

Lehrstuhl für Thermodynamik
Technische Universität München

***Bestimmung des Blasenverhaltens beim unterkühlten
Strömungssieden mit der digitalen Bildfolgenanalyse***

Reinhold Maurus

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR-INGENIEURS
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. R. Schilling

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. D. Hein, i.R.

Die Dissertation wurde am 7. November 2002
bei der Technische Universität München eingereicht und durch
die Fakultät für Maschinenwesen am 5. März 2003 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München.

Mein besonderer Dank gilt meinem verehrten Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer, der durch seine wertvollen Anregungen, sein stetes Interesse sowie durch die richtungsweisenden Diskussionen entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Sein entgegengebrachtes Vertrauen ermöglichte mir ein selbständiges und eigenverantwortliches Arbeiten an der mir übertragenen wissenschaftlichen Thematik.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. i.R. D. Hein möchte ich mich für die freundliche Übernahme des Koreferates und bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. R. Schilling für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung bedanken.

Allen Kolleginnen und Kollegen – insbesondere meinen Bürokollegen Ulrich Zech, Marco Auer und Stephan Pettinger – bin ich für die gute Zusammenarbeit, für ihre Hilfsbereitschaft, für die gewinnbringenden Diskussionen und für das stets angenehme Arbeitsklima dankbar. Ebenso möchte ich allen Studenten danken (in chronologischer Reihenfolge: Stephan Eelman, Andreas Görg, Andrea Kohler, Thomas Hülß, Kristina Hermanson, Volodymyr Ilchenko, Stefan Doppelberger, Norbert Krasznai), welche mit ihren Studien- und Diplomarbeiten wertvolle Beiträge zu dieser Arbeit geleistet haben.

Bei den Angestellten des Lehrstuhls, sowohl im Sekretariat als auch in der Elektrowerkstatt und mechanischen Werkstatt bedanke ich mich für die tatkräftige Unterstützung.

Für die umfangreichen Diskussionen und Anregungen möchte ich an dieser Stelle allen „Siederkollegen“ des DFG Paketantrages „Thermo- und Fluidodynamik beim Sieden“ danken. Ebenso gilt mein Dank der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung dieses Forschungsvorhabens und Thilo Schwidurski für das aufmerksame Korrekturlesen.

Ein herzliches Vergelt's Gott gebührt meinen Eltern und Geschwistern, die mich während meiner gesamten Ausbildung begleitet und unterstützt haben.

Kurzfassung

Der Prozess des Blasensiedens ist ein sehr effizienter Wärmeübertragungsmodus, weshalb er in der Technik häufig Anwendung findet. Trotz intensiver Bemühungen ist es allerdings bisher noch nicht gelungen, die physikalischen Vorgänge beim Blasensieden vollständig zu verstehen. In der vorliegenden Arbeit wurde deshalb das Erscheinungsbild des partiellen und ausgebildeten Siedeprozesses beim unterkühlten Strömungssieden mit modernen, optischen Messverfahren untersucht. Der Schwerpunkt dieser Studie lag in der Entwicklung und Anwendung neuer, automatisierter Mess- und Analysemethoden, die einerseits die Quantifizierung des Blasenverhaltens hinsichtlich bekannter Parameter erlauben und andererseits die charakteristischen Zeit- und Längenskalen des chaotisch erscheinenden Siedeprozesses extrahieren können. Mit der vollkommen neuartigen Betrachtungsweise dieser Arbeit konnte erstmals für die Beschreibung des Blasenverhaltens am Beispiel des untersuchten Siedevorgangs eine statistisch gesicherte Basis bereitgestellt werden.

