Dampfzungenzusammenbruchs wird dabei zusätzlich durch die gemessenen Werte von [Carbajo, 1985], [Sakurai, 2000], [Kandlikar, 2001b] und [Vergara-Hernandez und Hernandez-Morales, 2009] bestätigt, die an vertikalen Platten im Wasserbad bei einer Fluidunterkühlung von $T_{\text{sub}} = 40 \text{ K}$ maximale Wärmestromdichten im Bereich von etwa $2 \cdot 10^6 \dots 4 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ gemessen haben.

6.4.2 Lokale Verteilung des Wärmeübergangs an der Körperoberfläche

Die Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten (WÜK, Definition siehe Kapitel 4.3.2) auf der Zylindermantelfläche ist in Bild 59 beispielhaft gezeigt (die zugrunde liegende zeit- und ortsabhängige Dampfzungenverteilung ist in Bild 26 dargestellt).

In Bild 59, links können drei Bereiche identifiziert werden, die durch den Verlauf der Wiederbenetzungsfront, d.h. der zeitabhängigen Position des Übergangs zwischen dem mit liquider Phase benetzten und dem mit einem geschlossenen Dampfzungen bedeckten Bereich (s. Bild 26), voneinander abgegrenzt werden. In den vom Siedefilm bedeckten Bereichen können niedrige Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich $200 \text{ W/(m}^2\text{K)} < \alpha <$

600 W/(m²K) festgestellt werden, die damit in der in der Literatur angegebenen Spanne des Wärmeübergangskoeffizienten in der Filmsiedephase liegen (s. Kapitel 3.5.2).

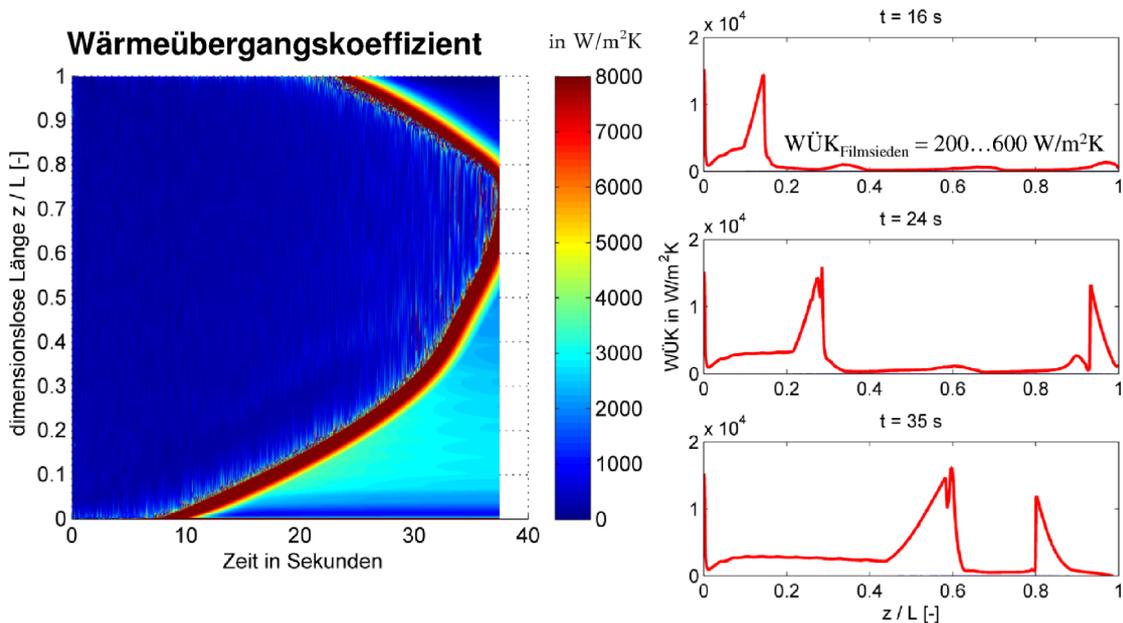


Bild 59: Wärmeübergangskoeffizient an der Bauteilmantelfläche ($v_0 = 0,5$ m/s und $T_{\text{liq},0} = 60$ °C, die WÜK-Farbskala ist auf Werte bis 8000 W/(m²K) begrenzt)

In unmittelbarer Nähe der beiden Wiederbenetzungsfronten ist jeweils ein lokales Maximum des Wärmeübergangskoeffizienten zu erkennen (die Farbskala in Bild 59, links wurde auf Werte $\alpha \leq 8000$ W/(m²K) zur besseren Darstellung geringer Werte des WÜK im Filmsiedebereich begrenzt). Die Werte des WÜK-Maximums im Bereich der Wiederbenetzungsfront nach Bild 59 (rechts) liegen bei $\alpha \approx 13000$ W/(m²K) und decken sich mit experimentellen Vergleichswerten von [Stich und Tensi, 1995], die den Wärmeübergang beim Abschrecken eines zylindrischen Bauteils für sehr ähnliche Versuchsparameter ermittelten. Im Bereich des Blasensiedens fällt der Wärmeübergangskoeffizient mit steigendem Abstand zu der/den Wiederbenetzungsfronten relativ steil ab. Bei nur noch geringen Wandtemperaturen tritt keine Verdampfung mehr auf und es können annähernd konstante Werte im Bereich des einphasigen konvektiven Wärmeübergangs von $\alpha \approx 3500 - 5000$ W/(m²K) beobachtet werden.

6.4.3 Zusammenhang zwischen der lokalen Abkühlkurve und dem lokalen Wärmeübergangskoeffizienten

In Bild 60 ist der Zusammenhang zwischen der lokalen Abkühlkurve sowie deren erster und zweiter zeitlichen Ableitung und dem oberflächentemperaturabhängigen Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten für eine feste Position auf dem Bauteil beispielhaft darge-

stellt. Entsprechend Kapitel 5.4.2 kann die zweite zeitliche Ableitung der lokalen Abkühlkurve zur Bestimmung der Leidenfrosttemperatur herangezogen werden, die für die deutliche Zunahme der Abkühlintensität aufgrund des lokalen Dampfzinsammenbruchs steht. Die auf diese Weise in Bild 60 (links) bestimmte Oberflächentemperatur kann in Bild 60 (rechts) dem Übergang von den geringen Wärmeübergangskoeffizienten zum steilen Anstieg des Wärmeübergangs aufgrund der Wiederbenetzung zugeordnet werden.

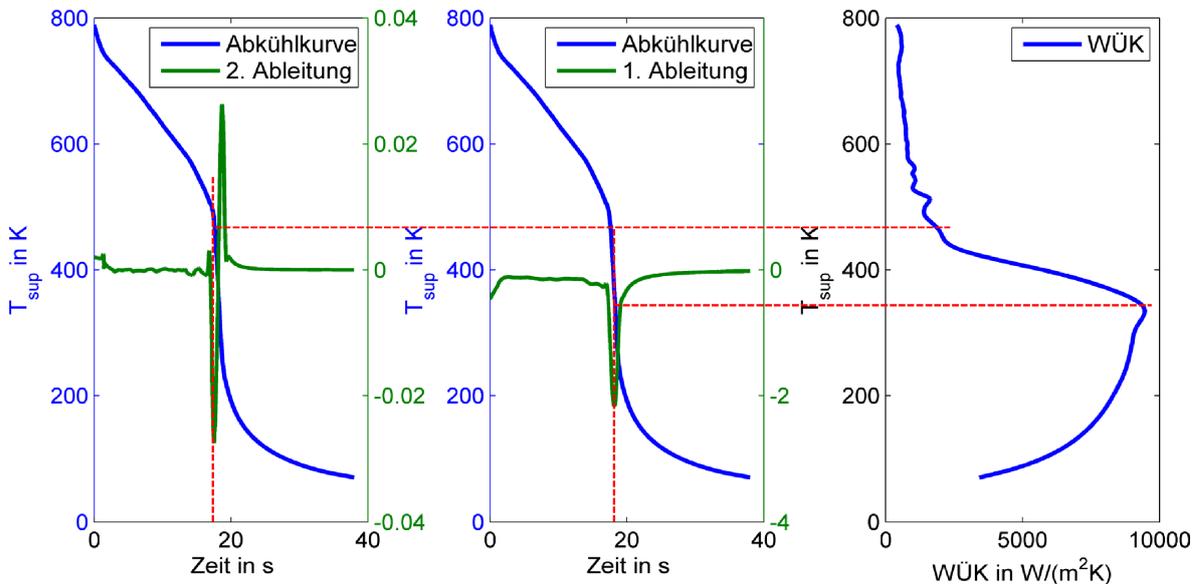


Bild 60: Lokale Abkühlkurve sowie deren erste (Mitte) und zweite (links) zeitliche Ableitung, temperaturabhängiger lokaler Wärmeübergangskoeffizient (rechts), (Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$, $v_0 = 0,5 \text{ m/s}$, $z = 1 / 2 \text{ L}$)

Während des weiteren Abkühlverlaufs erreicht der Wärmeübergangskoeffizient seinen maximalen Wert innerhalb der Phase des Blasensiedens, um daraufhin für weiter sinkende Oberflächentemperaturen eine langsame Abnahme des Wärmeübergangs aufgrund der geringer werdenden Dampfblasenbildungsrate aufzuweisen. Gemäß Bild 60 (Mitte) stimmt die Oberflächentemperatur, die dem maximalen Wärmeübergangskoeffizienten zugeordnet werden kann, mit dem Ort der steilsten Temperaturabnahme (dargestellt durch das Minimum der ersten zeitlichen Ableitung der lokalen Abkühlkurve) überein.

6.4.4 Maximale lokale Wärmeübergangskoeffizienten

Die Maxima der lokalen Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten auf der Probenmantelfläche während des Abschreckprozesses sind in Bild 61 gegenübergestellt. Am Probenkörper mit dem geringeren Durchmesser (Bild 61, links) können für den maximalen WÜK drei Teilbereiche ausgemacht werden. Die höchsten maximalen WÜKs liegen im unteren Bereich der Abschreckprobe im Bereich des Rezirkulationsgebiets der Liquidströmung.

Hier bewirkt eine höhere Anströmgeschwindigkeit v_0 tendenziell erhöhte maximale Wärmeübergangskoeffizienten. Im Bereich der aufwärts gerichteten Liquidgeschwindigkeiten für $z/L \geq 0,4$ streben die maximalen WÜKs unabhängig von v_0 nahezu konstante Werte im Bereich $9.000 < \text{WÜK} < 10.000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ an. Im oberen Bereich der Probe für $z/L \geq 0,8$ geht ein Abfall der lokalen Leidenfrosttemperatur mit einem Absinken der maximalen WÜKs einher.

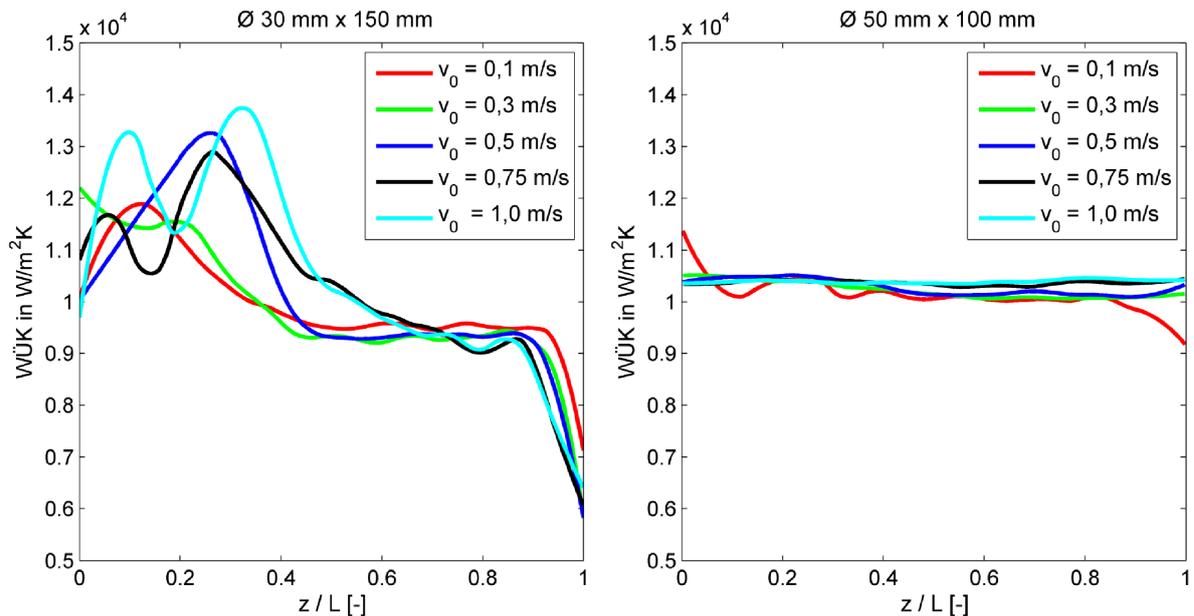


Bild 61: Maximaler lokaler Wärmeübergangskoeffizient auf der Mantelfläche

Demgegenüber können für die Probe mit dem größeren Durchmesser (Bild 61, rechts) nahezu konstante WÜKs im Bereich $9.500 < \text{WÜK} < 10.500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ erkannt werden. Diese geringfügig höheren Werte im Falle eines größeren Probendurchmessers entsprechen dabei dem gemäß der Literatur zu erwartenden Trend.

6.4.5 Lokale Oberflächentemperatur beim Erreichen des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten

Die zu den in Bild 61 gehörenden lokalen Überhitzungen der Oberfläche zum Zeitpunkt des Eintretens des maximalen lokalen Wärmeübergangskoeffizienten (s. Bild 60, rechts) an den zylindrischen Proben sind in Bild 62 angegeben.

Die Werte folgen dem qualitativen Verhalten, das für die lokale Leidenfrosttemperatur in Bild 46 gezeigt wurde. Die absoluten Werte der Wandüberhitzung zum Zeitpunkt des Eintretens des maximalen WÜK liegen dabei gemäß Bild 60 unterhalb der lokalen Leidenfrosttemperatur.

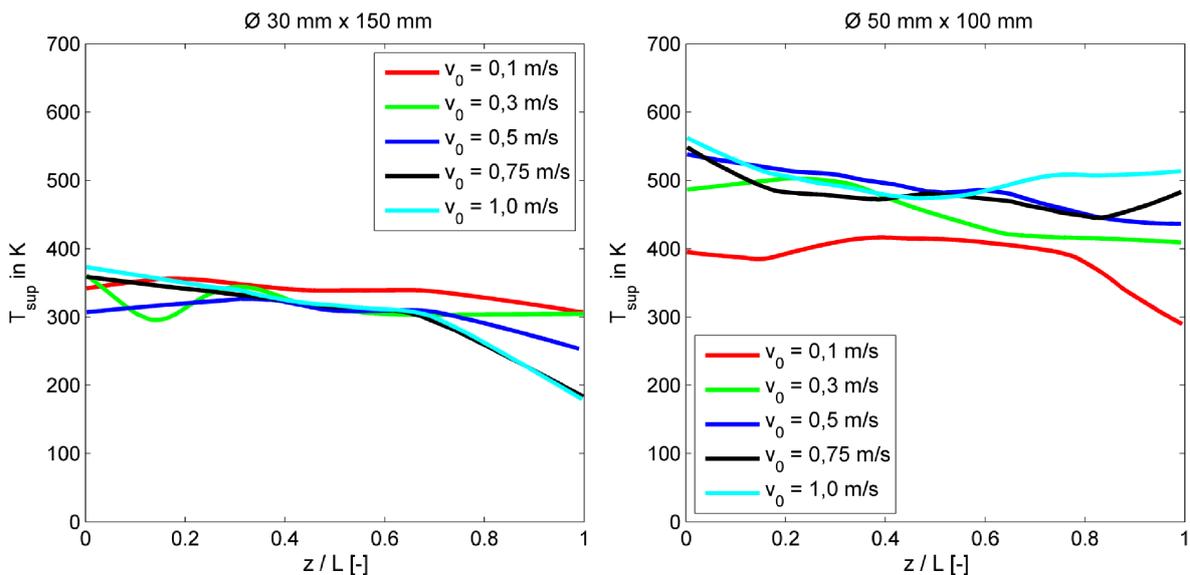


Bild 62: Lokale Wandüberhitzung beim Erreichen des maximalen lokalen WÜK

6.5 Mittlere Leidenfrosttemperatur, Temperatur bei maximalem Wärmeübergang

Simulation mit dem Anströmprofil aus dem experimentellen Aufbau ($v = v(r)$)

Um die Leidenfrosttemperatur (LFT) sowie die Temperatur an der Körperoberfläche beim Vorliegen des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten ($T_{WÜK, \max}$) an der Mantelfläche in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit v_0 bewerten zu können, werden die lokalen Werte aus Bild 46 und Bild 62 über die gesamte Höhe der Proben gemittelt. Die Ergebnisse sind in Bild 63 zusammengefasst.

Da für geringe Anströmgeschwindigkeiten v_0 auch der Einfluss der unterschiedlich orientierten Liquidströmung in Körpernähe gering bzw. unerheblich wird, nimmt hier auch die Differenz der flächengemittelten Leidenfrosttemperaturen ihre minimalen Werte an. Die maximalen Unterschiede können im Bereich $v_0 \approx 0,3 \text{ m/s}$ festgestellt werden, während für Werte von $v_0 > 0,3 \text{ m/s}$ an der dicken Probe nahezu konstante mittlere Leidenfrosttemperatur ermittelt werden, ist an der Probe mit dem niedrigeren Durchmesser im gleichen Geschwindigkeitsbereich ein Anstieg dieser Größe zu erkennen.

Die flächengemittelte Wandüberhitzung beim Eintreten des maximalen WÜKs kann für die beiden untersuchten Probengeometrien im gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich im Intervall $50 \text{ K} \leq T_{\text{Leidenfrost}} - T_{WÜK, \max} \leq 100 \text{ K}$ angegeben werden.

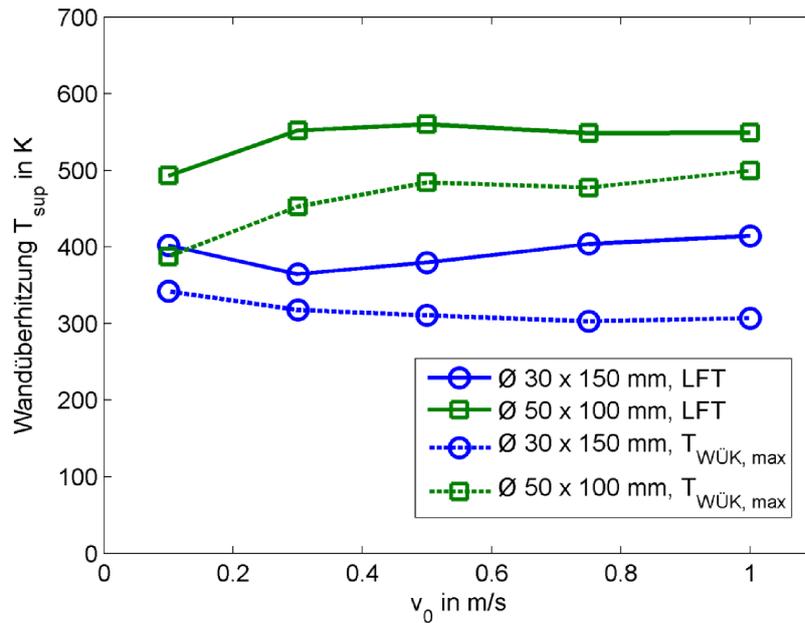


Bild 63: Verlauf der flächengemittelten Leidenfrosttemperatur und der Temperatur bei maximalem Wärmeübergang an der Mantelfläche

Simulation mit homogener Anströmung $v(r) = \text{konstant}$

Um den Einfluss der Probengeometrie möglichst unabhängig von der radialen Geschwindigkeitsverteilung im Strömungsrohr zu untersuchen, wird die Anströmung des Bauteils bei über dem Rohrquerschnitt konstanter Anströmgeschwindigkeit analysiert. Geometrie und Randbedingungen der hier ausgewerteten Simulationen stellt Kapitel 5.1.1 dar.

Die flächengemittelte Leidenfrosttemperatur, die flächengemittelte maximalen Wärmeübergangskoeffizienten sowie die dazugehörige flächengemittelte Wandüberhitzung T_{sup} bei dessen Eintreten auf der Mantelfläche des Zylinders zeigt das Bild 64.

Bei der geringsten Anströmgeschwindigkeit $v_0 = 0,01$ m/s ist kein nennenswerter Einfluss der Geometrie auf die mittlere Leidenfrosttemperatur zu erkennen. Dagegen führt bei $v_0 \geq 0,5$ m/s zunehmendes Verhältnis L / d zu einer tendenziell abnehmenden mittleren Leidenfrosttemperatur.

Ein Anstieg der Anströmgeschwindigkeit v_0 bewirkt bei konstantem Verhältnis L / d geringfügig abnehmende maximale lokale Wärmeübergangskoeffizienten auf der Körperoberfläche. Dagegen können für alle untersuchten Anströmgeschwindigkeiten leicht steigende maximale Wärmeübergangskoeffizienten bei konstanter Problemlänge und abnehmendem Probendurchmesser beobachtet (Bild 64, Mitte links) werden.

Bei konstantem Durchmesser d der Probe ist jedoch der umgekehrte Trend zu beobachten. Ein abnehmendes Verhältnis L / d bewirkt steigende flächengemittelte Wärmeübergangs-

koeffizienten, da der durch das Rückstromgebiet an der Probenunterkante beeinflusste Bereich an der gesamten Mantelfläche des Zylinders anteilig ansteigt.

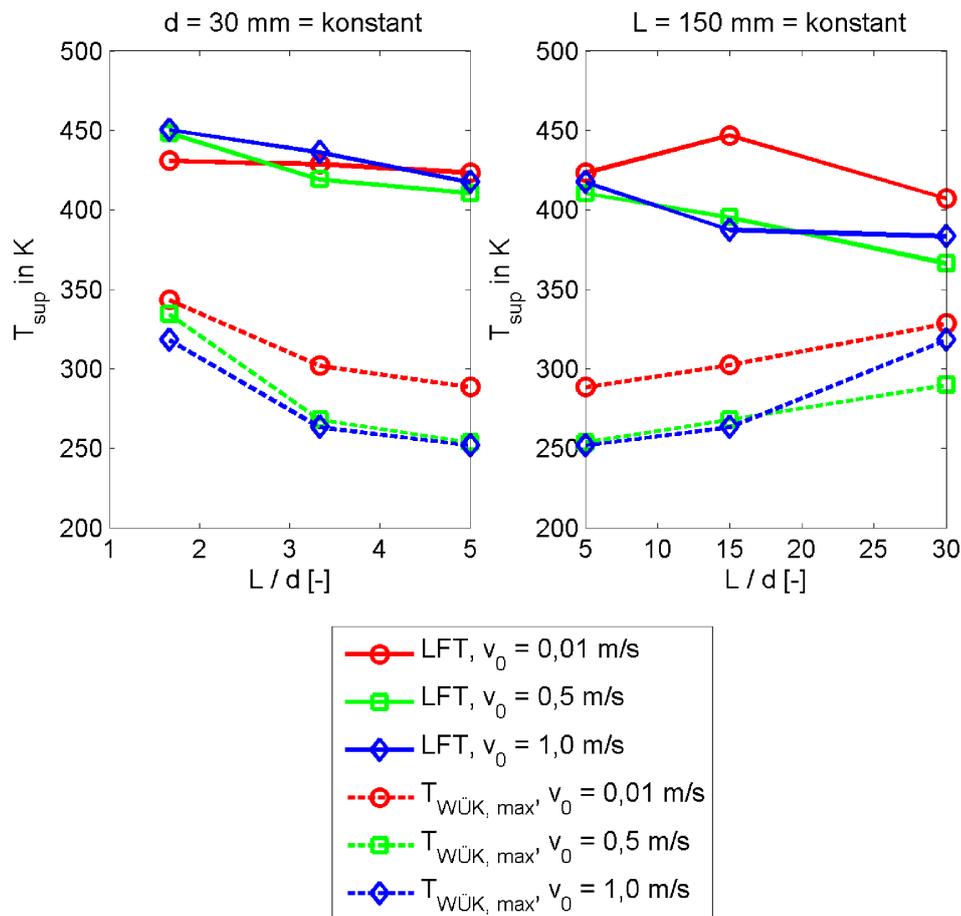


Bild 64: Flächengemittelte Auswertung: Leidenfrosttemperatur (LFT) und Wandüberhitzung $T_{WÜK,max}$ beim Eintreten des maximalen WÜK

6.6 Flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten

6.6.1 Teilflächen des Probenkörpers im Vergleich

Die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten können aus der Simulation zeitabhängig für die drei einzelnen Teilflächen (die obere sowie untere Stirnfläche und die Mantelfläche) sowie für die gesamte Zylinderoberfläche verglichen werden. Hierfür werden die lokalen Werte über die jeweilige Teilfläche am Zylinder flächengemittelt und zum Vergleich einerseits über der Zeit sowie in Abhängigkeit von der über die jeweils betrachtete Teilfläche gemittelten Wandüberhitzung T_{sup} in Bild 65 dargestellt. Da nach dem Erreichen des Siedefilmzusammenbruchs auf der Mantelfläche der Probe im weiteren Verlauf der Abschreckung die Wärme nahezu ausschließlich durch Konvektion übertragen wird, wird die Abschrecksimulation mit dem Siedemodell ab diesem Zeitpunkt nicht weiter betrachtet.

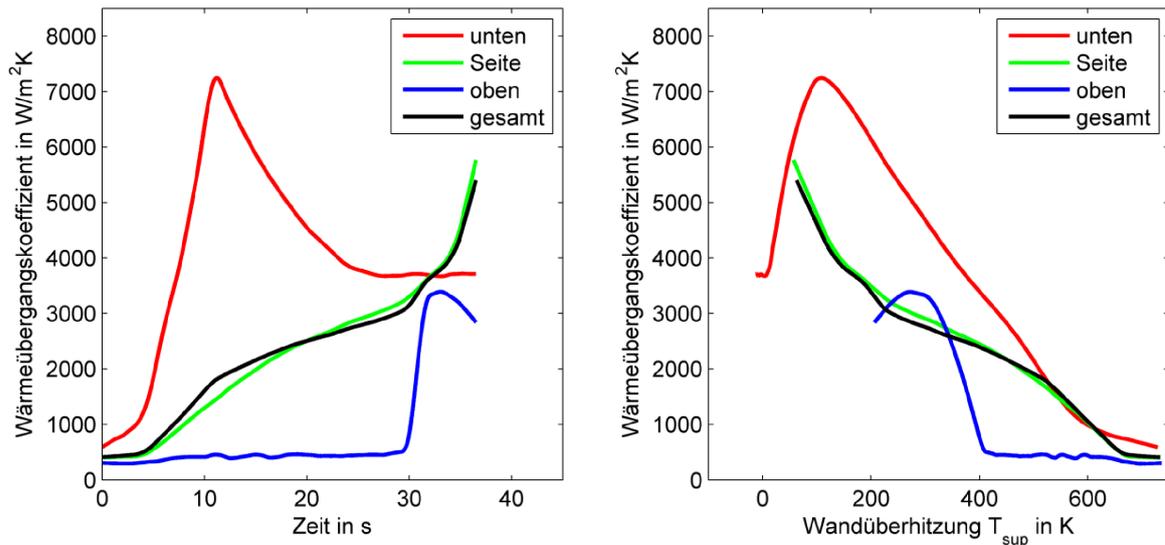


Bild 65: Flächengemittelter Wärmeübergangskoeffizient für die einzelnen Teilflächen am Zylinder (\varnothing 30 mm x 150 mm, $v_0 = 0,1$ m/s)

In Bild 65 (rechts) ist für alle drei Teilflächen der typische qualitative Verlauf entsprechend der Nukiyama-Kurve (s. Kapitel 3.2) für den Wärmeübergang beim Sieden an Oberflächen erkennbar. Zu Beginn des Abschreckprozesses bei hohen Oberflächentemperaturen sind die flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten gering und verbleiben während des Filmsiedens auf konstanten Werten. Der im Verlauf der Abkühlung einsetzende Knick in den Kurvenverläufen steht dabei für den Beginn des Siedefilmzusammenbruchs an der jeweiligen Teilfläche.

Das Maximum erreichen die einzelnen Kurven jeweils zu dem Zeitpunkt, in dem an der gesamten Teilfläche der Dampffilm zusammengebrochen ist. Dabei beträgt die mittlere Wandüberhitzung T_{sup} an der oberen Teilfläche $T_{\text{sup}} = 285$ K. An der unteren Teilfläche beträgt der zugehörige Wert lediglich $T_{\text{sup}} = 175$ K, da hier aufgrund der Anordnung des Bauteils und der vergleichsweise geringen Anströmgeschwindigkeit im gezeigten Fall ein Abtransport des gebildeten Dampfes deutlich schlechter möglich ist. Ein noch geringerer Wert von $T_{\text{sup}} = 105$ K kann für den maximalen flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten an der Mantelfläche beobachtet werden, da hier bereits große Oberflächenbereiche des Bauteils auf sehr geringe Wandtemperaturen abgekühlt worden sind.

Das Bild 65 (links) zeigt flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten im zeitlichen Verlauf des Abschreckvorgangs. Zuerst erfolgt der Siedefilmzusammenbruch an der unteren Kante des Bauteils, so dass an der unteren sowie der seitlichen Teilfläche gleichzeitig der Anstieg des WÜKs einsetzt. Nach $t \approx 11$ s ist an der gesamten unteren Teilfläche der Dampffilm zusammengebrochen, so dass in der Folge bis $t \approx 22$ s weiterhin eine lokale

Dampfbildung erfolgt (Blasensieden). Bei $t \approx 30$ s bricht auch an der oberen Teilfläche der Dampffilm an der Bauteilkante zusammen, an der seitlichen Teilfläche entsteht eine zweite Wiederbenetzungsfront, die sich entlang der Mantelfläche nach unten bewegt. Da ab diesem Zeitpunkt in zwei Bereichen des Dampffilmzusammenbruchs lokal große Wärmeübergangskoeffizienten erreicht werden, steigt hier der mittlere Wärmeübergangskoeffizient an. Zum Ende der Filmsiedephase an der Bauteil-Mantelfläche nähern sich beide Wiederbenetzungsfronten auf der seitlichen Teilfläche an. Das Bauteil ist wieder vollständig mit Flüssigkeit benetzt.

Diese in Bild 65 beispielhaft für eine Simulationsrechnung ermittelten charakteristischen Zeitpunkte entsprechen denjenigen Werten, die bereits in Kapitel 6.2 für das Einsetzen der Wiederbenetzung an der oberen und unteren Kante des Bauteils sowie für die gesamte Filmsiededauer an der Mantelfläche aus der zeitabhängigen Verteilung der Dampfgehalte ermittelt wurden.

6.6.2 Zeitabhängige Verläufe

Bild 66 zeigt die Verläufe des flächengemittelten WÜK zeitabhängig für alle untersuchten Anströmgeschwindigkeiten.

Eine ansteigende Anströmgeschwindigkeit bewirkt insbesondere an den beiden senkrecht zur Strömungsrichtung ausgerichteten Stirnflächen ein früheres Eintreten des Anstiegs des Wärmeübergangskoeffizienten, verursacht durch das Einsetzen des Dampffilmzusammenbruchs. An der unteren Stirnfläche ist an beiden Probengeometrien für Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 \geq 0,5$ m/s kaum noch ein zusätzlicher Anstieg des Kurvenverlaufs erkennbar. Hier beginnt der Dampffilmzusammenbruch bereits kurzzeitig nach dem Beginn des Abschreckprozesses, dessen vollständiges Verschwinden (verdeutlicht durch das Maximum im jeweiligen Kurvenverlauf) durch eine weitere Erhöhung von v_0 zu etwas früheren Zeiten im Abschreckprozesses verschoben wird.

Eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit bewirkt im untersuchten Bereich $0,1 \text{ m/s} \leq v_0 \leq 1,0 \text{ m/s}$ an der oberen Stirnfläche einen früher eintretenden Beginn des Siedefilmzusammenbruchs (markiert durch den Beginn des steilen Anstiegs im Kurvenverlauf). Die zeitliche Differenz bis zu dessen vollständigem Verschwinden (zum Zeitpunkt des Maximums des flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten) bleibt für alle untersuchten Anströmgeschwindigkeiten an der dünnen Probe nahezu konstant.

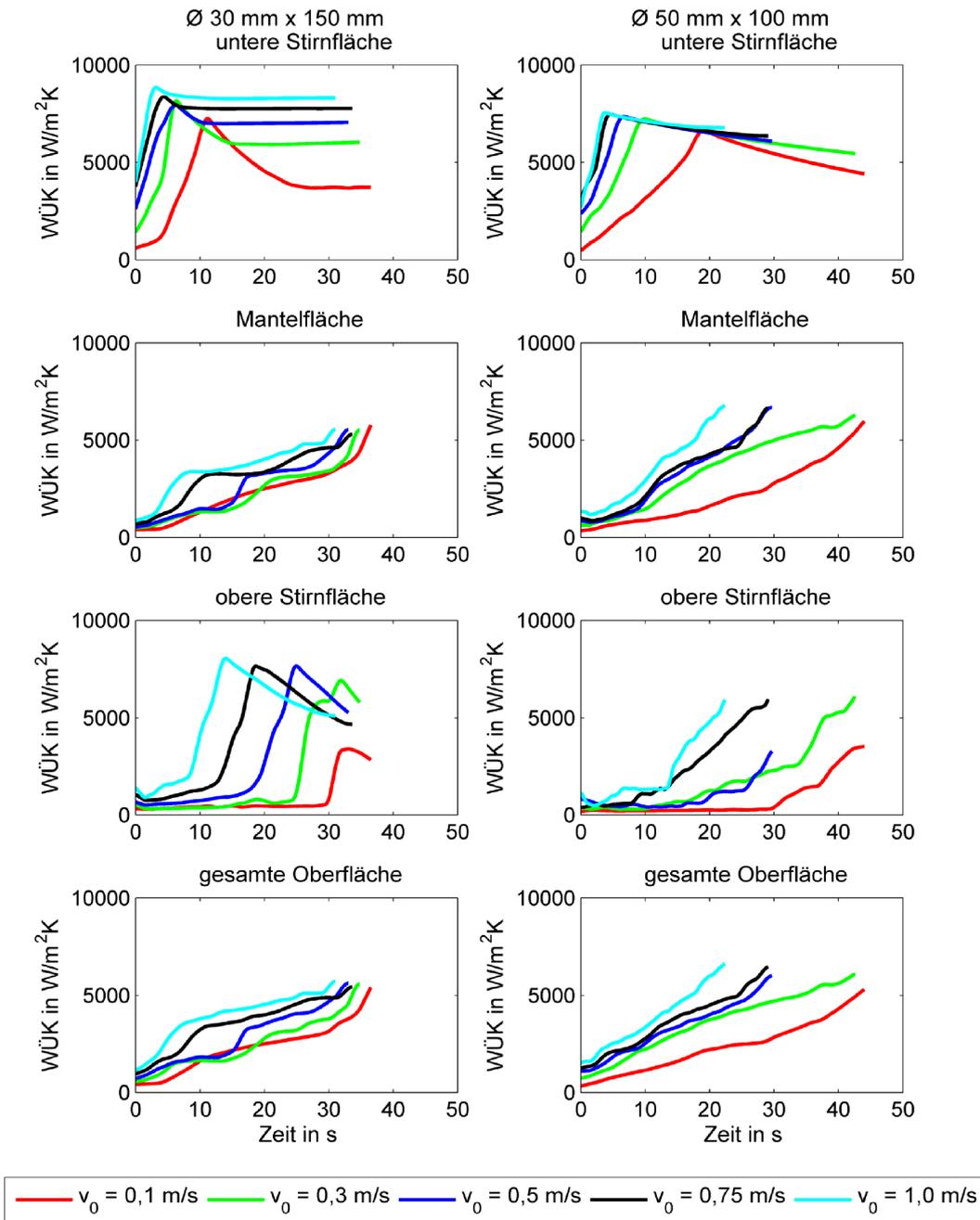


Bild 66: Zeitabhängiger Verlauf der flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten

Am dicken Probenkörper sind an der Mantelfläche zu Beginn des Abschreckprozesses (direkt nach dem Einsetzen des Dampfzugesammenbruchs an der unteren Kante) besonders stark steigende mittlere Wärmeübergangskoeffizienten für $v_0 \geq 0,5$ m/s, entsprechend den maximalen lokalen WÜKs in diesem Bereich des Körpers.

6.6.3 Oberflächentemperaturabhängige Verläufe

Im vorhergehenden Kapitel wurden die flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten im zeitlichen Verlauf gezeigt. Im Vergleich dazu sind dieselben Werte in Abhängigkeit

von der flächengemittelten Wandüberhitzung der jeweils betrachteten Bereiche der Probenoberfläche in Bild 67 gegenübergestellt.