Abstract

Nucleate boiling is a very efficient heat transfer mechanism and therefore applied in many technical applications. Although intensive efforts were performed in the past to describe the physical phenomena of the nucleate boiling process, it is sometimes a controversial issue and the knowledge is still fragmentary. In the present study the appearance of the partially and fully developed boiling process under subcooled flow conditions was investigated by using modern optical measurement techniques. The emphasis of this study was the development and the application of novel automated measuring and analysis methods in order to characterise the bubble behaviour with respect to well known parameters as well as to characteristic time and length scales. Using this approach of investigation it was first possible to present statistical results of the bubble behaviour which are provided on a wider database than those available in the past.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation für den Einsatz der Siedekühlung	1
1.2	Ziel der Studie und Strukturierung der Arbeit	2
2	Grundlagen	5
2.1	Strömungsformen und Wärmeübertragungsregimes	5
2.2	Blasensieden ohne Konvektion (Behältersieden)	10
2.2.1	Mechanismen der Wärmeübertragung	10
2.2.2	Modellvorstellungen zum Blasensieden	11
2.2.3	Wärmeübertragungskorrelationen.....	14
2.3	Charakteristische Kenngrößen beim Sieden	19
2.4	Messmethoden für Untersuchungen des Blasensiedens	23
2.5	Blasenverhalten beim unterkühlten Strömungssieden	24
2.6	Abgrenzung dieser Studie	25
3	Versuchsaufbau	27
3.1	Anlage	27
3.2	Messstrecke.....	31
3.3	Messtechnik	35
3.3.1	Messwerterfassung.....	35
3.3.2	Bestimmung der Wärmestromdichte und der Heizflächentemperatur.....	37
3.3.3	Bestimmung des Temperaturprofils der Kanalströmung.....	39
3.4	Optische Messmethoden	40
3.4.1	Hochauflösende CCD-Kamera	41
3.4.2	Hochgeschwindigkeitskinematographie	41
3.4.3	Particle Image Velocimetry (PIV)	42
3.5	Beleuchtungsmethoden	45
3.5.1	Bildebene parallel zur Heizfläche	45
3.5.2	Bildebene normal zur Heizfläche.....	46
3.5.3	Einsatz von fluoreszierenden Tracern (LIF)	47
3.5.4	Vergleich.....	51
3.6	Versuchsdurchführung	52
4	Algorithmen für die Bildanalyse	54
4.1	Grundbegriffe der digitalen Bildverarbeitung	54
4.2	Auswahl der Programmierumgebung	55

4.3	Algorithmen zur Einzelbildanalyse.....	57
4.4	Auswertung der Hochgeschwindigkeitsbildfolgen	59
4.4.1	Bildvorverarbeitung	59
4.4.2	Die entwickelten Algorithmen	62
4.4.2.1	Phasenverteilungen	63
4.4.2.2	Charakteristische Zeiten- und Längenskalen	65
4.4.2.3	Blasenzyklen und -charakteristiken	68
4.4.2.4	Phasengrenzflächengeschwindigkeiten.....	71
4.4.2.5	Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen	75
5	Grenzschichtcharakteristik	77
5.1	Einphasige Strömung (ohne Sieden).....	79
5.1.1	Geschwindigkeitsprofile und logarithmisches Wandgesetz	79
5.1.2	Temperaturprofile	82
5.2	Strömungssieden	85
5.2.1	Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung	85
5.2.2	Geschwindigkeitskomponente normal zur Strömungsrichtung	88
5.2.3	Mittlere Phasengrenzflächengeschwindigkeit	91
6	Blasencharakteristik	97
6.1	Charakteristische Längenskalen.....	97
6.1.1	Keimstellendichte	98
6.1.2	Blasengrößenverteilungen.....	102
6.1.3	Dampfgehalte	104
6.1.3.1	Momentane Dampfgehalte auf der Heizfläche	105
6.1.3.2	Zeitlich gemittelte Dampfgehaltsprofile	107
6.1.3.3	Modellbasierte Berechnung der Dampfgehaltsprofile	110
6.1.4	Blasenablösewahrscheinlichkeit	114
6.2	Charakteristische Zeitskalen	117
6.2.1	Blasenlebensdauer.....	117
6.2.2	Blasenlebensdauer nach dem Ablösevorgang.....	120
6.2.3	Wartezeiten zwischen den Blasenzyklen	123
7	Zusammenfassung und Diskussion	128
8	Literaturverzeichnis.....	132