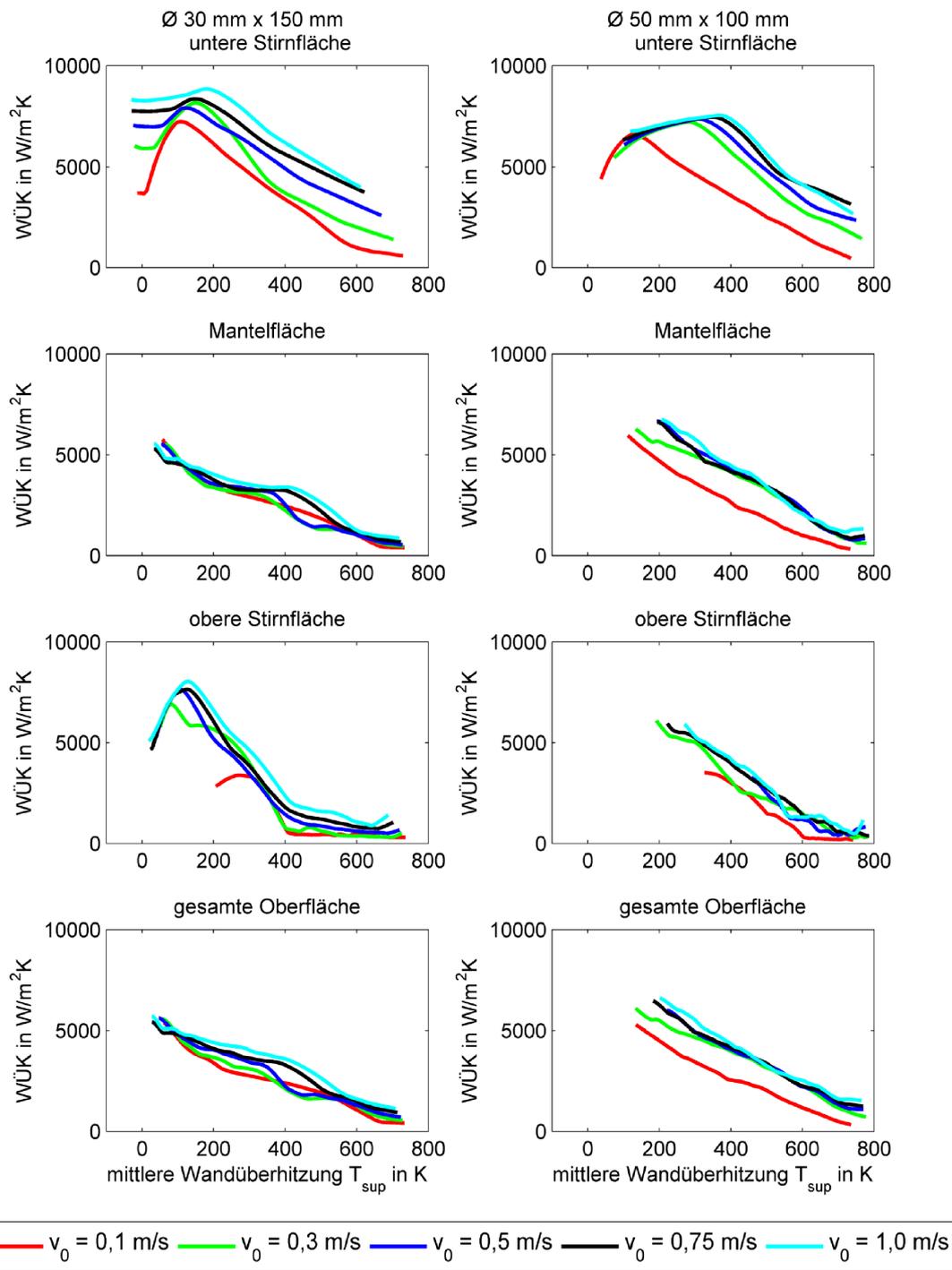


Bild 67: Flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der flächengemittelten Wandüberhitzung

An der Mantelfläche zeigt die Variation der Anströmgeschwindigkeit nur einen geringen Einfluss auf den Verlauf der flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten auf. Die

zum Peak des WÜKs im Kurvenverlauf gehörende mittlere Wandüberhitzung zum Zeitpunkt des vollständigen Filmzusammenbruchs ist hier an der dünnen Probe nahezu unabhängig von den Anströmbedingungen. Im gesamten Kurvenverlauf ist eine leichte Zunahme des Wärmeübergangs für alle mittleren Wandüberhitzungen zu erkennen, die auf die Erhöhung des konvektiven Wärmeübergangs bei steigenden Anströmgeschwindigkeiten v_0 zurückzuführen ist (maximale WÜKs im Bereich des Dampffilmzusammenbruchs ändern sich nur geringfügig, s. Kapitel 6.4.4).

Bei der dünnen Probe ist im Vergleich zum Probenkörper mit dem größeren Durchmesser der Dampffilmzusammenbruch erst bei einer niedrigeren mittleren Wandüberhitzung abgeschlossen. Neben höheren Leidenfrosttemperaturen an dicken Probenkörper (s. Kapitel 6.2.8) kann davon ausgegangen werden, dass auch in den bereits dampffreien Bereichen aufgrund des größeren Körperdurchmessers noch höhere Wandtemperaturen vorliegen, da zusätzliche Wärmeenergie über einen längeren Zeitraum aus dem Kern mittels Wärmeleitung zur Oberfläche transportiert wird.

In der Nähe der oberen Stirnfläche auf der strömungsabgewandten Seite des Körpers ist für Strömungsgeschwindigkeiten ab $v_0 \geq 0,3$ m/s der Aufstieg des Dampfes erheblich erschwert (s. Kapitel 6.3.1). Entsprechend tritt der maximale Wert des Wärmeübergangskoeffizienten für diese Kurven erst bei vergleichsweise niedrigen Wandüberhitzungen auf.

6.6.4 Zeit- und flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten während des gesamten Siedeverlaufs

Simulation mit dem Anströmprofil aus dem experimentellen Aufbau ($\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{r})$)

Die flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten werden zeitlich gemittelt, um den mittleren WÜK während des gesamten Siedeverlaufs bewerten zu können. Die auf die Anströmgeschwindigkeit v_0 bezogenen Ergebnisse für verschiedene Mittelungsbereiche auf der Probenoberfläche zeigt das Bild 68. Da der Siedeeinfluss im Vordergrund steht, werden die Wärmeübergangskoeffizienten im Zeitraum vom Abschreckbeginn bei $t = 0$ s bis zum Ende der Siedephase ermittelt. Die darauffolgende einphasige konvektive Abkühlung wird nicht mit einbezogen.

Aufgrund des geringen Anteils der oberen und unteren Stirnflächen an der gesamten Oberfläche zeigen die Kurvenverläufe für die Mantelfläche und die gesamte Oberfläche nahezu identische Verläufe. Für die Siedeabfolge sind die Geschehnisse an den Stirnflächen jedoch von großer Bedeutung (s. Kapitel 6.6).

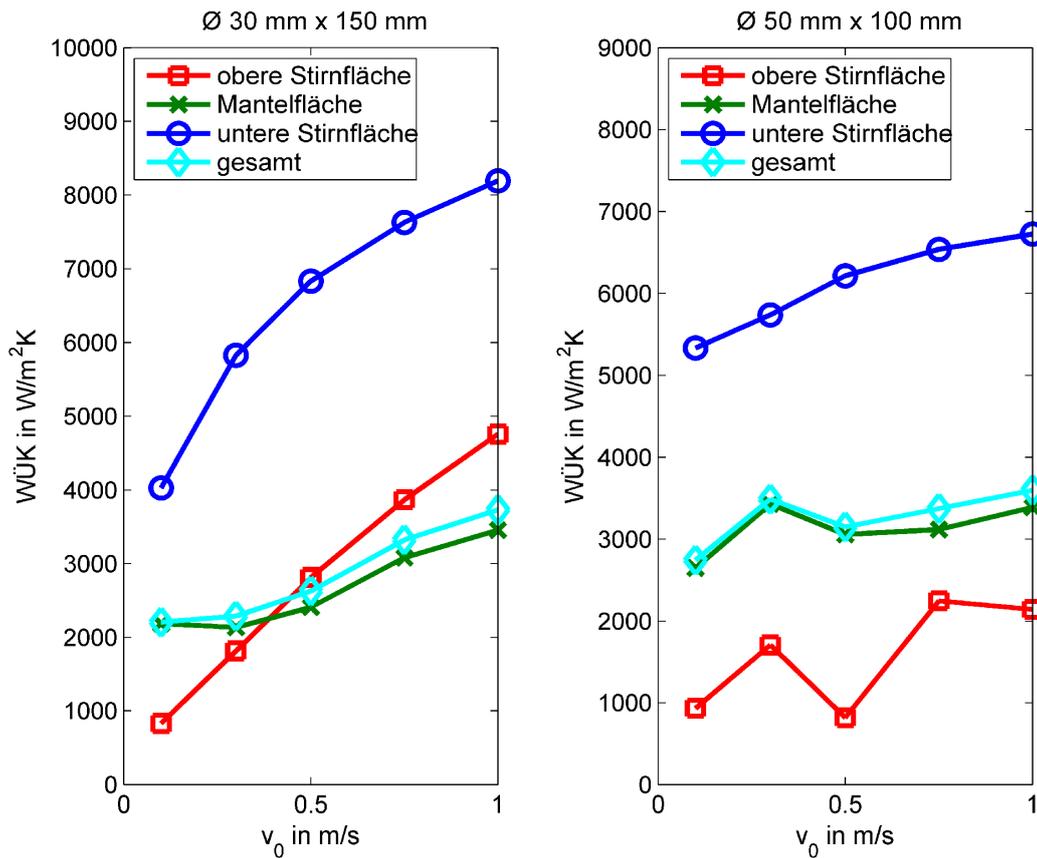


Bild 68: Zeit- und flächengemittelte WÜKs während des Siedens beim Abschreckprozess

An der unteren Stirnfläche werden an beiden Probengeometrien sehr hohe WÜKs bestimmt, da der Siedefilm mit steigendem v_0 früher zusammenbricht und entsprechend hohe Werte aus dem Blasensieden und der Konvektionsphase mit in die Mittelung eingehen. An der oberen Stirnfläche beginnt der Siedefilmzusammenbruch später, so dass die niedrigeren WÜKs aus der Phase des Dampffilms niedrige WÜKs in der Mittelung bewirken.

An der Mantelfläche resultiert das zeitabhängige Zusammenspiel des Siedefilmzusammenbruchs an den einzelnen Teilflächen für die dünne Probe bis $v_0 \leq 0,3$ m/s in nahezu konstanten zeit- und flächengemittelten WÜKs. Der Zeitpunkt des Ablösens der oberen und unteren Wiederbenetzungsfront sowie die dazugehörigen Siedefrontgeschwindigkeiten werden in diesem Geschwindigkeitsbereich nur unwesentlich von der Geschwindigkeit beeinflusst (s. Kapitel 6.2). Bei Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 \geq 0,5$ m/s sind stetig ansteigende WÜKs zu erkennen, wie das Ansteigen der maximalen WÜKs während des Abschreckprozesses im unteren Bereich des Probenkörpers gezeigt hat (s. Kapitel 6.4.4). Zusätzlich löst sich die obere Wiederbenetzungsfront mit steigendem v_0 früher ab, so dass durch die zwei Wiederbenetzungsfronten auf dem Probenkörper der anteilige Bereich der

Oberfläche ansteigt, in dem durch Blasensieden und einphasige Konvektion im Vergleich zum Filmsieden deutliche größere Wärmeübergänge realisiert werden können.

An der Mantelfläche der dicken Probe ist der Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten weniger stark ausgeprägt, da in diesem Geschwindigkeitsbereich sowohl die untere als auch obere Siedefront nahezu gleichzeitig ablösen. Der anteilige Bereich der Körperoberfläche, in dem durch Blasensieden und einphasige Konvektion hohe Wärmeübergangskoeffizienten ermöglicht werden, steigt deshalb nur noch in Abhängigkeit von den mit größerem v_0 ebenfalls ansteigenden Siedefrontgeschwindigkeiten. Der Sonderfall des Absinkens des mittleren WÜKs bei $v_0 = 0,5$ m/s ist in Kapitel 6.3.1 näher betrachtet.

Die flächen- und zeitgemittelten Wärmeübergangskoeffizienten wurden zur dimensionslosen Darstellung in die Nusseltzahlen Nu_{dh} und Reynoldszahl Re_{dh} im Ringspalt umgerechnet (s. Kapitel 4.3.3). Bei der Berechnung wird die jeweilige mittlere Anströmgeschwindigkeit \bar{v} im Ringspalt gemäß Tabelle 10 und als charakteristische Länge der hydraulische Durchmesser des Ringspalts verwendet. Die Ergebnisse sind in Bild 69 dargestellt.

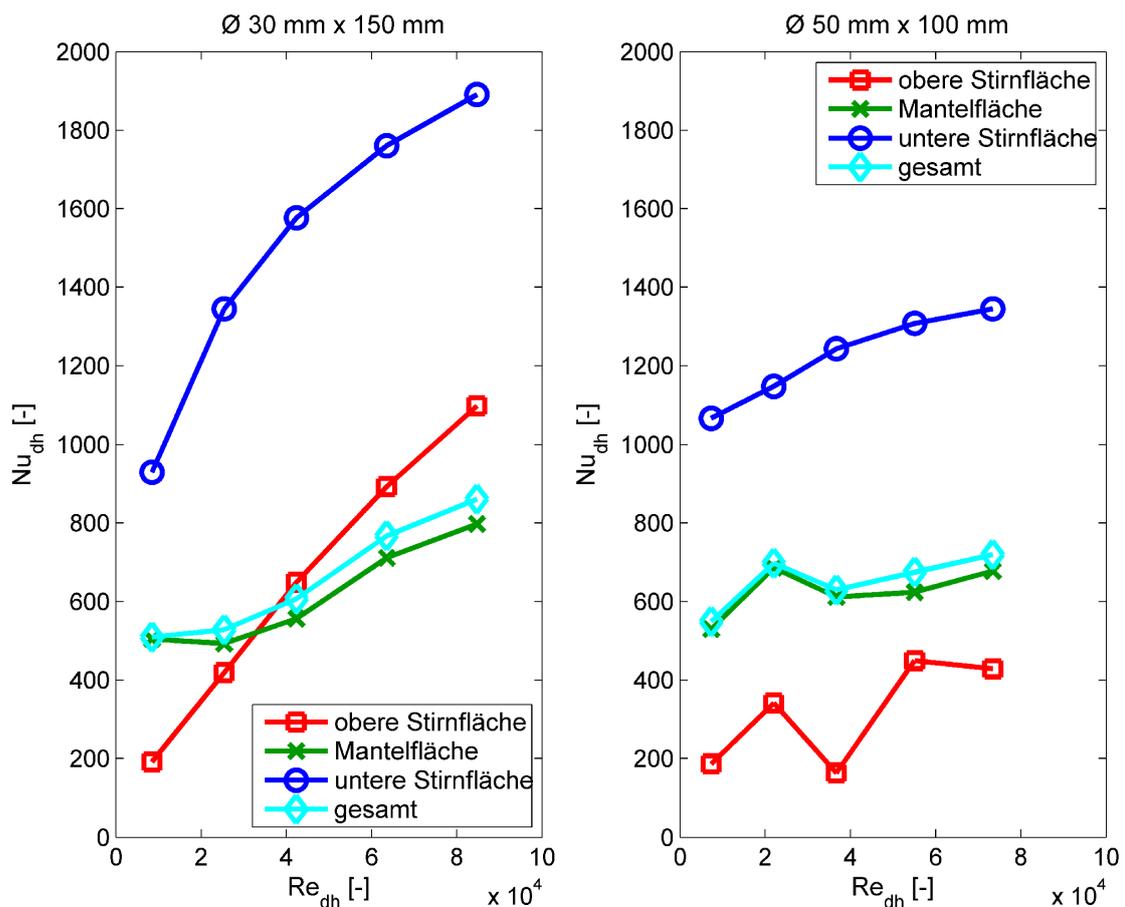


Bild 69: Dimensionslose Darstellung des zeit- und flächengemittelten Wärmeübergangs

Am durchströmten Ringspalt kann der mittlere konvektive Wärmeübergang an der inneren Mantelfläche mittels einer Korrelation aus [VDI, 2006] bestimmt werden. Die dimensionslosen Wärmeübergänge aus der zweiphasigen Simulation mit dem Siedemodell (s. Bild 69) sowie der einphasigen Simulation des rein konvektiven Wärmeübergangs (s. Bild 35) für die dünne Probe im Vergleich zur einphasigen VDI-Korrelation zeigt Bild 70 (aufgrund der vom durchströmten Ringspalt abweichenden Strömungsstruktur der Liquidphase ist am Probenkörper $\varnothing 50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ ein entsprechender Vergleich nicht sinnvoll).

Der Vergleich zeigt für niedrige Reynoldszahlen, dass durch die Siedephänomene der mittlere Wärmeübergang erheblich gesteigert wird. Ab ungefähr $Re_{dh} > 5 \cdot 10^4$ liegen nur geringe Unterschiede zwischen dem einphasigen bzw. zweiphasigen Wärmeübergang vor. Während ein Anstieg der Reynoldszahl in den mit einem Siedefilm bedeckten Anteilen der Probenoberfläche keine oder nur eine geringe Zunahme des Wärmeübergangs bewirkt, nimmt der Wärmeübergang in den mit Fluid benetzten Bereichen der Oberfläche mit ansteigender Reynoldszahl zu und bestimmt auf diese Weise den mittleren Wärmeübergang.

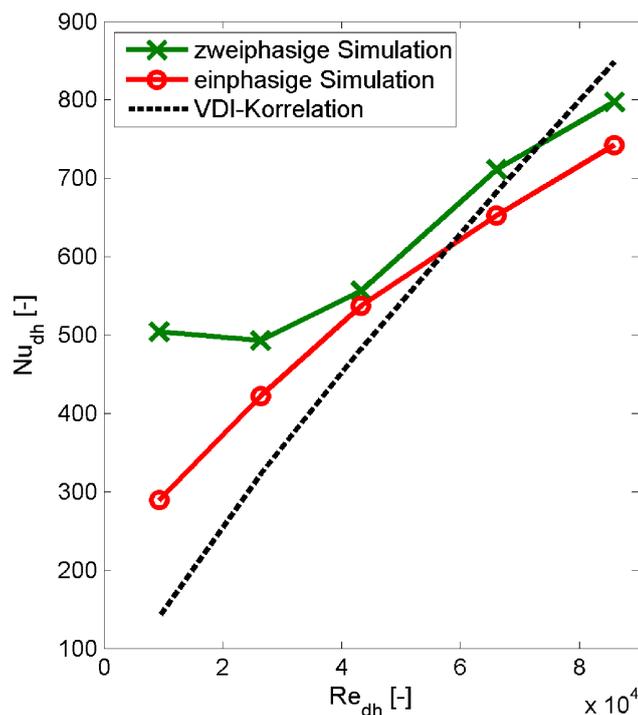


Bild 70: Mittlerer ein- und zweiphasiger Wärmeübergang an der Mantelfläche der dünnen Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ aus der Simulation im Vergleich zur VDI-Korrelation für den konvektiven Wärmeübergang im Ringspalt

Simulation mit homogener Anströmung $v(r) = \text{konstant}$

Um den Einfluss der Probengeometrie möglichst unabhängig von der radialen Geschwindigkeitsverteilung im Strömungsrohr zu untersuchen, wird die Anströmung des Bauteils

bei über dem Rohrquerschnitt konstanter Anströmgeschwindigkeit analysiert. Geometrie und Randbedingungen der hier ausgewerteten Simulationen stellt Kapitel 5.1.1 dar.

Die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten werden zeit- und flächengemittelt, um den mittleren WÜK während des gesamten Siedeverlaufs bewerten zu können. Die zeitliche Mittelung umfasst dabei den Zeitraum vom Abschreckbeginn bei $t = 0$ s bis zum Ende der Filmsiedephase auf der Körperoberfläche (Vorgehensweise in Kapitel 6.6.4). Die Ergebnisse in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Probenlänge L zum Probendurchmesser d für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_0 an den Teiloberflächen des Probenkörpers zeigt das Bild 71.

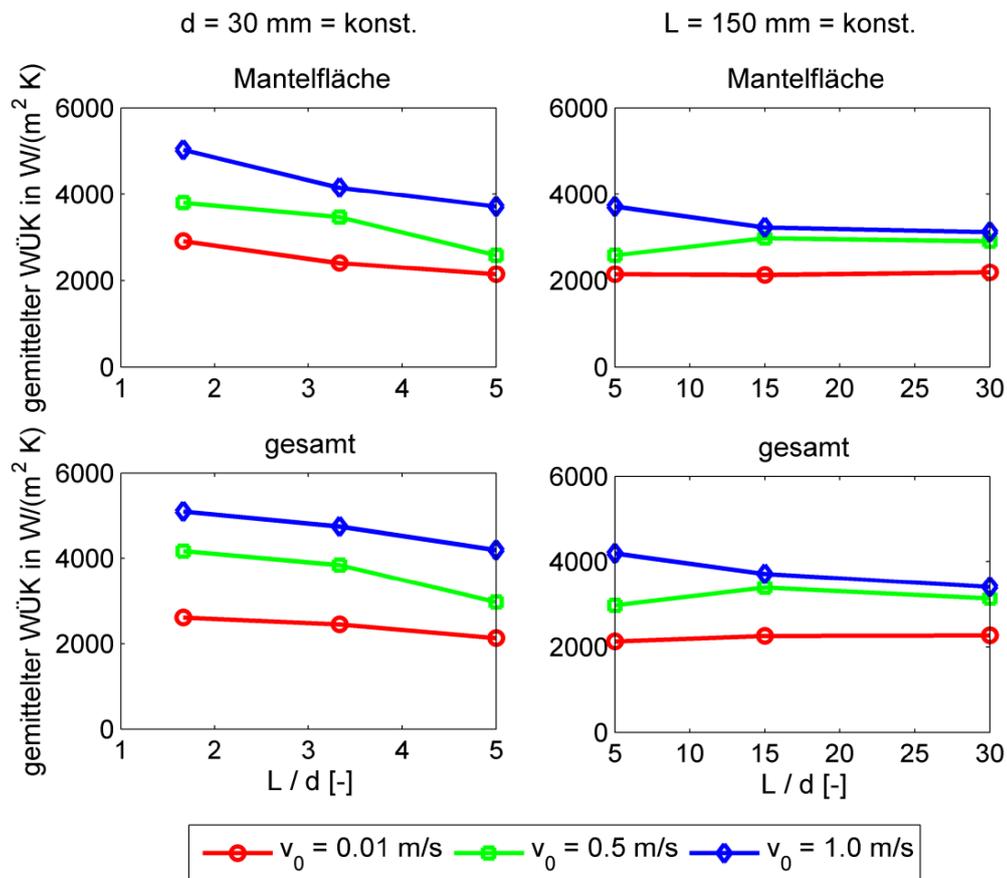


Bild 71: Zeit- und flächengemittelte WÜK für verschiedene L / d

Bei konstanter Probenlänge L ist der Einfluss des Probendurchmessers auf die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten auf der Mantelfläche des Körpers sowie an der gesamten Zylinderoberfläche sehr gering. Dagegen bewirkt eine geringere Probenlänge bei konstantem Durchmesser eine Zunahme des mittleren WÜK. Dieser Trend ist auf den anteilig größeren Bereich der Mantelfläche des Körpers zurückzuführen, der bei einer Abnahme der Probenlänge vom Rezirkulationsgebiet an der unteren Kante der Probe beeinflusst wird.

Die zeit- und flächengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten aus der Strömungssimulation mit dem Siedemodell werden für den Zylinder mit der Länge $L = 150 \text{ mm}$ in Bild 71 (rechts) in die Nusseltzahlen Nu_d umgerechnet:

$$Nu_d = \frac{\bar{\alpha} \cdot d}{\lambda_{liq}}, \quad \text{Gl. 62}$$

$$Re_d = \frac{\rho_{liq} \cdot v_0 \cdot d}{\eta_{liq}}. \quad \text{Gl. 63}$$

Die Ergebnisse werden in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_d in Bild 72 dargestellt. Zusätzlich sind in Bild 72 (links) die entsprechenden Werte aus der VDI-Korrelation [VDI, 2006] für den einphasigen konvektiven Wärmeübergang am längsangeströmten Zylinder enthalten. Bild 72 (rechts) zeigt das Verhältnis der Nusseltzahlen Nu_d aus der zweiphasigen Simulation zu den Werten aus der VDI-Korrelation für rein konvektiven Wärmeübergang.

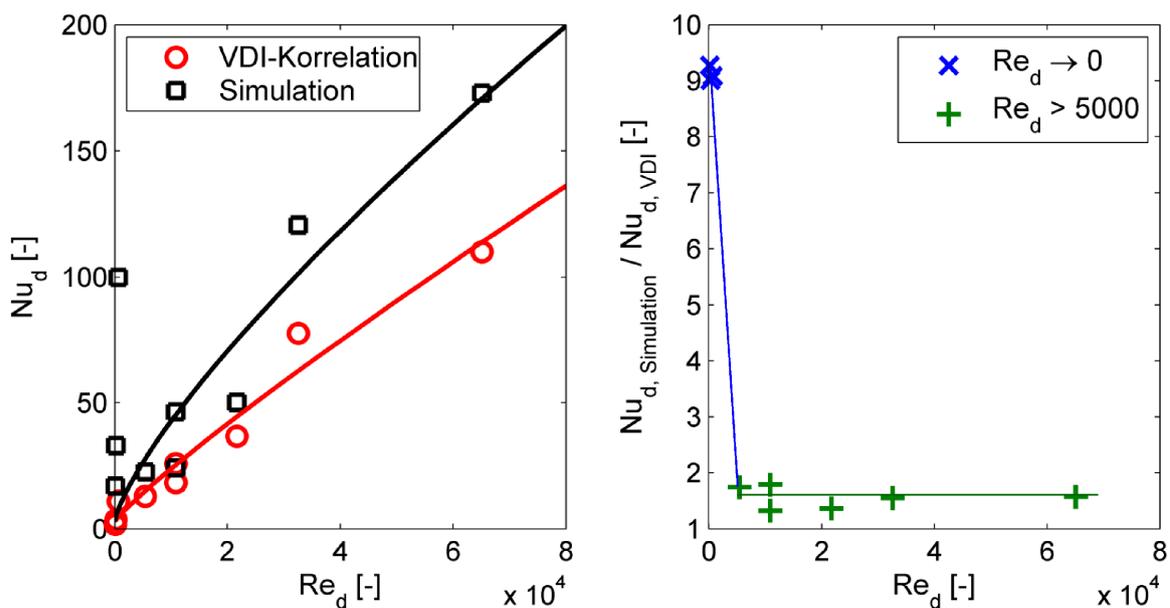


Bild 72: Nusseltzahl aus der Siedesimulation im Vergleich zur einphasigen VDI-Korrelation für den längsangeströmten Zylinder

Für niedrige Reynoldszahlen Re_d (bei $v_0 \rightarrow 0$) sind die mittleren Nusseltzahlen Nu_d aus der zweiphasigen Simulation nahezu um eine Größenordnung höher als der hier niedrige einphasige und rein konvektive Wärmeübergang aus der VDI-Korrelation.

Mit steigender Reynoldszahl ist der Wärmeübergang in den zeitlich lang anhaltend vorliegenden Filmsiedebereichen auf der Bauteiloberfläche nahezu von der Anströmung unab-

hängig. Der zusätzliche konvektive Wärmeübergang durch den Anstieg von Re_d macht sich deshalb nur in den wiederbenetzten Bereichen der Oberfläche bemerkbar, so dass die mittlere Nusseltzahl zunächst abfällt. Erst bei noch weiter steigenden Reynoldszahlen Re_d bewirkt der frühere Wiederbenetzungsstart und der weiter anwachsende Wärmeübergang in der Blasensiedephase und der einphasigen Konvektion einen Anstieg der mittleren zweiphasigen Nusseltzahl aus der Simulation. Die Kurvenverläufe für die ein- und zweiphasige Nusseltzahl weisen danach ab etwa $Re_d \geq 10.000$ den gleichen qualitativen Verlauf auf, der sich in Bild 72 (rechts) in einem Anstreben eines nahezu konstanten Verhältnissen $Nu_{d,Sim} / Nu_{d,VDI} \approx 1,5$ äußert (zweiphasiger Wärmeübergang ist etwa 50 % höher im Vergleich zum einphasigen Wärmeübergang).

6.7 Variation der Liquidtemperatur

Bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v_0 = 0,1$ m/s wurde die Fluidunterkühlung der Strömung $T_{sub} = T_{siede} - T_{liq}$ variiert. Das Bild 73 zeigt die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten (WÜK) für eine feste Position auf der Mantelfläche im Vergleich.

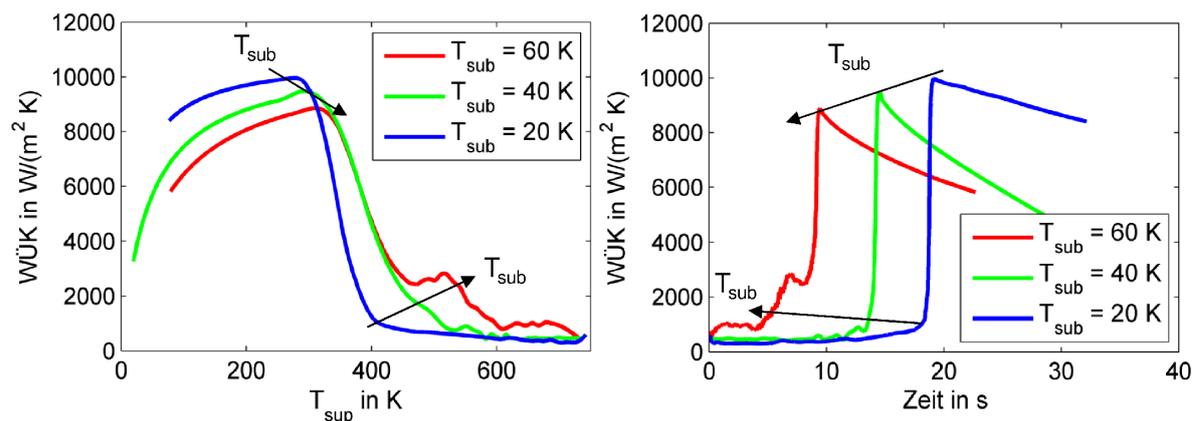


Bild 73: Verlauf des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der lokalen Wandüberhitzung (links) und der Zeit (rechts), ($v_0 = 0,1$ m/s, $z / L = 0,5$)

Eine Zunahme der Fluidunterkühlung T_{sub} bewirkt einen (zeitlich) früheren eintretenden Siedefilmzusammenbruch (verdeutlicht durch den Anstieg des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten), der bei umso höherer Wandüberhitzung T_{sup} eintritt. Der gleiche Trend gilt auch bezüglich der Wandüberhitzung beim Erreichen des maximalen lokalen Wärmeübergangskoeffizienten. Jedoch bewirkt hier eine höhere Fluidunterkühlung T_{sub} einen betragsmäßig geringfügig niedrigeren maximalen WÜK.

Die Auswirkung der Fluidunterkühlung T_{sub} auf die Dauer der Filmsiedephase auf der Zylindermantelfläche (vgl. Kapitel 6.2.6) zeigt das Bild 74 im Vergleich zwischen Experiment und Simulation.

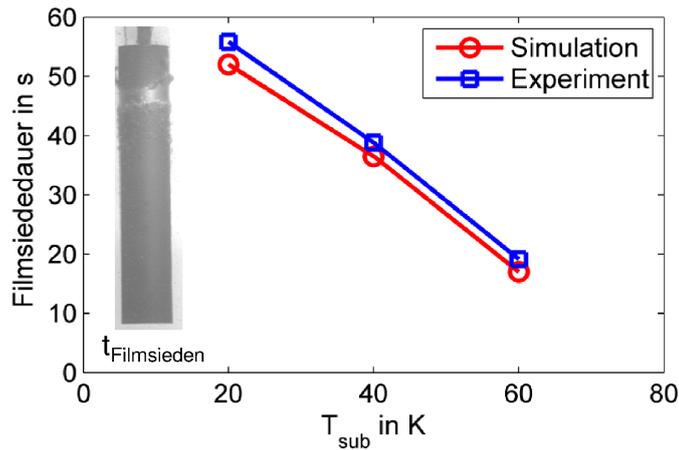


Bild 74: Auswirkung der Fluidunterkühlung T_{sub} auf die Dauer der Filmsiedevorgänge an der Mantelfläche (Probe \varnothing 30 mm x 150 mm, $v_0 = 0,1$ m/s)

Ein Anstieg von T_{sub} bewirkt dabei eine in guter Näherung lineare Abnahme der Filmsiededauer auf der Mantelfläche des Zylinders von ca. 55 s ($T_{\text{sub}} = 20$ K) bis auf etwa 20 s ($T_{\text{sub}} = 60$ K).

6.8 Härteverläufe

Zu Verifikationszwecken erfolgt zunächst der Vergleich von gemessenen sowie mittels Werkstoffsimulation bestimmten lokalen Abkühlverläufen im Bauteil. Darauf folgend werden die lokalen und flächengemittelten Härteverläufe an den Oberflächen der Probenkörper aus Simulation und Experiment verglichen.

6.8.1 Temperaturverläufe im Bauteil

Werkstoffsimulationen wurden gemäß Kapitel 5.3 am austenitischen Werkstoff 1.4305 durchgeführt, um die lokalen Temperaturverläufe aus dem Abschreckexperiment (s. Kapitel 5.2) und der entsprechenden Werkstoffsimulation vergleichen zu können. Die Ergebnisse zeigt beispielhaft das Bild 75.

Übereinstimmungen sind insbesondere im Bereich des Filmsiedens und in Bezug auf die Lage des Leidenfrostpunktes zu erkennen. Zum Ende des Abschreckprozesses im Bereich des Blasensiedens und/oder der einphasigen Konvektion treten stellenweise Abweichungen im Temperaturverlauf auf.

Eine Übertragung der zeitabhängigen Randbedingungen (WÜK-Verläufe) auf Werkstoffsimulationen am Werkstoff 20MnCr5 wird durchgeführt. Zu Beginn des Abschreckprozesses bei $T_{\text{sup,solid}}(t = 0 \text{ s}) = 800$ K ist das Gefüge in beiden Werkstoffen austenitisch geprägt und damit sind auch die Materialeigenschaften, insbesondere die Wärmeleitfähig-

keiten beider Werkstoffe nahezu identisch. Die Temperaturverteilungen im Bauteil zwischen Wand- und Kernbereich in den mit Siedefilm bedeckten Bereichen stimmen überein. Da die Martensitstarttemperatur beim Werkstoff 20MnCr5 $M_s \approx 410$ °C beträgt, wird diese Abweichung vernachlässigt.

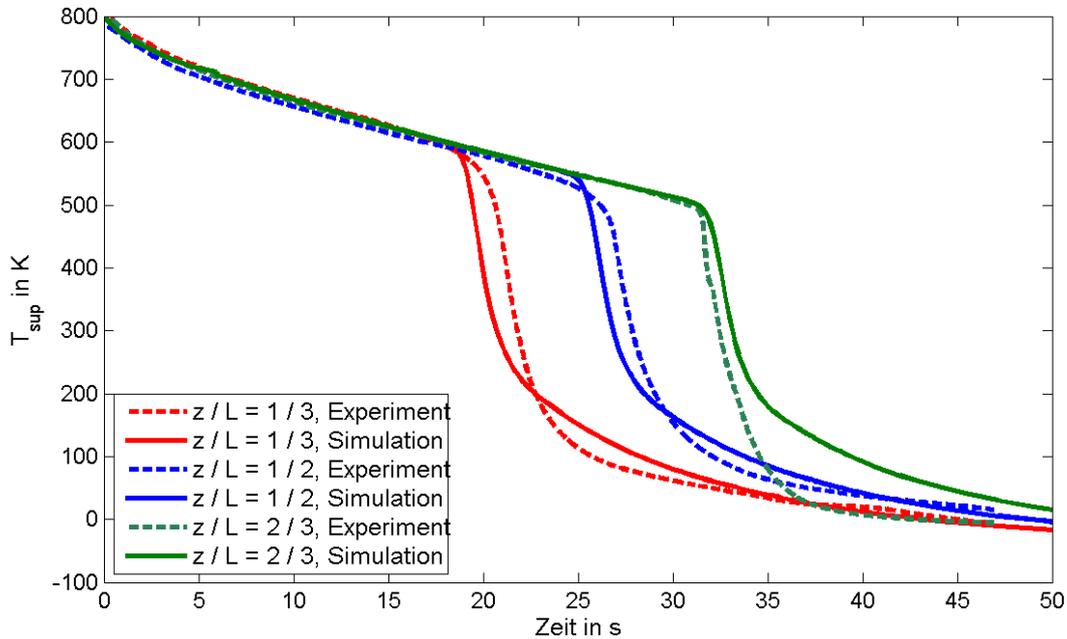


Bild 75: Abkühlkurven aus Experiment und Werkstoffsimulation im Vergleich (Probe $\varnothing 30$ mm x 150 mm, $v_0 = 0,3$ m/s, Material: 1.4305)

Im Verlauf der Abkühlkurven bei niedrigeren Wandtemperaturen steigt in den weniger schnell abkühlenden Kernbereichen des Bauteils die Wärmeleitfähigkeit im entstehenden ferritisch-perlitischen Gefüge deutlich an. Diese Abweichung fällt aufgrund der dann vorliegenden hohen Wärmeübergangskoeffizienten in Wandnähe nicht ins Gewicht.

6.8.2 Oberflächenhärte

Lokale Werte aus Experiment und Simulation

Die im Experiment ermittelten Härteverläufe werden mit den Ergebnissen aus der Werkstoffsimulation in Bild 76 verglichen. An der dünnen Probe treten höhere Härtewerte auf, da aus dem geringeren Bauteilvolumen weniger Wärme aus dem Kern mittels Wärmeleitung zu den Außenbereichen des Bauteils transportiert und auf diese Weise eine schnellere Abkühlung erreicht werden kann.