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a	Temperaturleitfähigkeit	[m ² /s]
C, C_T	Konstante	[-]
c_p	Wärmekapazität	[kJ/(kg K)]
d_B	Blasendurchmesser	[mm]
D_{hyd}	hydraulischer Durchmesser	[mm]
F_A	kumulative Verteilungsfunktion	[-]
f	Funktion	[-]
f_q	Frequenz	[Hz]
g	Erdbeschleunigung	[m/s ²]
G	Massenstromdichte	[kg/(m ² s)]
h	Enthalpie	[J/kg]
h_{LV}	Verdampfungsenthalpie	[J/kg]
h_{Sat}	Enthalpie bei Sättigung	[J/kg]
I	Bild	[-]
L	Länge	[mm]
n	Exponent	[-]
N	Anzahl	[-]
N_B	Blasenbelegungsichte	[1/m ²]
P_{el}	Elektrische Leistung	[kW]
p^*	reduzierter Druck	[-]
p_{sys}	Systemdruck	[N/m ²]
p_{kri}	kritischer Druck	[N/m ²]
POS	Position	[-]
Q	Wärmestrom	[W]
q	Wärmestromdichte	[W/m ²]
s	Verschiebung	[mm]
T	Zeit	[s]
t_B	Blasenlebensdauer	[s]
$t_{B,Abl}$	Blasenlebensdauer nach Ablösung	[s]
t_w	Wartezeit zw. zwei Blasenzyklen	[-]
T_w	Wandtemperatur	[°C]
T_L	Flüssigkeitstemperatur	[°C]
ΔT_w	Wandüberhitzungstemperatur	[K]

T_{Sat}	Sättigungstemperatur	[K]
T_{Sub}	Unterkühlungstemperatur	[K]
T^+	dimensionslose Temperatur	[-]
T_Y	Temperatur in der Grenzschicht	[°C]
ΔT_δ	Temperaturüberhöhung in der Grenzschicht	[K]
u	Geschwindigkeit in Strömungsrichtung	[m/s]
u_0	Geschwindigkeit in Kanalmitte	[m/s]
u_τ	Wandschubspannungsgeschwindigkeit	[m/s]
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit	[-]
\bar{u}	gemittelte Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
v	normale Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
W_B	Blasenablösewahrscheinlichkeit	[-]
\bar{w}_{PVB}	mittlere Phasengrenzflächengeschwindigkeit	[m/s]
X	Koordinate in Strömungsrichtung	[mm]
x_{Str}	Strömungsdampfgehalt	[-]
y^+	dimensionsloser Wandabstand	[-]
Y	Wandabstand	[mm]

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient	[W/(m ² K)]
δ	Grenzschichtdicke	[mm]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/(m K)]
λ	Rohrwiderstandsbeiwert	[-]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung	[N/m]
φ	Benetzungswinkel	[rad]
ε_v	momentaner volumetrischer Dampfgehalt	[-]
ε_{Int}	scheinbarer (integraler) Dampfgehalt	[-]
ε_M	korrigierter Dampfgehalt	[-]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
$\kappa \quad \kappa_T$	Karmankonstante	[-]
ξ	Koordinate (Beginn des Heizers)	[m]

Indizes

B	Blase
L	Flüssigkeit
V	Dampf
W	Wand
Sat	Sättigung
Kon	Konvektion
Sie	Sieden
Ges	Gesamt

Dimensionslose Kennzahlen

$Bo = q / (Gh_{LV})$	Boiling-Zahl	[-]
$Ja = (c_p T_{Sub} \rho_L) / (\rho_V h_{LV})$	Jakob-Zahl	[-]
$Nu = \alpha L / \lambda$	Nußelt-Zahl	[-]
Nu_x	lokale Nußelt-Zahl	[-]
$Pr = \nu / a$	Prandtl-Zahl	[-]
$Re = u_0 D_{hyd} / \nu$	Reynolds-Zahl	[-]

1 Einleitung

1.1 Motivation für den Einsatz der Siedekühlung

Die Bedeutung des Siedeprozesses und der Zweiphasenströmung für die Auslegung von Wärmetauschern aller Art zur Abführung hoher Wärmeströme haben die Anzahl der Studien auf diesem Gebiet in den vergangenen 50 Jahren stark ansteigen lassen. In den 60er Jahren waren die Untersuchungen hauptsächlich auf die Auslegung und den sicheren Betrieb von Kernreaktoren gerichtet, da die Zusammensetzung der beiden Phasen nicht nur für die Auslegung der Komponenten wichtig ist, sondern durch die Eigenschaften des Wassers als Moderator für schnelle Neutronen die Aktivität der Kernspaltung direkt beeinflusst wird. Ferner war die Siedekühlung von Raketenantrieben ein wichtiger Aspekt bei der Entwicklung der Raumfahrt. In jüngerer Vergangenheit konzentrierten sich die Studien vermehrt auf die Kühlung von Verbrennungsmotoren und elektronischen Bauteilen. Die Entwicklung zu immer kleineren Dimensionen bei gleichzeitiger Steigerung der Leistung und elektronischen Taktrate führt bei diesen Komponenten zu einer deutlichen Erhöhung der lokal anfallenden Verlustwärme. Während sich bei natürlicher und erzwungener Konvektion nur geringe Wärmeströme übertragen lassen, bietet das Blasensieden die Möglichkeit, hohe Wärmeströme bei moderaten Temperaturdifferenzen zwischen Heizwand und Fluid zu übertragen, ohne an die thermischen Grenzen der wärmeübertragenden Materialien zu stoßen.