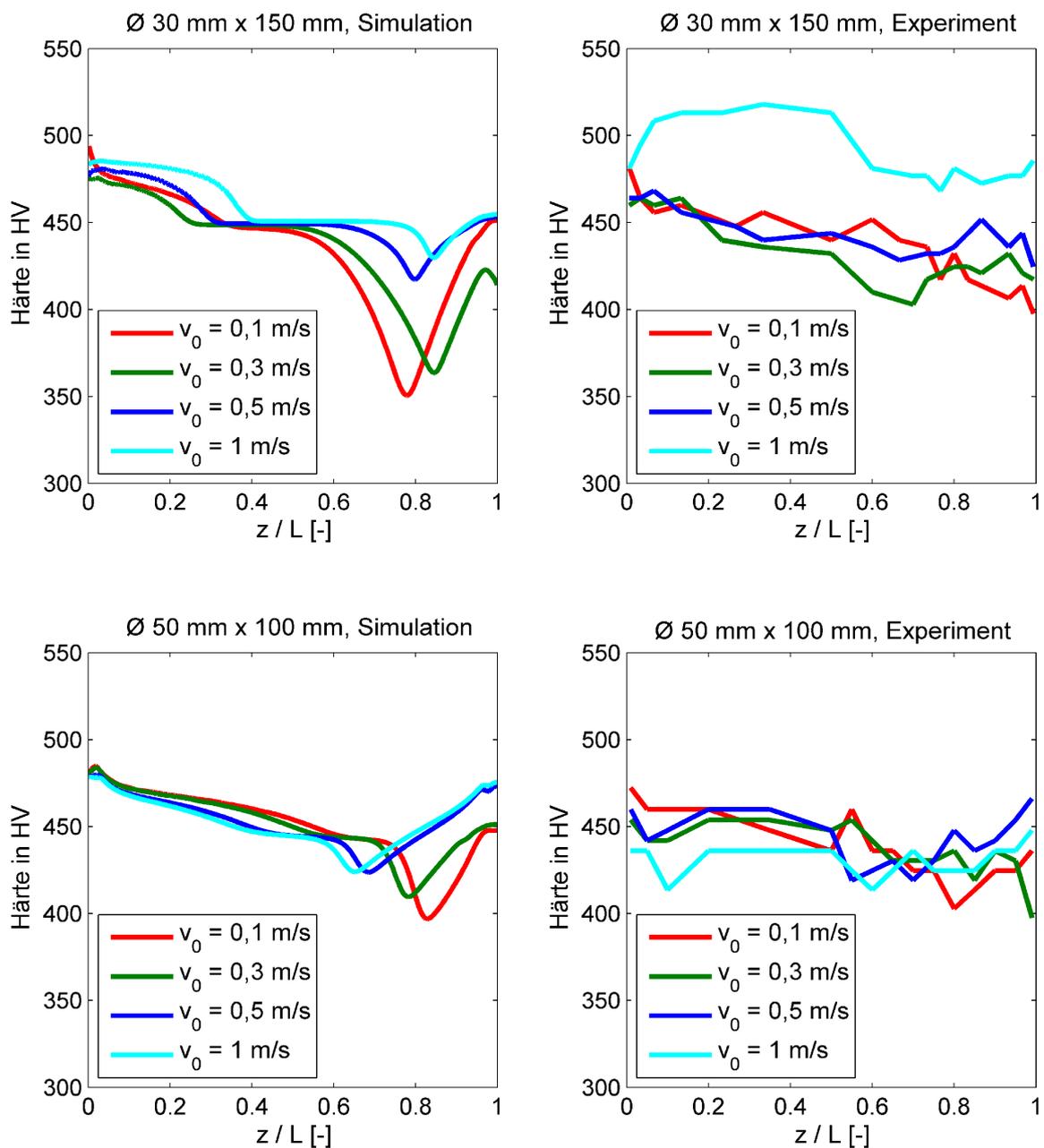


Bild 76: Oberflächenhärte an der Zylinder-Mantelfläche aus Simulation und Experiment

Bei den Simulationsergebnissen ist insbesondere für die dünne Probe der deutliche Abfall der Härtewerte im Bereich der Position der aufeinandertreffenden Siedefronten (s. Kap. 6.2.7) auffällig. Dieser Trend wird im Experiment nur bedingt gefunden.

Die Härtemessungen zeigen, dass im unteren Bereich des zylindrischen Körpers bei $z / L < 0,5$ steigende Anströmgeschwindigkeiten an der dünnen Probe steigende Härtewerte bewirken. Dieser Trend verläuft an der dicken Probe in umgekehrter Weise. Dieses Verhalten kann durch die Werkstoffsimulation wiedergegeben werden.

Streuung der experimentellen Härtewerte

Für jeden Messpunkt bei der Härtebestimmung wurde die Standardabweichung aus den Ergebnissen der drei Messdurchgänge je Probengeometrie und Anströmgeschwindigkeit v_0 bestimmt. Die Ergebnisse sind in Bild 77 als Fehlerbalken zum Vergleich dargestellt.

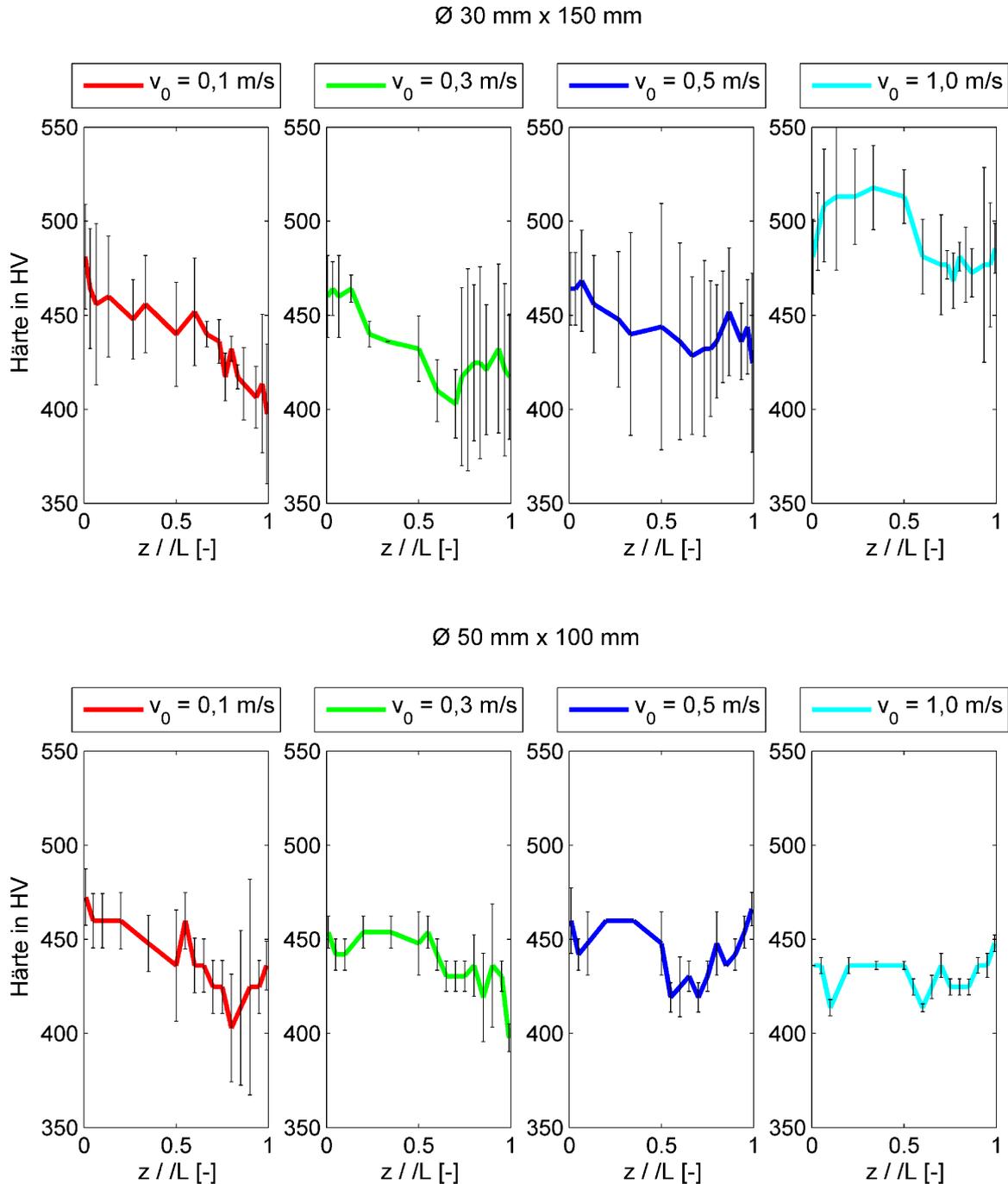


Bild 77: Streuung bei der Härtemessung für beide untersuchten Probekörper

Die in Körperrnähe der dünnen Probe aufwärts gerichtete Strömung der Liquidphase bewirkt bei steigender Anströmgeschwindigkeit v_0 steigende Oberflächenhärte. Allerdings ist

dabei eine hohe Streuung der Ergebnisse hinzunehmen, die auch durch eine Steigerung von v_0 nicht nennenswert gesenkt werden kann. Demgegenüber bewirkt die aufgrund des großen Rückstromgebiets in Probennähe abwärts gerichtete Liquidströmung an der dicken Probe mit steigendem v_0 nahezu konstante bzw. sogar leicht abfallende Härtewerte über der gesamten Probenlänge, die eine geringere Streubreite zeigen.

Flächengemittelte Verläufe

Für einen weitergehenden Vergleich der Ergebnisse wird über der Probenhöhe eine Mittelung der Härtewerte aus Bild 76 durchgeführt, die Ergebnisse zeigt Bild 78. Bei der Berechnung der Reynoldszahl Re_{dh} wird die jeweilige mittlere Anströmgeschwindigkeit \bar{v} im Ringspalt gemäß Tabelle 10 verwendet.

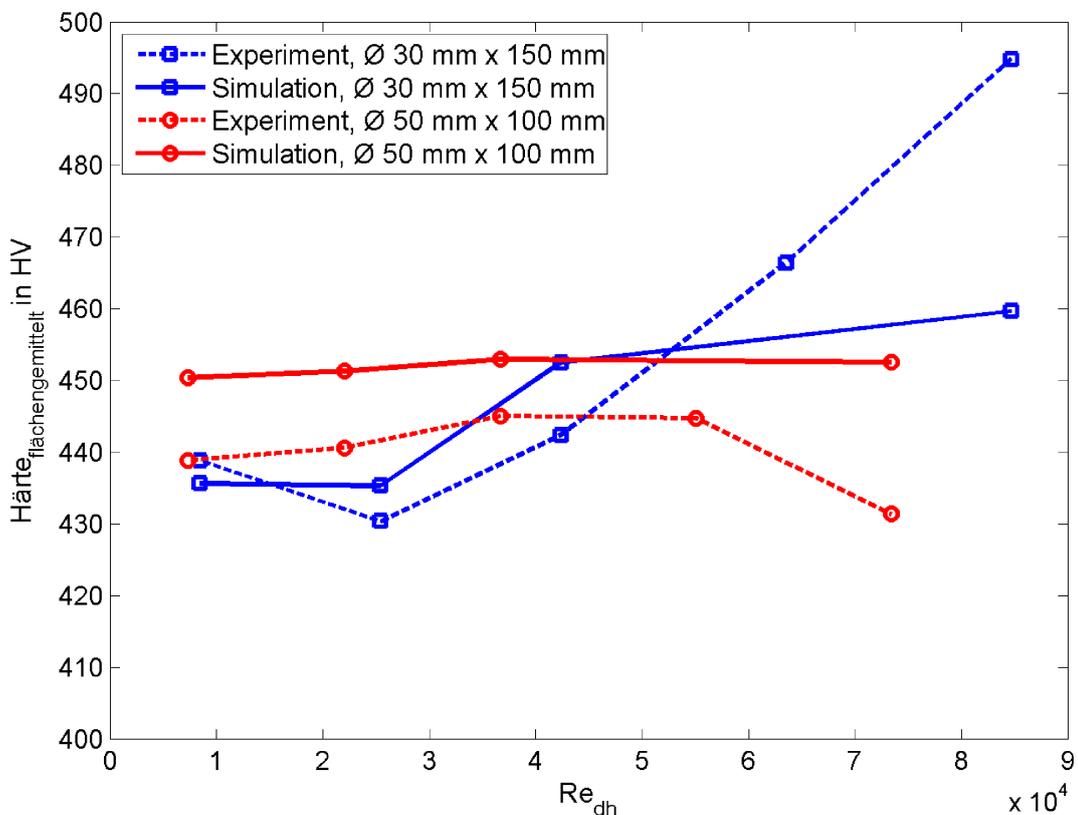


Bild 78: Flächengemittelte Härte: Vergleich zwischen Experiment und Simulation

Die dargestellten Verläufe der flächengemittelten Härtewerte stimmen hinsichtlich ihres qualitativen Verlaufs in Abhängigkeit von Re_{dh} mit den im Bild 69 gezeigten mittleren WÜKs an beiden Bauteilgeometrien überein. Für die dünne Probe ist dementsprechend ab einem Überschreiten einer Mindestreynoldszahl bzw. -anströmgeschwindigkeit ein stetiger Anstieg der erreichten mittleren Härtewerte zu erkennen (s. Kapitel 6.6.4). Dagegen zeigt sich für die Probengeometrie $\text{Ø } 50 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ in Übereinstimmung mit dem Verlauf

des mittleren Wärmeübergangs, dass trotz einer kontinuierlichen Steigerung der Reynoldszahl bzw. -anströmgeschwindigkeit keine nennenswerte zusätzliche Erhöhung der betrachteten Härtewerte bewirkt werden kann. In diesem Fall bestimmt die Hydromechanik im Ringspalt einen nahezu von Re_{dh} unabhängigen Wert der Härte.

6.9 Richtlinien für den Abschreckprozess zylindrischer Bauteile in Flüssigkeiten

Aus den Ergebnissen aus Experiment und Simulation können Schlussfolgerungen zur praktischen Gestaltung der vom Anwender einstellbaren Parameter im Abschreckprozess abgeleitet werden. Die Richtlinien aus Tabelle 12 beziehen sich auf Ergebnisse bezüglich des **Wiederbenetzungsverhaltens** an den zylindrischen Probenkörpern aus den Kapiteln 6.2 bis 6.6.

Tabelle 12: Gestaltungsrichtlinien I

Richtlinie	Wirkung
Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 > 0,3$ m/s verringern Streubreite signifikant hinsichtlich: <ul style="list-style-type: none"> des Wiederbenetzungsstarts an der oberen Bauteilkante. der Geschwindigkeit der unteren Siedefront. 	<ul style="list-style-type: none"> Reproduzierbarkeit des Siedeverlaufs steigt.
Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 > 0,75$ m/s erhöhen den Einfluss des Rückstromgebiets im Bereich der unteren Bauteilkante (Probe \varnothing 30 mm).	<ul style="list-style-type: none"> Anstieg der lokalen LFT. Anstieg des lokalen WÜK. Inhomogenitäten über der Bauteilhöhe steigen.
Eine große Verblockung des Strömungsrohres (durch die dicke Probe \varnothing 50 mm) bewirkt eine abwärts gerichtete Liquidströmung in der Nähe der Mantelfläche des Bauteils.	<ul style="list-style-type: none"> Änderung der Strömungsstruktur ist nicht negativ. Reproduzierbarkeit des Siedeverlaufs kann ansteigen.

Hinsichtlich des **Härteverlaufs** (an der Probenoberfläche) können die Gestaltungsrichtlinien aus Tabelle 13 basierend auf den Ergebnissen aus Kapitel 6.8 erarbeitet werden.

Tabelle 13: Gestaltungsrichtlinien II

Richtlinie	Wirkung
Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 \geq 0,5$ m/s erhöhen die Streubreite der lokalen Härte (bei aufwärts gerichteter Liquidströmung in Probenähe (Probe \varnothing 30 mm)).	<ul style="list-style-type: none"> • Reproduzierbarkeit sinkt.
Richtlinie	Wirkung
Anströmgeschwindigkeiten von $v_0 \leq 0,1$ m/s steigern den Abfall der Härte über der Bauteilhöhe (bei aufwärts gerichteter Liquidströmung in Probennähe (Probe \varnothing 30 mm)).	<ul style="list-style-type: none"> • Inhomogenitäten über der Bauteilhöhe steigen.
Eine große Verblockung des Strömungsrohres (Probe \varnothing 50 mm) bewirkt eine abwärts gerichtete Liquidströmung in Bauteilnähe.	<ul style="list-style-type: none"> • Reproduzierbarkeit steigt. • Streubreite der Härtewerte sinkt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird ein Prozesssimulationsansatz zur Berechnung der Strömungsstruktur und des Wärmeübergangs sowie des Materialverhaltens während des Abschreckprozesses metallischer Bauteile in Flüssigkeiten vorgestellt. Es wird hierfür ein neuartiger Modellansatz zur Beschreibung des kompletten Siedeablaufs in allen Siedephasen beim Abschrecken von Bauteilen verwendet. Dabei werden, basierend auf thermischen und mechanischen Gleichgewichtszusammenhängen Kriterien abgeleitet, anhand derer lokal überprüft wird, ob und in welchem Maße Verdampfung oder Kondensation des Abschreckmediums auftritt. Auf diese Weise stellen sich zeitabhängig charakteristische Verteilungen der Dampfphase ein, so dass die Siedephasen des Filmsiedens, des Blasensiedens sowie der Konvektionsphase abgegrenzt werden können. Innerhalb der einzelnen Siedephasen können die lokalen Wärmeübergänge an der Bauteiloberfläche abgebildet werden. Der Leidenfrostpunkt ist dabei ein direktes Simulationsergebnis, das sich in Abhängigkeit von den Wärmeströmen von der Wand zur Liquid- bzw. zur Dampfphase bestimmen lässt.

Für parallel umströmte zylindrische Bauteile wird der aus dem instationären Strömungsfeld resultierende Abkühlverlauf im Bauteil für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten ermittelt. Der Vergleich zwischen Abschreckexperiment und Strömungssimulation zeigt, dass die zeit- und ortsabhängige Abfolge der Siedephasen und die lokalen Abkühlverläufe im Körper in guter Übereinstimmung wiedergegeben werden.

In einem weiteren Auswertungsschritt ermöglicht das siedephasenübergreifende Simulationsmodell die Analyse zusätzlicher Prozessgrößen, die experimentell nicht oder nur sehr aufwändig erfassbar sind. So können der Verlauf der Leidenfrosttemperatur sowie zeitabhängige, lokale und flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten an der Bauteiloberfläche während des instationären Abschreckprozesses bestimmt werden. Zusätzlich liefert das Simulationsmodell die lokalen Strömungs- und Temperaturverteilungen in der Dampfphase in Bauteilnähe.

Die aus der Simulation erhaltenen Wärmeübergangskoeffizienten werden als zeit- und ortsabhängige Randbedingungen verwendet, um die im Werkstück resultierenden Temperatur- und Phasenverteilungen sowie die sich daraus ergebenden Härteverläufe zu berechnen, die den experimentell bestimmten Werten gegenübergestellt werden. Insgesamt kann eine Übereinstimmung der Härtewerte und -verläufe sowie des Prozessverhaltens konstatiert werden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass das vorgestellte, experimentell verifizierte Prozesssimulationsmodell die Vorhersage des gesamten Abschreckverlaufs von metalli-

schen Bauteilen in verdampfungsfähigen Flüssigkeiten in Abhängigkeit von einstellbaren Anströmbedingungen zulässt. Hieraus lässt sich für zukünftige Prozessentwicklungen das Materialverhalten von Bauteilen bei der Abschreckung in Flüssigkeiten vorhersagen und damit Abschreckprozesse zur gezielten Einstellung von Bauteileigenschaften und zur Verzugsminimierung in der Wärmebehandlung auslegen.

Mit derartig gezielten Simulationsstudien des Abschreckprozesses lassen sich so auch für komplex geformte oder chargierte Bauteile Beiträge zu einer energie- und ressourceneffizienten Prozessgestaltung ableiten. Dieses Potenzial kann somit erstmals auf der Basis des hier vorgestellten siedephasenübergreifenden Prozesssimulationsmodells für die Anwendung in der industriellen Wärmebehandlung bestimmt werden.

8 Betreute Arbeiten

In der vorliegenden Arbeit sind Ergebnisse enthalten, die im Rahmen der Betreuung folgender studentischer Arbeiten entstanden sind:

Tippmeier, Michel, Untersuchung des Strömungseinflusses beim Flüssigkeitsabschrecken zylindrischer Bauteile, Diplomarbeit, Universität Bremen, 2011.

Kiewidt, Lars, Numerische Simulation des Abschreckprozesses in Flüssigkeiten (Numerical Simulation of Evaporation with OpenFOAM), Masterprojekt-Arbeit, Universität Bremen, 2012.

9 Veröffentlichungen

Journal-Beiträge:

- Stark, P.; Fritsching, U.; Hunkel, M.; Hansmann, D.: Process integrated distortion compensation of large bearing rings, *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik*, 43 (2012) 1-2, 56-62.
- Stark, P.; Fritsching, U.: Modeling and Simulation of Film and Transitional Boiling Processes on a Metallic Cylinder During Quenching, *Journal of ASTM International*, STP1534, Film and Nucleate Boiling Processes, 8 (2011) 10, 61-80.
- Stark, P.; Fritsching, U.: Modellierung und Simulation des Siedeeinflusses beim Abschrecken in Flüssigkeiten, *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* 66 (2011) 5, 275-280.

Konferenzbeiträge

- Stark, P.; Fritsching, U.: Simulation of quenching process with liquid jets, 6th International Quenching and Control of Distortion Conference 2012, Chicago, Illinois, USA, 09-13 September 2012.
- Stark, P.; Fritsching, U.; Hunkel, M.; Hansmann, D.: Process integrated distortion compensation of large bearing rings, 3rd International Conference on Distortion and Engineering IDE 2011, Bremen, Germany, 14-16 September 2011.
- Stark, P.; Fritsching, U.: Modelling the influence of flow boiling on the cooling behaviour of a cylindrical specimen during quenching in liquids, 3rd International Conference on Distortion and Engineering IDE 2011, Bremen, Germany, 14-16 September 2011.
- Stark, P.; Schüttenberg, S.; Fritsching, U.: Spray quenching of specimen for ring heat treatment, in: Mammoli, A.A.; Brebbia, C.A. (Eds.): *Computational Methods in Multiphase Flow VI*, WIT Transactions on Engineering Sciences, Vol. 70, WIT Press, Southampton, Boston, 2011, 201-212.
- Stark, P.; Krause, F.; Krauss, M.; Fritsching, U.: Modelling and simulation of liquid quenching processes, Proc. 12th Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Halle (Saale), Germany, 22-25 March 2010.
- Stark, P.; Krause, F.; Fritsching, U.: Modeling and simulation of liquid quenching processes, Proc. 7th International Conference on Multiphase Flow ICMF 2010, Tampa, FL USA, May 30-June 4, 2010.
- Stark, P.; Krause, F.; Krauss, M.; Fritsching, U.: Modelling and Simulation of Heat Transfer of a Metallic Specimen during Quenching with Liquid Jets, Proc. Multiphase Flows: Simulation, Experiment and Application, Dresden, 26-28 May 2009.

Fritsching, U.; Schüttenberg, S.; Krause, F.; Stark, P.; Schmidt, R.: Controlling Temporal and Spatial Heat Transfer Rates during Quenching of Specimen in Heat Treatment Processes, *Turbulence, Heat Mass Transfer* 6, 2009, Hanjalic, K.; Nagano, Y.; Jakirlic, S. (Eds.).

10 Literaturverzeichnis

- Ahmed, W. H., El-Nakla, M. A., Ismail, B. I., Towards understanding the critical heat flux for industrial applications, *International Journal of Multiphase Flow*, 36 (2010) 3, 153-165.
- Analytis, G. T., Yadigaroglu, G., Analytical Modeling of Inverted Annular Film Boiling, *Nuclear Engineering and Design*, 99 (1987), 201-212.
- Anglart, H., Nylund, O., CFD application to prediction of void distribution in two-phase bubbly flows in rod bundles, *Nuclear Engineering and Design*, 163 (1996) 1-2, 81-98.
- Ansys, Inc, ANSYS FLUENT 13 Theory Guide, (2010).
- Auracher, H., Marquardt, W., Experimental studies of boiling mechanisms in all boiling regimes under steady-state and transient conditions, *International Journal of Thermal Sciences*, 41 (2002) 7, 586-598.
- Auracher, H., Marquardt, W., Heat transfer characteristics and mechanisms along entire boiling curves under steady-state and transient conditions, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25 (2004) 2, 223-242.
- Baehr, H. D., Stephan, K., Wärme- und Stoffübertragung, 5. neu bearb. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006.
- Bargel, H.-J., Schulze, G., Hilbrans, H., Verein Deutscher Ingenieure, Werkstoffkunde, 10. bearb. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2008.
- Basu, N., Warriar, G. R., Dhir, V. K., Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, 124 (2002) 4, 717-728.
- Basu, N., Warriar, G. R., Dhir, V. K., Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part 1 - Model development, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, 127 (2005a) 2, 131-140.
- Basu, N., Warriar, G. R., Dhir, V. K., Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part II - Model validation, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, 127 (2005b) 2, 141-148.
- Bathe, K. J., Zimmermann, P., Finite-Elemente-Methoden, 2. vollst. neu bearb. u. erw. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2012.
- Bernardin, J. D., Mudawar, I., A Leidenfrost point model for impinging droplets and sprays, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, 126 (2004) 2, 272-278.

- Bernardin, J. D., Mudawar, I., The Leidenfrost point: Experimental study and assessment of existing models, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, 121 (1999) 4, 894-903.
- Blondeau, R., Maynier, P., Dollet, J., Pr evision de la duret e et de la r esistance des aciers au carbone et faiblement alli es d'apr es leur traitement thermique, *Mem. Sci. Rev. M etallurgie*, 70 (1973) 12.
- Blondeau, R., Maynier, P., Dollet, J., Vieillard-Baron, B., Mathematical model for the calculation of mechanical properties of low-alloy steel metallurgical products: a few examples of its application, in: *Int Conf Heat Treatments 1976*, Metals Society, London, 1976, pp. 189-200.
- B ockh, P. v., *W arme ubertragung: Grundlagen und Praxis*, 2. bearb. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006.
- Bolukbasi, A., Ciloglu, D., Investigation of heat transfer by means of pool film boiling on vertical cylinders in gravity, *Heat and Mass Transfer*, 44 (2007) 2, 141-148.
- B oswirth, L., *Technische Str omungslehre*, 7.  uberarbeitete und erweiterte Auflage, Friedr. Vieweg & Sohn Verlag / GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, 2007.
- Boyer, H. E., *Practical heat treating*, American Society for Metals, Metals Park, Ohio, USA, 1989.
- Boyer, H. E., Cary, P. R., *Quenching and control of distortion*, ASM International, Metals Park, Ohio, 1989.
- Carbajo, J. J., A Study on the Rewetting Temperature, *Nuclear Engineering and Design*, 84 (1985) 1, 21-52.
- Celata, G. P., Cumo, M., Mariani, A., High Heat Flux Burnout in Subcooled Flow Boiling, *J. of Thermal Science*, 4 (1995) 3, 151 - 161.
- Chen, P., Dudukovic, M. P., Sanyal, J., Three-dimensional simulation of bubble column flows with bubble coalescence and breakup, *AIChE Journal*, 51 (2005) 3, 696-712.
- Chun, T. H., Baek, W. P., Chang, S. H., An integral equation model for critical heat flux at subcooled and low quality flow boiling, *Nuclear Engineering and Design*, 199 (2000) 1-2, 13-29.
- Coste, P., Pouverau, J., Morel, C., Lavieville, J., Boucker, M., Martin, A., Modeling turbulence and friction around a large interface in a three-dimension two-velocity Eulerian code, *Proceedings of the 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12)*, Pittsburgh, PA, USA, 2007.

- Coste, P., Pouvreau, J., Laviéville, J., Boucker, M., Status of a Two-phase CFD Approach to the PTS Issue, Experiments and CFD Code Applications to Nuclear Reactor Safety, Grenoble, France, 2008.
- Cumo, M., Subcooled Flow Boiling Chf at High Liquid Velocity, Heat Transfer: 3rd UK National Heat Transfer Conference Incorporating; 1st European Conference on Thermal Sciences, Hemisphere Pub. Corp., 1992, pp. 15-33.
- Davis, J. R., Heat treating, 10., ASM International, Materials Park, Ohio, USA, 2007.
- Dhir, V. K., Mechanistic prediction of nucleate boiling heat transfer - Achievable or a hopeless task?, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 128 (2006) 1, 1-12.
- Fernandes, P., Prabhu, K. N., Effect of section size and agitation on heat transfer during quenching of AISI 1040 steel, Journal of Materials Processing Technology, 183 (2007) 1, 1-5.
- Fest-Santini, S., Wärmetübergang bei der Sprühkühlung mit intermittierenden Sprays oberhalb der Leidenfrosttemperatur, Doktorarbeit, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2009.
- Franc, R., Numerische Untersuchung des Einflusses von Faserverlauf und Abschreckbedingungen auf das Verzugsverhalten von Scheiben, Masterarbeit, Universität Bremen, 2012.
- Gerlach, D., Tomar, G., Biswas, G., Durst, F., Comparison of Volume-of-Fluid methods for surface tension-dominant two-phase flows, International Journal of Heat and Mass Transfer, 49 (2006) 3-4, 740-754.
- Gradeck, M., Kouachi, A., Lebouche, M., Volle, F., Maillet, D., Borean, J. L., Boiling curves in relation to quenching of a high temperature moving surface with liquid jet impingement, International Journal of Heat and Mass Transfer, 52 (2009) 5-6, 1094-1104.
- Greene, G. A., Irvine, T. F., The Effect of Water Subcooling on Film Boiling Heat Transfer from Vertical Cylinders, Heat Transfer 1994 - Proceedings of the Tenth International Heat Transfer Conference, Vol 5, (1994) 135, 75-80.
- Hammad, J., Mitsutake, Y., Monde, M., Movement of maximum heat flux and wetting front during quenching of hot cylindrical block, International Journal of Thermal Sciences, 43 (2004) 8, 743-752.
- Hammouda, N., Groeneveld, D. C., Cheng, S. C., Two-fluid modelling of inverted annular film boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer, 40 (1997) 11, 2655-2670.

- Hardt, S., Wondra, F., Evaporation model for interfacial flows based on a continuum-field representation of the source terms, *Journal of Computational Physics*, 227 (2008) 11, 5871-5895.
- Heming, C., Xieqing, H., Jianbin, X., Comparison of surface heat-transfer coefficients between various diameter cylinders during rapid cooling, *Journal of Materials Processing Technology*, 138 (2003) 1-3, 399-402.
- Herwig, H., Moschallski, A., *Wärmeübertragung: Physikalische Grundlagen*, 1. Auflage, Verlag Vieweg+Teubner (GWV), Wiesbaden, 2006.
- Hildebrand, J., Wudtke, I., Werner, F., Möglichkeiten der mathematischen Beschreibung von Phasenumwandlungen im Stahl bei Schweiß- und WIG-Nachbehandlungsprozessen, 17th International Conference on the Applications of Computer Science and Mathematics in Architecture and Civil Engineering, Weimar, Germany, 2006.
- Honda, H., Makishi, O., Yamashiro, H., Generalized stability theory of vapor film in subcooled film boiling on a sphere, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007) 17-18, 3390-3400.
- Honda, H., Takamatsu, H., Yamashiro, H., Stability of vapor film in subcooled forced-convection film boiling on a horizontal cylinder, *Heat Transfer* 1998, Vol 2, (1998), 297-302.
- Howard, A. H., Mudawar, I., Orientation effects on pool boiling critical heat flux (CHF) and modeling of CHF for near-vertical surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42 (1999) 9, 1665-1688.
- Jouhara, H. I., Axcell, B. P., Forced convection film boiling on spherical and plane geometries, *Chemical Engineering Research & Design*, 80 (2002) A3, 284-289.
- Jouhara, H., Axcell, B. P., Film boiling heat transfer and vapour film collapse on spheres, cylinders and plane surfaces, *Nuclear Engineering and Design*, 239 (2009) 10, 1885-1900.
- Kalkach-Navarro, S., Lahey, R. T., Drew, D. A., Meyder, R., Interfacial area density, mean radius and number density measurements in bubbly two-phase flow, *Nuclear Engineering and Design*, 142 (1993), 341-351.
- Kandakure, M. T., Patkar, V. C., Patwardhan, A. W., Characteristics of turbulent confined jets, *Chemical Engineering and Processing*, 47 (2008) 8, 1234-1245.
- Kandlikar, S. G., *Handbook of phase change: boiling and condensation*, Taylor & Francis, Philadelphia, PA, USA, 1999.

- Kandlikar, S. G., Critical Heat Flux in subcooled flow boiling - an assessment of current understanding and future directions for research, *Multiphase Science and Technology*, 13 (2001a) 3, 207-232.
- Kandlikar, S. G., A theoretical model to predict pool boiling CHF incorporating effects of contact angle and orientation, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, 123 (2001b) 6, 1071-1079.
- Kataoka, I., Kodama, S., Tomiyama, A., Serizawa, A., Study on analytical prediction of forced convective CHF based on multi-fluid model, *Nuclear Engineering and Design*, 175 (1997) 1-2, 107-117.
- Kim, C. S., Suh, K. Y., Park, G. C., Lee, U. C., Film Boiling Heat Transfer from Relatively Large Diameter Downward-facing Hemispheres, *Journal of the Korean Nuclear Society*, 35 (2003) 4, 274-285.
- Kobasko, N. I., Moskalenko, A. A., Totten, G. E., Webster, G. M., Experimental determination of the first and second critical heat flux densities and quench process characterization, *Journal of Materials Engineering and Performance*, 6 (1997) 1, 93-101.
- Kolev, N. I., Film boiling on vertical plates and spheres, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 18 (1998) 2, 97-115.
- Koncar, B., Kljenak, I., Mavko, B., Modelling of local two-phase flow parameters in upward subcooled flow boiling at low pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004) 6-7, 1499-1513.
- Krause, F., Schuttenberg, S., Fritsching, U., Modelling and simulation of flow boiling heat transfer, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 20 (2010) 3-4, 312-331.
- Krepper, E., Koncar, B., Egorov, Y., CFD modelling of subcooled boiling - Concept, validation and application to fuel assembly design, *Nuclear Engineering and Design*, 237 (2007a) 7, 716-731.
- Krepper, E., Vanga, B. N. R., Zaruba, A., Prasser, H. M., de Bertodano, M. A. L., Experimental and numerical studies of void fraction distribution in rectangular bubble columns, *Nuclear Engineering and Design*, 237 (2007b) 4, 399-408.
- Kunkelmann, C., Numerical Modeling and Investigation of Boiling Phenomena, *Doktorarbeit*, Technische Universität Darmstadt, 2011.
- Kwon, Y. M., Chang, S. H., A mechanistic critical heat flux model for wide range of subcooled and low quality flow boiling, *Nuclear Engineering and Design*, 188 (1999) 1, 27-47.

- Laurien, E., Oertel, H., Numerische Strömungsmechanik, 4. überarb. und erw. Auflage, Verlag Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2011.
- Le Corre, J.-M., Yao, S.-C., Amon, C. H., 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*, 240 (2010) 2, 235-244.
- Leblond, J. B., Devaux, J., A New Kinetic-Model for Anisothermal Metallurgical Transformations in Steels Including Effect of Austenite Grain-Size, *Acta Metallurgica*, 32 (1984) 1, 137-146.
- Lee, C. H., Mudawar, I., A Mechanistic Critical Heat-Flux Model for Subcooled Flow Boiling Based on Local Bulk Flow Conditions, *International Journal of Multiphase Flow*, 14 (1988) 6, 711-728.
- Lee, K. W., Lee, S. Y., An investigation of transition boiling mechanisms of subcooled water under forced convective conditions, *Nuclear Engineering and Design*, 177 (1997) 1-3, 25-39.
- Lee, W. H., A Pressure Iteration Scheme for Two-phase Flow Modeling, in: Veziroglu, T.N. Multiphase transport fundamentals, reactor safety, applications, Hemisphere Publishing, Washington, D.C., USA, 1980.
- Lhote, B., Delcourt, O., Gas Quenching with Helium in Vacuum Furnaces, *Proceedings of the First ASM Heat Treatment and Surface Engineering Conference in Europe*, Pts 1 and 2, 102 (1992), 867-884.
- Lior, N., The cooling process in gas quenching, *Journal of Materials Processing Technology*, 155 (2004), 1881-1888.
- Liščić, B., Tensi, H. M., Theory and technology of quenching: a handbook, Springer-Verlag, Berlin, 1992.
- Liščić, B., Heat Transfer Control During Quenching, *Materials and Manufacturing Processes*, 24 (2009) 7-8, 879-886.
- Liščić, B., Singer, S., Smoljan, B., Prediction of Quench-Hardness within the Whole Volume of Axially-Symmetric Workpieces of any Shape, *Strojnicki Vestnik-Journal of Mechanical Engineering*, 56 (2010a) 2, 104-114.
- Liščić, B., Tensi, H. M., Canale, L. C. F., Totten, G. E., Quenching theory and technology, 2., International Federation for Heat Treatment and Surface Engineering (IFHTSE), CRC Press, Boca Raton, FL, USA, 2010b.
- Liu, Q. S., Fukuda, K., Shiotsu, M., Forced Convection Film Boiling Heat Transfer Over a Vertical Cylinder, *Heat Transfer Engineering*, 32 (2011) 11-12, 996-1002.