Der Prozess des Blasensiedens, gekennzeichnet durch die zeitliche Abfolge der Blasenentstehung, des Blasenwachstums, der Blasenablösung und der Blasen Kondensation, ist physikalisch äußerst komplex und anscheinend von chaotischer Natur. Obwohl man sich in der Vergangenheit sehr intensiv mit der Thematik des Siedens beschäftigt hat, konnten die physikalischen Mechanismen aufgrund der Vielzahl beeinflussender Faktoren und deren Interaktionen auf makroskopischer und mikroskopischer Ebene nicht vollständig geklärt werden. Bisher bekannte Einflussfaktoren auf das Blasenverhalten sind in Abbildung 1.1 skizziert. Es ist besonders schwierig oder (bis heute) nicht möglich, die Transportprozesse auf mikroskopischer Skala direkt zu messen. So können nur indirekte Messungen, wie beispielsweise das Beobachten der Blasendynamik, Aufschlüsse über die Vorgänge in unmittelbarer Wandnähe liefern. Infolge der Unsicherheiten dieser Messmethoden ist es nicht verwunder-

lich, dass heute manche Vorgänge bei Siedeprozessen unterschiedlich interpretiert und Modellvorstellungen konträr diskutiert werden.

Aufgrund der hohen technischen Relevanz der Siedekühlung liegen in der Literatur zahlreiche experimentelle und theoretische Arbeiten vor, welche die Einflüsse unterschiedlicher Stoffeigenschaften und thermo-fluiddynamischer Einflussparameter auf das Sieden eingehend behandeln [Dhi_90][Gor_98]. Die Thematiken dieser Arbeiten lassen sich vereinfachend in die Kategorien Blasenbildung, Blasendynamik und Transportprozesse an den Phasengrenzen einteilen. Bei der Blasenbildung ist die Abhängigkeit der Keimbildung von der Geometrie und dem Material der Heizfläche sowie deren Beschaffenheit von Interesse. Das Studium der Blasendynamik beinhaltet die Blasenlebensdauer, -größe, -wachstumsgeschwindigkeit und Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen. Für die technische Anwendung sind Untersuchungen über das Verhalten von verschiedenen Siedesystemen (Heizergeometrie, Systemparameter, Material- und Stoffgrößen) sehr wichtig, die allerdings keine grundlegenden physikalischen Erkenntnisse über den Siedevorgang, sondern empirische Korrelationen zu Wärmeübergangskoeffizienten, Druckverlusten und anderen Systemparametern liefern.



Abbildung 1.1: Einflussgrößen auf das Blasensieden und seine Teilprozesse

1.2 Ziel der Studie und Strukturierung der Arbeit

In dieser Arbeit soll das Blasenverhalten beim unterkühlten Strömungssieden mit neuen Untersuchungsmethoden charakterisiert und mit bekannten Vorstellungen über den physikalischen Ablauf des Siedeprozesses verglichen werden. Die rasch ablaufenden Prozesse der Blasenbildung und -kondensation konnten bereits seit den 50er Jahren des vergangenen Jahrhunderts mit Hilfe der fotografischen Hochgeschwindigkeitskinematographie aufgezeich-

net und somit schon früh zeitlich und lokal gut aufgelöst werden. Die Auswertung der Filme erfolgte stets manuell mit sehr hohem Zeitaufwand und beschränkte sich damit auf wenige Blasenzyklen. Die neuartige digitale Hochgeschwindigkeitskinematographie bietet dagegen die Möglichkeit, das Siedeverhalten für viele unterschiedliche Versuchsparameter mit wesentlich geringerem Aufwand aufzuzeichnen. Somit steht für das Studium des Blasenverhaltens ein großer Datensatz zur Verfügung, der im Gegensatz zu bisherigen Studien nicht manuell, sondern mit automatisierten Prozeduren der Informationsverarbeitung ausgewertet werden soll. Dazu liefert die rasante Entwicklung der Computertechnologie auf dem Gebiet der Datenspeicherung und -berechnung heute die Möglichkeiten, diese großen Datensätze mit mathematischen Methoden auszuwerten. Mit Hilfe von selbstentwickelten Algorithmen der digitalen Bild- und Bildfolgenanalyse werden Muster, die während des Siedevorgangs auf der Heizfläche beobachtet werden, in Form von charakteristischen Längen- und Zeitskalen automatisiert erkannt und quantifiziert. Im Vergleich zu bisherigen Einzelblasenuntersuchungen ist dieser Ansatz unkonventionell, bietet aber den Vorteil, dass eine statistische Betrachtung des Blasenverhaltens in Abhängigkeit der Systemparameter Wärmestrom, Querkonvektion, Unterkühlung und Heizstreckenlänge in vertretbarem Zeitrahmen möglich ist.

Im Gegensatz zu früheren Arbeiten, deren Ergebnisse auf einer wesentlich schmaleren Datenbasis gewonnen wurden und sich teilweise auf die Beobachtung ausgewählter Blasen konzentrierten, ist diese Auswertemethodik frei von der Interpretation des Experimentators. Es liegen nun besser abgesicherte Resultate vor, die mit den bisher bekannten Theorien und Modellvorstellungen verglichen und bewertet werden können. Für eine automatisierte Auswertung der digitalen Bilddaten sind Bilder mit hoher optischer Qualität notwendig. Beim unterkühlten Strömungssieden bilden sich im Vergleich zum Behältersieden einerseits kleinere Blasen und andererseits ist die Blasendichte auf der Heizfläche geringer. Diese Tatsachen bieten gute Voraussetzungen, um mittels optischer Messmethoden das Siedemuster beim unterkühlten Strömungssieden beobachten und aufzeichnen zu können.

Mit einer weiteren optischen Messmethode, der Particle Image Velocimetry (PIV) sollen erst die fluiddynamischen Eigenschaften der einphasigen Strömung bestimmt und anschließend der Einfluss des Siedevorgangs auf die Flüssigkeitsströmung untersucht werden. Aufgrund des raschen Blasenwachstums wird eine zusätzliche Strömung normal zur Querkonvektion induziert, die es zu quantifizieren gilt.

Um die Ergebnisse mit möglichst vielen Arbeiten zum Sieden vergleichen zu können, wird ein einfaches Experiment ausgewählt. Es soll das Blasenverhalten beim unterkühlten Sieden von Wasser über einer horizontalen ebenen Platte, eingebettet in einen quadratischen

Strömungskanal, mit Zwangskonvektion untersucht werden. Diese und ähnliche Anordnungen werden, wie eingangs schon erwähnt, aufgrund der effizienten Wärmeübertragung häufig in technischen Anlagen eingesetzt¹.

In Kapitel 2 wird auf die Grundlagen des unterkühlten Strömungssiedens eingegangen und es werden die unterschiedlichen Strömungsformen und Wärmeübertragungsregime erklärt. Auch die bisher bekannten Modellvorstellungen zur Wärmeübertragung beim Blasensieden werden dort vorgestellt. Der Versuchsaufbau und die Messstrecke werden zusammen mit den verwendeten optischen Messtechniken in Kapitel 3 beschrieben. Die für eine automatisierte Auswertung notwendigen Algorithmen zur Einzelbild- und Bildfolgenanalyse werden in Kapitel 4 erläutert. In Kapitel 5 werden die Strömungsprofile der einphasigen Strömung und der Strömung mit Blasensieden charakterisiert. Das statistische Verhalten der Blasen wird in Kapitel 6 in Form von Verteilungsfunktionen für verschiedene Versuchsparameter angegeben. Die Arbeit endet mit der Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse und mit einer kritischen Bewertung des Potentials der hier entwickelten und angewendeten Mess- und Auswertetechnik.