- Lorstad, D., Fuchs, L., High-order surface tension VOF-model for 3D bubble flows with high density ratio, *Journal of Computational Physics*, 200 (2004) 1, 153-176.
- Lübben, T., Frerichs, F., Hoffmann, F., Zoch, H.-W., Rewetting behaviour during immersion quenching, *Proceedings of New Challenges in Heat Treatment and Surface Engineering: Conference in Honour of Prof. Bozidar Liscic, Durbovnik, Croatia, 2009*.
- Macchion, O., Zahrai, S., Bouwman, J. W., Heat transfer from typical loads within gas quenching furnace, *Journal of Materials Processing Technology*, 172 (2006) 3, 356-362.
- Majorek, A., Müller, H., Macherauch, E., Untersuchung zur Ortsabhängigkeit des Wärmeübergangs beim Tauchkühlen von Stahlzylindern, *HTM Härterei-Techn. Mitt*, 50 (1995) 1, 36-41.
- Mamun, A. A., Chowdhury, Z. R., Azim, M. A., Maleque, M. A., Conjugate Heat Transfer for a Vertical Flat Plate with Heat Generation Effect, *Nonlinear Analysis-Modelling and Control*, 13 (2008) 2, 213-223.
- Max-Planck-Institut für Eisenforschung, *Atlas zur Wärmebehandlung der Stähle*, Verlag Stahleisen, Düsseldorf, 2005.
- McHale, J. P., Garimella, S. V., Measurements of Bubble Nucleation Characteristics in Pool Boiling of a Wetting Liquid on Smooth and Roughened Surfaces, *Ht2008: Proceeding of the ASME Summer Heat Transfer Conference, Vol 3*, (2009), 619-629.
- McHale, J. P., Garimella, S. V., Bubble nucleation characteristics in pool boiling of a wetting liquid on smooth and rough surfaces, *International Journal of Multiphase Flow*, 36 (2010) 4, 249-260.
- Meduri, P. K., Warriar, G. R., Dhir, V. K., Wall heat flux partitioning during subcooled forced flow film boiling of water on a vertical surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 (2009) 15-16, 3534-3546.
- Mozumder, A. K., *Thermal and Hydrodynamic Characteristics of Jet Impingement Quenching for High Temperature Surface*, PhD Thesis, Saga University, Japan, 2006.
- Mozumder, A. K., Monde, M., Woodfield, P. L., Islam, M. A., Maximum heat flux in relation to quenching of a high temperature surface with liquid jet impingement, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 (2006) 17-18, 2877-2888.
- Narazaki, M., Fuchizawa, S., Usuba, M., Effects of Specimen Geometry on Characteristic Temperature during Quenching of Heated Metals in Subcooled Water, *Tetsu to Hagane-Journal of the Iron and Steel Institute of Japan*, 75 (1989) 4, 634-641.
- Nukiyama, S., The maximum and Minimum Values of Heat Transmitted from Metal to Boiling Water Under Atmosphere Pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9 (1966) 12, 1419-1433.

- Ono, A., Sakashita, H., Measurement of surface dryout near heating surface at high heat fluxes in subcooled pool boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 (2009) 3-4, 814-821.
- Podowski, M. Z., Multidimensional modeling of two-phase flow and heat transfer, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 18 (2008) 3-4, 491-513.
- Podowski, M. Z., Alajbegovic, A., Kural, N., Drew, D. A., Lahey, R. T., Mechanistic modeling of CHF in forced-convection subcooled boiling, *Convective Flow and Pool Boiling*, (1999), 245-252.
- Prosperetti, A., *Computational methods for multiphase flow*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2009.
- Ranz, W. E., Marshall, W. R., Evaporation from Drops, Part I, *Chemical Engineering Progress*, 48 (1952a), 141-146.
- Ranz, W. E., Marshall, W. R., Evaporation from Drops, Part II, *Chemical Engineering Progress*, 48 (1952b), 173-180.
- Rose, A., Hougardy, H., Max-Planck-Institut für Eisenforschung, *Atlas zur Wärmebehandlung der Stähle*, Verl. Stahleisen, Düsseldorf, 1972.
- Sakurai, A., Mechanisms of transitions to film boiling at CHF's in subcooled and pressurized liquids due to steady and increasing heat inputs, *Nuclear Engineering and Design*, 197 (2000) 3, 301-356.
- Sakurai, A., Shiotsu, M., Hata, K., Fukuda, K., Mechanisms of subcooled flow boiling critical heat fluxes on vertical cylinder surface and on short tube inner surface in water flowing upward at various pressures, *Heat Transfer*, Vol.2, (1998), 351-356.
- Schiller, L., Naumann, Z., Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, 77 (1935), 143.
- Shiotsu, M., Hama, K., Film boiling heat transfer from a vertical cylinder in forced flow of liquids under saturated and subcooled conditions at pressures, *Nuclear Engineering and Design*, 200 (2000) 1-2, 23-38.
- Sinkevich, O. A., Waves on the surface of a vapor film under conditions of intensive heat fluxes, *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys*, 78 (2008) 3 Pt 2, 036318-036311 - 036318-036319.
- Situ, R., Hibiki, T., Ishii, M., Mori, M., Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 (2005) 25-26, 5536-5548.

- Son, G., Dhir, V. K., A level set method for analysis of film boiling on an immersed solid surface, *Numerical Heat Transfer Part B-Fundamentals*, 52 (2007) 2, 153-177.
- Son, G., Dhir, V. K., Numerical simulation of nucleate boiling on a horizontal surface at high heat fluxes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (2008) 9-10, 2566-2582.
- Srinivasan, V., Moon, K. M., Greif, D., Wang, D. M., Kim, M. H., Numerical simulation of immersion quench cooling process using an Eulerian multi-fluid approach, *Applied Thermal Engineering*, 30 (2010a) 5, 499-509.
- Srinivasan, V., Moon, K. M., Greif, D., Wang, D. M., Kim, M. H., Numerical simulation of immersion quenching process of an engine cylinder head, *Applied Mathematical Modelling*, 34 (2010b) 8, 2111-2128.
- Stark, P., Fritsching, U., Modeling and Simulation of Film and Transitional Boiling Processes on a Metallic Cylinder During Quenching, *Journal of ASTM International*, 8 (2011) 10.
- Stich, A., Spengler, A., Spies, H. J., Tensi, H. M., Einfluß der Probengeometrie auf Benetzung und Härte beim Wasserabschrecken, *HTM Härtereitechn. Mitt*, 51 (1996) 4, 215.
- Stich, A., Tensi, H. M., Wärmeübergang und Temperaturverteilung mit Benetzungsablauf beim Tauchkühlen, *Härtereitechnische Mitteilungen*, 5 (1995) 1, 31-35.
- Strubelj, L., Tiselj, I., Two-fluid model with interface sharpening, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 85 (2011) 5, 575-590.
- Strubelj, L., Tiselj, I., Mavko, B., Simulations of free surface flows with implementation of surface tension and interface sharpening in the two-fluid model, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30 (2009) 4, 741-750.
- Tanaka, H., On the Stability of Vapor Film in Pool Film Boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31 (1988) 1, 129-134.
- Tensi, H. M., Künzel, T., Stitzelberger, P., Benetzungskinetik als wichtige Kenngröße für die Härtung beim Tauchkühlen, *HTM Härtereitechn. Mitt*, 42 (1987) 3, 125-131.
- Tensi, H. M., Stich, A., Influence of Wetting Kinematics on Temperature Distribution and Heat Flux, *Heat Treating: Equipment and Processes*, (1994), 327-335.
- Tensi, H. M., Stich, A., Martens Hardening of Steel - Prediction of Temperature Distribution and Surface Hardness, *Proceedings of the First ASM Heat Treatment and Surface Engineering Conference in Europe*, Pts 1 and 2, 102 (1992), 741-754.
- Tensi, H. M., Stich, A., Spies, H. J., Spengler, A., Grundlagen des Abschreckens durch Tauchkühlen, *HTM Härtereitechn. Mitt*, 50 (1995) 4, 254-258.

- Tensi, H. M., Stitzelberger-Jakob, P., Bedeutung des H-Wertes für die Bestimmung der Härteverteilung, HTM Härtereitechn. Mitt, 44 (1989) 2, 99-105.
- Tensi, H. M., Stitzelberger-Jakob, P., Stich, A., Steuern und Berechnen der Abkühlung zylinderförmiger Körper und Vorherbestimmung der Härteverteilung, HTM Härtereitechn. Mitt, 45 (1990) 3, 145-151.
- Tolubinskiy, V. I., Kostanchuk, D. M., Vapour Bubble Growth Rate and Heat Transfer Intensity at Subcooled Water Boiling, Proceedings of the 4th International Heat Transfer Conference, Paris, France, 1970.
- Tong, L. S., Boiling heat transfer and two-phase flow, Krieger, Huntington, 1975.
- Tong, L. S., Boundary-Layer Analysis of Flow Boiling Crisis, International Journal of Heat and Mass Transfer, 11 (1968) 7, 1208-1211.
- Totten, G. E., Bates, C. E., Clinton, N. A., Handbook of quenchants and quenching technology, Digital Print, ASM International, Materials Park, Ohio, USA, 2011.
- Truckenbrodt, E., Fluidmechanik 2: Elementare Strömungsvorgänge dichteänderlicher Fluide sowie Potential- und Grenzschichtströmungen, 4. ergänzte Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1999.
- Tu, J. Y., The influence of bubble size on void fraction distribution in subcooled flow boiling at low pressure, International Communications in Heat and Mass Transfer, 26 (1999) 5, 607-616.
- Tu, J. Y., Yeoh, G. H., On numerical modelling of low-pressure subcooled boiling flows, International Journal of Heat and Mass Transfer, 45 (2002) 6, 1197-1209.
- VDI, Verein Deutscher Ingenieure - Wärmeatlas, 10. bearb. u. erw. Aufl, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006.
- Vergara-Hernandez, H. J., Hernandez-Morales, B., A novel probe design to study wetting front kinematics during forced convective quenching, Experimental Thermal and Fluid Science, 33 (2009) 5, 797-807.
- Vijaykumar, R., Dhir, V. K., An Experimental-Study of Subcooled Film Boiling on a Vertical Surface - Hydrodynamic Aspects, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 114 (1992a) 1, 161-168.
- Vijaykumar, R., Dhir, V. K., An Experimental-Study of Subcooled Film Boiling on a Vertical Surface - Thermal Aspects, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 114 (1992b) 1, 169-178.
- Vishnuvardhanarao, E., Das, M. K., Computational study of heat transfer in a conjugate turbulent wall jet flow at high Reynolds number, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 130 (2008) 7.

- Warrier, G. R., Dhir, V. K., Heat transfer and wall heat flux partitioning during subcooled flow nucleate boiling - A review, *Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME*, 128 (2006) 12, 1243-1256.
- Weisman, J., Pei, B. S., Prediction of Critical Heat-Flux in Flow Boiling at Low Qualities, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26 (1983) 10, 1463-1477.
- Wiberg, R., Lior, N., Heat transfer from a cylinder in axial turbulent flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 (2005) 8, 1505-1517.
- Worch, H., Pompe, W., Schatt, W., *Werkstoffwissenschaft*, 10. vollst. überarb. Aufl., Wiley-VCH, Weinheim, 2011.
- Yeoh, G. H., Cheung, S. C. P., Tu, J. Y., Ho, M. K. M., Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (2008) 15-16, 3840-3853.
- Yeoh, G. H., Tu, J., *Computational Techniques for Multiphase Flows*, 1. Auflage, Elsevier professional, 2009.
- Yuan, K., Ji, Y., Chung, J. N., Numerical modeling of cryogenic chilldown process in terrestrial gravity and microgravity, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30 (2009) 1, 44-53.
- Zikanov, O., *Essential computational fluid dynamics*, Wiley, Hoboken, NJ, USA, 2010.

A Anhang

A.1 Modellparameter und Einflussgrößen im Simulationsmodell

A.1.1 Unterrelaxation der Dampfbildungsrate ε

Die aus der Unterrelaxation der Dampfbildungsrate ε (s. Kapitel 4.2.2) resultierenden Abkühlkurven an der Oberfläche der Probe $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ zeigt Bild 79 an für verschiedene Werte von ε bei $v_0 = 0,3 \text{ m/s}$.

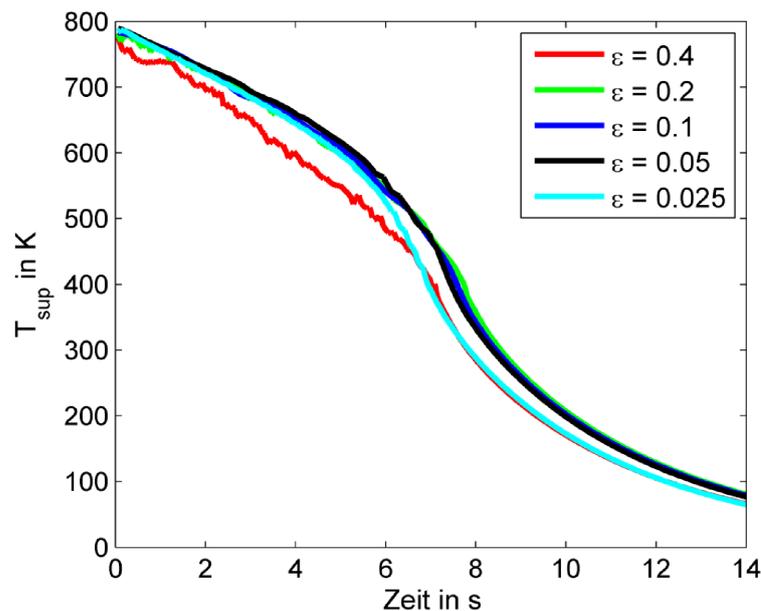


Bild 79: Lokale Abkühlkurven für verschiedene Unterrelaxationsparameter ε im Vergleich ($z/L = 1/4$)

Für Werte im Bereich $0,05 \leq \varepsilon \leq 0,2$ liegen nahezu identische Verläufe der lokalen Abkühlkurven in allen Siedephasen vor (für $\varepsilon = 0,2$ sind noch leichte Schwankungen in der Filmsiedephase erkennbar). Dagegen zeigen die Abkühlkurven für den maximalen und minimalen untersuchten Wert von $\varepsilon = 0,4$ bzw. $\varepsilon = 0,025$ einen abweichenden Abkühlverlauf während der Phase des Filmsiedens sowie hinsichtlich des Leidenfrostpunktes, der für den lokalen Zusammenbruch des Siedefilms an der heißen Oberfläche steht. Auf Basis dieser Daten wurde deshalb der Wert des Unterrelaxationsparameters der Dampfbildung in dieser Arbeit mit

$$\varepsilon = 0,1$$

Gl. 64

für alle durchgeführten zweiphasigen Strömungssimulationen festgelegt.

A.1.2 Dampfblasendurchmesser

Der im Siedemodell vorzugebende Dampfblasendurchmesser d_b beeinflusst die Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten zwischen den Phasen (s. Kapitel 4.1.3). Der Einfluss dieser Größe auf das Simulationsergebnis in den verschiedenen Siedephasen wird im Folgenden erläutert.

Filmsiedephase

Während der Phase des Filmsiedens (bei $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$) wird die Wärme im Modellansatz allein durch Wärmeleitung im Dampf übertragen, so dass der fluidseitige Wärmeübergang an der Wand aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit (beabsichtigtweise) limitiert ist. Es bildet sich im Dampf film auf einer vergleichsweise geringen Strecke in wandnormaler Richtung ein Temperaturgradient von der Wandtemperatur T_{wand} bis zur Siedetemperatur T_{siede} aus. Im Siedemodell ist der Wärmetransport durch Wärmestrahlung von der Wand an die Phasengrenzfläche nicht implementiert (s. Abschätzung im Kapitel A.1.6).

Die beschriebenen Auswirkungen des Dampfblasendurchmessers auf das Simulationsergebnis zeigt das Bild 80. Dabei steht $d_b = 1 \cdot d_{b,0}$ für den im Rahmen dieser Arbeit gemäß Kapitel 4.1.4 verwendeten Dampfblasendurchmesser.

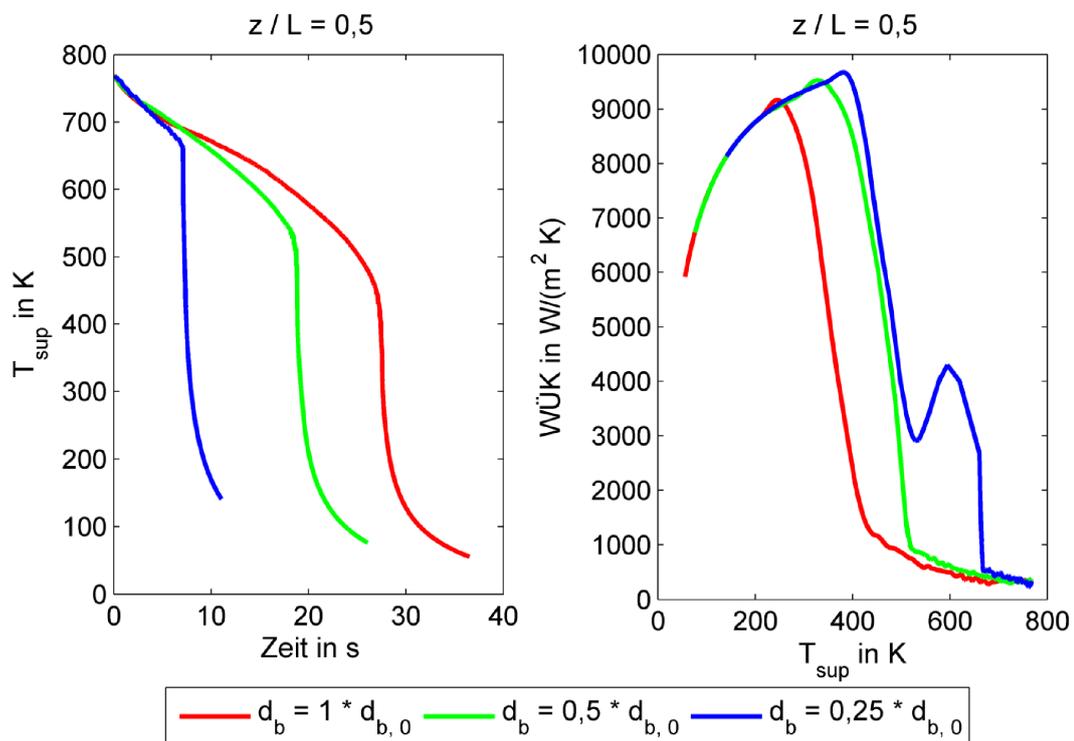


Bild 80: Lokaler Abkühlverlauf und oberflächentemperaturabhängiger Wärmeübergangskoeffizient aus der Simulation bei verschiedenen Dampfblasendurchmessern d_b

In der Filmsiedephase bedeuten niedrige Dampfblasendurchmesser im Hinblick auf den ermittelten Wärmeaustausch, dass aufgrund der sich ergebenden hohen Austauschfläche zwischen den Phasen der Wärmeübergang vom Dampf- an die Liquidphase steigt. Ist der maximale Dampfblasendurchmesser bei $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 1$ zu niedrig gewählt, wird im Simulationsmodell an der Dampf-Liquid-Kontaktstelle mehr Energie dem Dampfpolster entnommen, als ihm durch den Wärmestrom an der Wand hinzugefügt werden kann. Zunächst bedeutet dies nur die zunehmende Erwärmung der Liquidphase und damit ein potenzielles zusätzliches Verdampfen von Liquid in den betroffenen Bereichen. Dadurch wird jedoch aufgrund der zusätzlich benötigten Energie in Form von Verdampfungsenthalpie der unmittelbaren Umgebung erneut Wärme entzogen, so dass in der Folge der Temperaturgradient im Dampffilm größer wird. Letztlich steigt dadurch der Wärmeübergang in den mit Dampffilm bedeckten Oberflächenbereichen zu stark an. Die von Dampffilm belegten Teilbereiche der Oberfläche kühlen stark aus, so dass die Leidenfrosttemperatur lokal früh unterschritten wird. Zusätzlich zieht ein geringerer Dampfblasendurchmesser eine höhere konstitutionelle Liquidüberhitzung und damit eine höhere Wärmestromdichte zur zusätzlichen Verdampfung im entwickelten Siedemodell nach sich (s. Kapitel 3.6 und 4.2), so dass der Dampffilmzusammenbruch bzw. der Übergang vom Film- zum Blasensieden bei höheren Wandtemperaturen erfolgt.