¹ Die vorliegende Studie wurde im Rahmen eines Forschungspakets der DFG mit dem Titel „Thermo- und Fluidodynamik beim Sieden“ durchgeführt. Das gemeinsame Ziel des Paketantrags mit acht Einzelanträgen besteht darin, eine allgemeingültige Theorie zum Wärmeübergang beim Blasensieden zu entwickeln. Dabei werden die gewonnenen Ergebnisse aus den experimentellen Studien als Datenbasis für die theoretischen Arbeiten zur Verfügung gestellt. Die beteiligten Forschergruppen sind nachfolgend aufgeführt: Prof. Hahne (Stuttgart), Prof. Stephan (Stuttgart), Prof. Gorenflo (Paderborn), Prof. Auracher (Berlin), Prof. Marquardt (Aachen), Prof. Sattelmayer (München), Prof. Burkhardt (Freiburg), Dr. Luke (Paderborn).

2 Grundlagen

2.1 Strömungsformen und Wärmeübertragungsregimes

Das Verdampfen von Flüssigkeiten ist für energie- und verfahrenstechnische Apparate von großer Bedeutung. Es werden dabei im Allgemeinen mehrere Strömungsformen durchlaufen. Zur Veranschaulichung dieser Formen zeigt Abbildung 2.1 ein vertikales beheiztes Rohr, das von unten nach oben mit Flüssigkeit durchströmt wird. Am Beginn des Rohres (Sektion A) wird die Wärme aufgrund des hohen Unterkühlungsgrades der Flüssigkeit rein konvektiv übertragen und es liegt eine einphasige Strömung vor. Nach einer bestimmten Einlaufänge ist die Temperatur des Fluids in direkter Wandnähe so weit angestiegen, dass bereits erste Blasen an der Wandoberfläche entstehen können, obwohl die Fluidtemperatur im Mittel unterhalb der Sättigungstemperatur liegt. Aus diesem Grund wird dieser Bereich (Sektion B) als unterkühltes Strömungssieden bezeichnet. In Sektion C hat sich das Fluid bereits auf Sättigungstemperatur erwärmt, so dass die Dampfblasen in der Kernströmung nicht mehr kondensieren. Die Wärmeübertragung erfolgt in den beiden genannten Sektionen hauptsächlich durch das Wachsen der Dampfblasen, so dass dieser Bereich als Blasensieden bezeichnet wird. Durch den fehlenden Kondensationsvorgang beim Sättigungssieden steigt der Dampfgehalt rasch an und die Strömungsform nähert sich erst einer Pfropfenströmung und später einer Ringströmung an (Sektion E und F). Im Bereich hoher Strömungsdampfgehalte dominiert die Flüssigkeitsfilmströmung längs der Wand mit einem vom Blasensieden abweichenden Wärmeübertragungsmechanismus. Infolge der intensiven Verdampfung an der Filmoberfläche bleibt die Fluidtemperatur so niedrig, dass das Blasensieden im Film unterdrückt wird. Die Wärme wird durch erzwungene Konvektion von der Wand an den Flüssigkeitsfilm übertragen und die eigentliche Verdampfung findet zwischen der Phasengrenze der flüssigen und dampfförmigen Phase statt. Der Ort, an dem der Flüssigkeitsfilm vollständig verdampft ist (Sektion G), wird als „Dryout“ (Austrocknung) bezeichnet. Ab hier liegt nur noch eine einphasige dampfförmige Strömung im Rohr vor. Der Wärmeübertragungskoeffizient bei dieser Strömungsform ist niedrig, so dass die Temperatur der Heizfläche deutlich zunimmt, was für die Auslegung von Verdampferrohren zu beachten ist, um eine Zerstörung des Materials zu vermeiden.

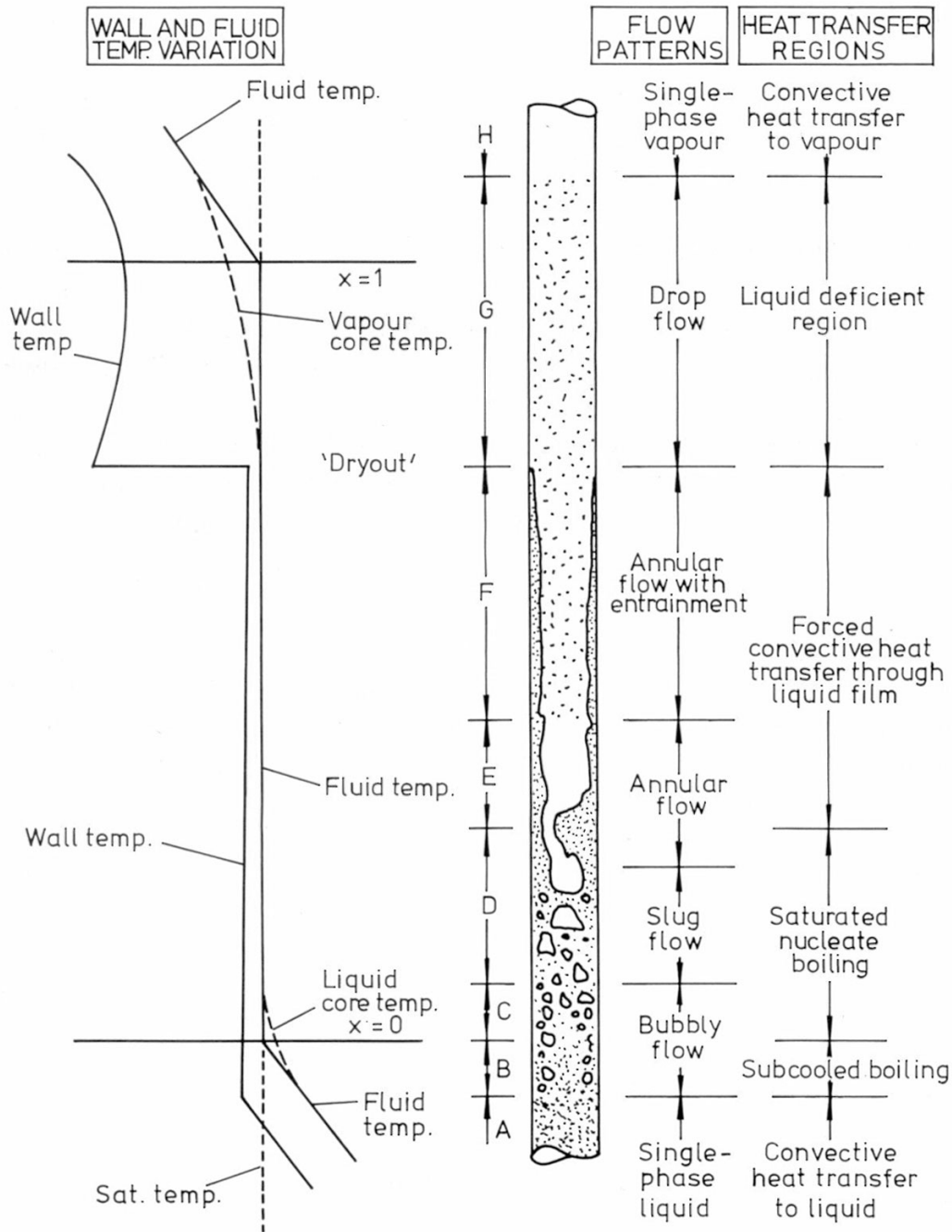


Abbildung 2.1: Strömungsformen beim konvektiven Sieden in einem vertikalen Rohr [aus Col_94]

Die vorgestellten Strömungsformen und deren Bereiche lassen sich in der allgemeinen dreidimensionalen Darstellung für die Wärmeübertragung durch Sieden in Abbildung 2.2 wiederfinden. Diese ist in dieser Form unabhängig von der Geometrie und Systemdruck gültig. Die drei Achsen sind die Temperatur der Heizfläche, die Wärmestromdichte und der Strömungsdampfgehalt, der durch die nachfolgende Formel definiert ist (siehe auch [Ste_97]).

$$x_{Str} = \frac{h - h_{Sat}}{h_{LV}} \quad (2.1)$$

Für negative Werte gibt der Strömungsdampfgehalt an, inwieweit die Enthalpie der unterkühlten Flüssigkeit vom Sättigungszustand entfernt ist, wobei für $x_{Str}=0$ diese genau dem Sättigungszustand entspricht. Für $0 < x_{Str} < 1$ entspricht der Strömungsdampfgehalt dem Verhältnis von Dampfmassenstrom zu Gesamtmassenstrom. Für Werte größer eins ist der Dampf bereits überhitzt. Die dargestellten Oberflächen in Abbildung 2.2 repräsentieren somit alle möglichen Zustände und Strömungsformen, die beim Verdampfen von Flüssigkeiten vorkommen können.