Zu niedrige Dampfblasendurchmesser d_b können im Modell zu einer starken Auskühlung der Dampfanteile in Wandnähe führen, so dass in Oberflächennähe die Siedetemperatur im Dampf unterschritten wird. Es erfolgt Kondensation in unmittelbarer Bauteilnähe und sofortiger Liquidkontakt an der Wand. Im umgekehrten Falle kann durch zu hohe Dampfblasendurchmesser der Wärmestrom durch das Dampfpolster so niedrig werden, dass die Filmsiedephase über einen zu großen Zeitraum vorliegt.

Phase des Blasensiedens

Nach dem Siedefilmzusammenbruch verursacht der implementierte Abfall des Dampfblasendurchmessers bis zu $d_{b,\text{min}}$ bei $\alpha_{\text{vap}} \rightarrow 0$ die notwendige Änderung des für den Wärmeübergang zuständigen Mechanismus. Die geringeren Dampfblasendurchmesser ermöglichen während des Blasensiedens im Bereich $0 < \alpha_{\text{vap}} < 1$ eine wiederkehrende Abfolge aus Verdampfung und Rekondensation. Der Wärmeübergang wird durch die in unmittelbarer Wandnähe innerhalb des dort befindlichen Liquids „verbrauchte“ Verdampfungsenthalpie stark erhöht. Die Dampfblasen können aufgrund des geringeren Dampfblasendurchmessers gut von der Strömung abtransportiert werden, kühlen rasch ab und kondensieren. Auf diese Weise kann dieser Vorgang häufig wiederholend stattfinden und den effizienten Wärmeübergangsmechanismus in guter Näherung abbilden.

Fazit und Ausblick

Die Ausgestaltung der im Siedemodell angenommenen Dampfblasendurchmesser erfolgte, wie im Kap 4.1.4 beschrieben, basierend auf den Größenordnungen der in der Literatur angegebenen Werte. Insbesondere hinsichtlich der Siedefilmkinetik und der Leidenfrosttemperatur konnte Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erreicht werden. Die während des Blasensiedens auftretenden maximalen lokalen Abkühlraten werden vom Simulationsmodell in ihrer maximalen Intensität überschätzt, so dass für zukünftige Modelloptimierungen insbesondere hier ein mögliches Augenmerk zu legen wäre.

Darüber hinaus wäre eine Anpassung des maximalen und minimalen Dampfblasendurchmessers, bspw. als Funktion der Anströmgeschwindigkeit v_0 oder von der Orientierung der jeweiligen Teilflächen denkbar. Zusätzliche Detailgrade könnten über die Abhängigkeit von der Dampftemperatur erreicht werden. Voraussetzung für diese Modellerweiterungen ist eine geeignete experimentelle Datenbasis.

A.1.3 Impulsaustausch

Der Einfluss des Dampfblasendurchmessers auf den Impulsaustausch zwischen der Dampf- und der Liquidphase im entwickelten Siedemodell soll hier ebenfalls abgeschätzt werden.

Filmsiedephase

Innerhalb der Filmsiedephase bewirken die im Siedemodell gewählten maximal auftretenden Dampfblasendurchmesser, dass der Impulsaustausch aufgrund der geringeren zur Verfügung stehenden Austauschfläche niedrig ausfällt. Dadurch wird verhindert, dass die Liquidströmung die vorhandenen Dampfgehalte in Wandnähe (zumindest bei vergleichsweise geringen Relativgeschwindigkeiten zwischen den Phasen) mitreißt und dadurch der Dampffilm aufbricht. Dieser Mechanismus könnte ansonsten unabhängig von dem Wärmeaustausch im Dampffilm für einen sofortigen Dampffilmzusammenbruch sorgen. Allerdings hat sich dieser Ansatz als nicht ausreichend herausgestellt, um das Fehlen der die Phasengrenzfläche stabilisierenden Kräfte der Grenzflächenspannung σ und dem entgegenwirkenden erhöhten Dampfdruck im Inneren der Blase zu kompensieren. Insbesondere an der Mantelfläche des Körpers treten bei der Verwendung eines isotropen Modells für den Impulsaustausch Instabilitäten des Dampffilms auf. In der Literatur werden verschiedene Ansätze verfolgt, die Phasengrenzfläche schärfer auszuprägen bzw. zu stabilisieren. Ein Ansatz stellt die Verwendung eines anisotropen Drag-Modells dar [Strubelj et al., 2009]. Die resultierenden Unterschiede hinsichtlich der Dampffilmstruktur in der Strömungssimulation zeigt das Bild 81.

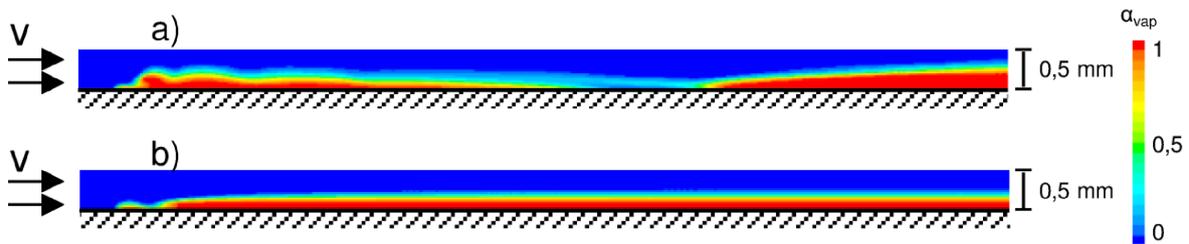


Bild 81: In wandparalleler Richtung überströmter Dampffilm bei konstanter Wandtemperatur $T_{\text{sup}} = 800 \text{ K}$ bei Verwendung eines a) isotropen und b) anisotropen Drag-Modells

Nach einer Einlauflänge aufgrund der hohen Verdampfungsraten ist der sich bildende Dampffilm in Wandnähe zu erkennen. Im isotropen Drag-Modell wird der Dampffilm mit zunehmender Laufrichtung auch in wandnormaler Richtung beschleunigt, so dass die Dampfströmung ausgedünnt und stellenweise eine lokale Wiederbenetzung der heißen Oberfläche erfolgt. Bei Verwendung eines anisotropen Drag-Ansatzes wird die wandnormale Beschleunigung des Dampfes soweit gemindert, dass die geschichtete Anordnung der Strömung auch über große Lauflängen der wandparallelen Liquidströmung aufrechterhalten wird.

Blasensieden

Nach dem lokalen Dampffilmzusammenbruch ermöglicht der verringerte Dampfblasendurchmesser einen effizienten Abtransport des Dampfes durch die Liquidströmung.

Fazit und Ausblick

Der Mechanismus zur Stabilisierung des Dampffilms hat sich im beschriebenen Geschwindigkeitsbereich $v_0 \leq 1 \text{ m/s}$ als gut geeignet zur Modellierung der Siedeprozesse bei der Zylinderabschreckung herausgestellt. Bei der Simulation deutlich höherer Geschwindigkeiten konnte ein frühes Aufbrechen des Dampffilms festgestellt werden. An dieser Stelle ist eine Modelloptimierung notwendig.

A.1.4 Zellgröße des numerischen Gitters

Abhängigkeiten

Im wandnahen Bereich, in dem Verdampfung auftritt, ist eine wechselseitige Abhängigkeit zwischen der Ausdehnung der Zellen in wandnormaler Richtung und der in den Quell- und Senkentermen des Siedemodells berücksichtigten mittleren Zelltemperaturen und dem vorzugebenden Dampfblasendurchmesser d_b vorhanden. Im Euler-Euler-Mehrfluid-Ansatz ist eine feine Auflösung der Dampfblasen mit Gitterzellen, die kleiner gewählt werden als der Dampfblasendurchmesser, nicht sinnvoll. Aus diesen Gründen wurde auf die Notwendigkeit

der Abstimmung der Zellgrößen und der minimal auftretenden Blasendurchmesser im Modell bereits in der zitierten Literatur hingewiesen (s. Kapitel 4.1.4). Die mittlere Zelltemperatur kann als die mittlere Dampftemperatur innerhalb dieser Blasen interpretiert werden.

Fazit und Ausblick

Für das Siedemodell ist eine von der Probengeometrie abhängige Netzgestaltung unter Beachtung der beschriebenen Abhängigkeiten vorzusehen. Bei korrekter geometrischer Netzgestaltung ist es möglich, den Siedemodellansatz auch für andere Bauteilgeometrien oder grundlegend verschiedenartige Strömungsformen (z.B. radiale Umströmung eines Körpers, Prallströmungen) einzusetzen.

A.1.5 Druckeinflüsse

Aufgrund der im Simulationsmodell nicht enthaltenen Oberflächenspannungseffekte an der Phasengrenzfläche sowie der Einschränkung des Euler-Euler-Mehrfluid-Ansatzes, nur ein geteiltes Druckfeld für beide Phasen zu berechnen, wird der Einfluss einer Verschiebung der Siedetemperatur aufgrund des erhöhten Druckes im Inneren der Dampfblase (s. Kapitel 3.6) nicht berücksichtigt. Das gleiche gilt für einen möglicherweise erhöhten Staudruck auf den direkt mit der eintreffenden Liquidströmung beaufschlagten Teilflächen des Körpers sowie für die Änderung des statischen Druck entlang der Probenlänge im Tauchbad. Aufgrund der vergleichsweise geringen Strömungsgeschwindigkeiten bzw. der geringen Längen der untersuchten Probengeometrien sind die durch diesen Effekt hervorgerufenen Druckänderungen vernachlässigbar.

A.1.6 Einfluss der Wärmestrahlung

Während der lokale, zeitabhängige Wärmestrom aufgrund von Konvektion \dot{q}_{konv} als Ergebnis aus der numerischen Simulation des Abschreckprozesses erhalten wird, ist der Einfluss des Wärmeübergangs durch Strahlung \dot{q}_{rad} in dem Simulationsmodell nicht berücksichtigt. Der Gesamtwärmestrom $\dot{q}_{\text{gesamt}} = \dot{q}_{\text{rad}} + \dot{q}_{\text{konv}}$ setzt sich aus der Summe dieser beiden Teilwärmeströme zusammen [Meduri et al., 2009]. Um den Anteil der Wärmestrahlung am Gesamtwärmestrom während der Abschreckung abzuschätzen, wird der Teilwärmestrom \dot{q}_{rad} berechnet. Die auf den Einfluss der Wärmeübertragung durch Wärmestrahlung zurückzuführende Wärmestromdichte \dot{q}_{rad} [W/m²] ist [Baehr und Stephan 2006]:

$$\dot{q}_{\text{rad}} = \sigma \varepsilon \left(T_{\text{wand}}^4 - T_{\text{Umgebung}}^4 \right) \quad \text{Gl. 65}$$

Die Stefan-Boltzmann-Konstante beträgt $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ [W/(m}^2\text{K}^4\text{)]}$, ε steht für die Emissivität [-] der abstrahlenden Oberfläche. Als Umgebungstemperatur wird $T_{\text{Umgebung}} = T_{\text{siede}} = 373,15 \text{ K}$ angenommen. Für die Emissivität ε der abstrahlenden Oberfläche werden verschiedene Werte $0,15 \leq \varepsilon \leq 0,8$ für Stahloberflächen (oxidiert und poliert) angenommen [Böckh 2006; VDI 2006]. Der flächenbezogene Mittelwert von \dot{q}_{rad} an der Mantelfläche des dünnen Zylinders $\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ ist in Bild 82 über der flächengemittelten Wandüberhitzung T_{sup} dargestellt.

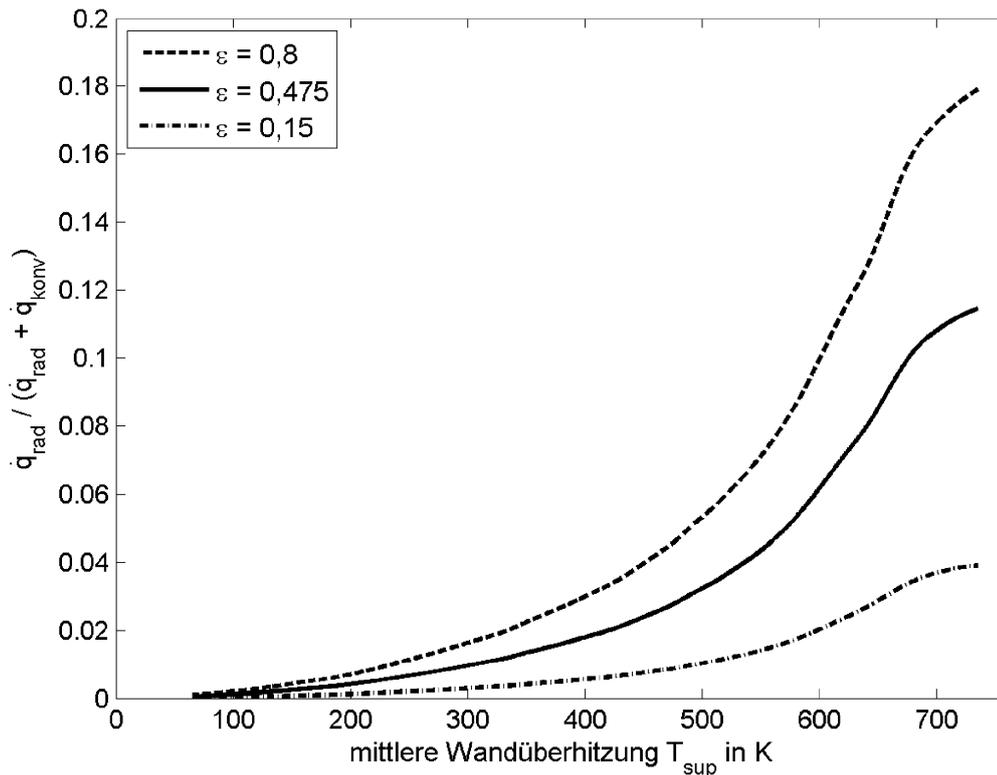


Bild 82: Anteil der Wärmestrahlung am Gesamtwärmestrom an der Mantelfläche des zylindrischen Bauteils ($\varnothing 30 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$, $v_0 = 0,5 \text{ m/s}$ und $T_{\text{liq},0} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$)

Ausgehend von einer hohen Wandüberhitzung T_{sup} ist ein Abfall des Anteils der Wärmestrahlung \dot{q}_{rad} am Gesamtwärmestrom im Verlauf der Abschreckung zu erkennen. Bei einer Emissivität von $\varepsilon = 0,8$ für oxidierte Oberflächen erfolgen zu Beginn der Abschreckung ca. 18 % der Gesamtwärmestromdichte durch Wärmestrahlung. Jedoch fällt dieser Anteil bereits für Wandüberhitzungen von $T_{\text{sup}} < 600 \text{ K}$ auf weniger als 10 % ab und hat im weiteren Verlauf der Abkühlung nur noch einen geringen Einfluss.

In der Filmsiedephase wird durch Wärmestrahlung ein zusätzlicher Wärmestrom zwischen der Wand und der Phasengrenzfläche realisiert, der im vorliegenden Modell nicht berücksichtigt werden kann. Dies äußert sich im Modell in einem steileren Temperaturgradienten im

Dampffilm und führt hinsichtlich des Simulationsergebnisses zu tendenziell zu geringen Dampffilmdicken. Aus diesem Grund ist die Implementierung der Wärmestrahlung für zukünftige Weiterentwicklungen des Simulationsmodells von Bedeutung.

A.2 Stoffwerte

Für Wasser wurden in der Liquid- und Dampfphase temperaturabhängige Stoffwerte nach [Baehr und Stephan 2006] verwendet, siehe Tabelle 14. Temperaturabhängige Änderungen der Dichten beider Phasen werden über den Boussinesq-Ansatz in der Simulation berücksichtigt (s. Kapitel 4.1.2)

Tabelle 14: Stoffwerte von Wasser (flüssig und dampfförmig) in der Strömungssimulation [Baehr und Stephan 2006]

	T [K]	ρ [kg/m ³]	c_p [J/(kg K)]	λ [W/(m K)]	η [kg/(m s)]	β [K ⁻¹]
flüssig	313,15	998,2	4179	0,629	$6,53 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
	323,15		4180	0,64	$5,47 \cdot 10^{-4}$	
	333,15		4183	0,651	$4,66 \cdot 10^{-4}$	
	343,15		4188	0,66	$4,03 \cdot 10^{-4}$	
	353,15		4196	0,667	$3,54 \cdot 10^{-4}$	
	363,15		4195	0,673	$3,14 \cdot 10^{-4}$	
	373,15		4210	0,678	$2,82 \cdot 10^{-4}$	
dampf- förmig	373,15	0,5	2042	0,02508	$1,15 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
	473,15		1975	0,03328	$1,62 \cdot 10^{-5}$	
	573,15		2013	0,04342	$2,03 \cdot 10^{-5}$	
	673,15		2070	0,05476	$2,45 \cdot 10^{-5}$	
	773,15		2135	0,06697	$2,86 \cdot 10^{-5}$	
	873,15		2203	0,07989	$3,26 \cdot 10^{-5}$	
	973,15		2273	0,09337	$3,65 \cdot 10^{-5}$	
	1073,15		2343	0,1073	$4,04 \cdot 10^{-5}$	
	1173,15		2412	0,1217	$4,41 \cdot 10^{-5}$	
	1273,15		2478	0,1633	$4,77 \cdot 10^{-5}$	

Für das Material des zylindrischen Probenkörpers sind in der Simulation die temperaturabhängigen Stoffwerte des austenitischen Werkstoffs 1.4305 (keine metallische Phasenumwandlung) entsprechend [Eisenforschung 2005] gemäß Tabelle 15 zugrunde gelegt worden.

Tabelle 15: Stoffwerte des austenitischen Werkstoffs 1.4305

T [K]	ρ [kg/m ³]	c_p [J/(kg K)]	λ [W/(m K)]
293,15	$-3,071 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 4,023 \cdot 10^{-1} \cdot T + 7992$	482	12,6
1273,15		645	27,6

Zwischen den gegebenen Stoffwerten aus Tabelle 14 und Tabelle 15 wurde jeweils ein linearer Verlauf interpoliert (Der Verlauf der Dichte des Probenwerkstoffs wurde als Polynom zweiter Ordnung in Abhängigkeit von der Temperatur [K] implementiert).