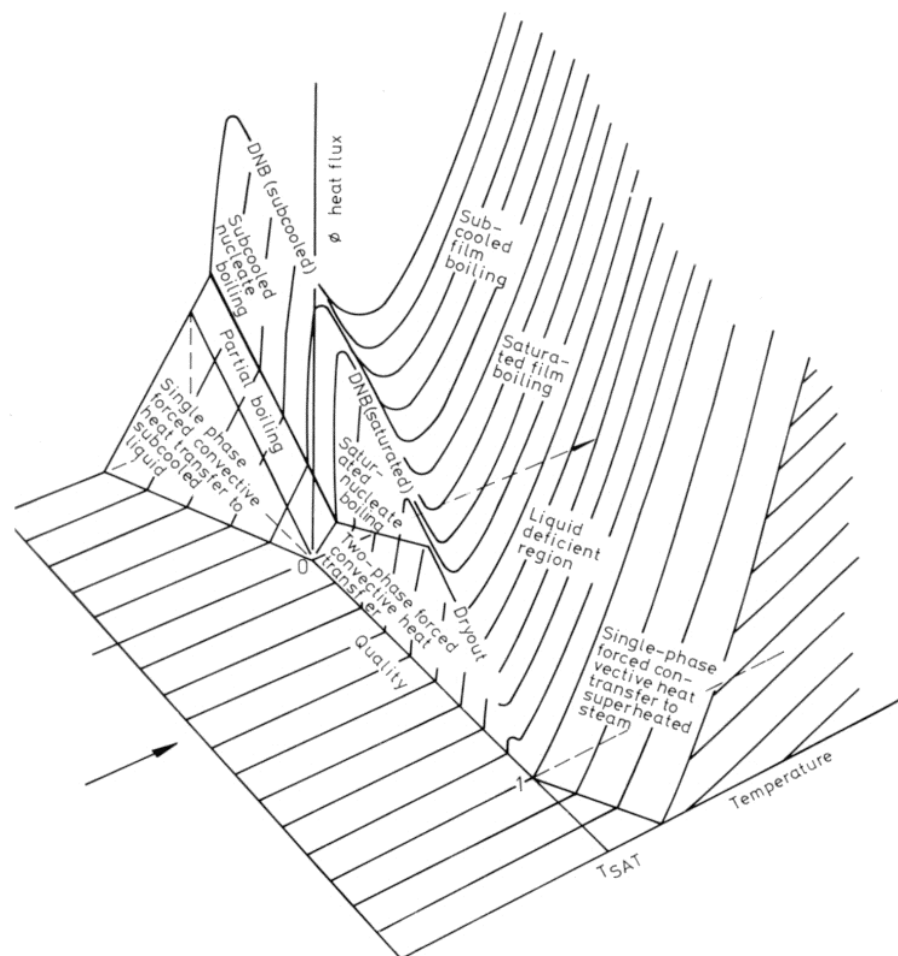


Abbildung 2.2: Dreidimensionale Darstellung der Strömungsformen und Wärmeübertragung beim Strömungssieden abhängig von der Heizflächentemperatur und dem Strömungsdampfgehalt [aus Col_96]

Nicht nur quantitativ, sondern auch phänomenologisch liegt eine starke Abhängigkeit von der lokalen Wärmestromdichte vor. Das Erscheinungsbild des Siedens mit überlagerter Konvek-

tion hängt demnach sowohl von dem flächengemittelten Strömungsdampfgehalt als auch von der Temperatur der wärmeübertragenden Heizwand ab. Aus den bergförmigen Flächen für negative Werte des Strömungsdampfgehalts erkennt man, dass insbesondere in diesem Bereich hohe Wärmestromdichten bei geringen Wandtemperaturen erzielt werden können und somit diese Strömungsform, die als unterkühltes Blasensieden bezeichnet wird, bestens für eine effiziente Wärmeübertragung genutzt werden kann. Für den Bereich mit negativem Strömungsdampfgehalt lassen sich die unterschiedlichen Regimes der Wärmeübertragung mit und ohne Zwangskonvektion anhand der sogenannten Siedekurve von Nukiyama (siehe Abbildung 2.3) näher illustrieren, welche einen Schnitt durch die dreidimensionale Abbildung 2.2 ist. Auf der Ordinate ist die übertragbare Wärmestromdichte über der Temperaturdifferenz zwischen Wandtemperatur und Sättigungstemperatur aufgetragen.

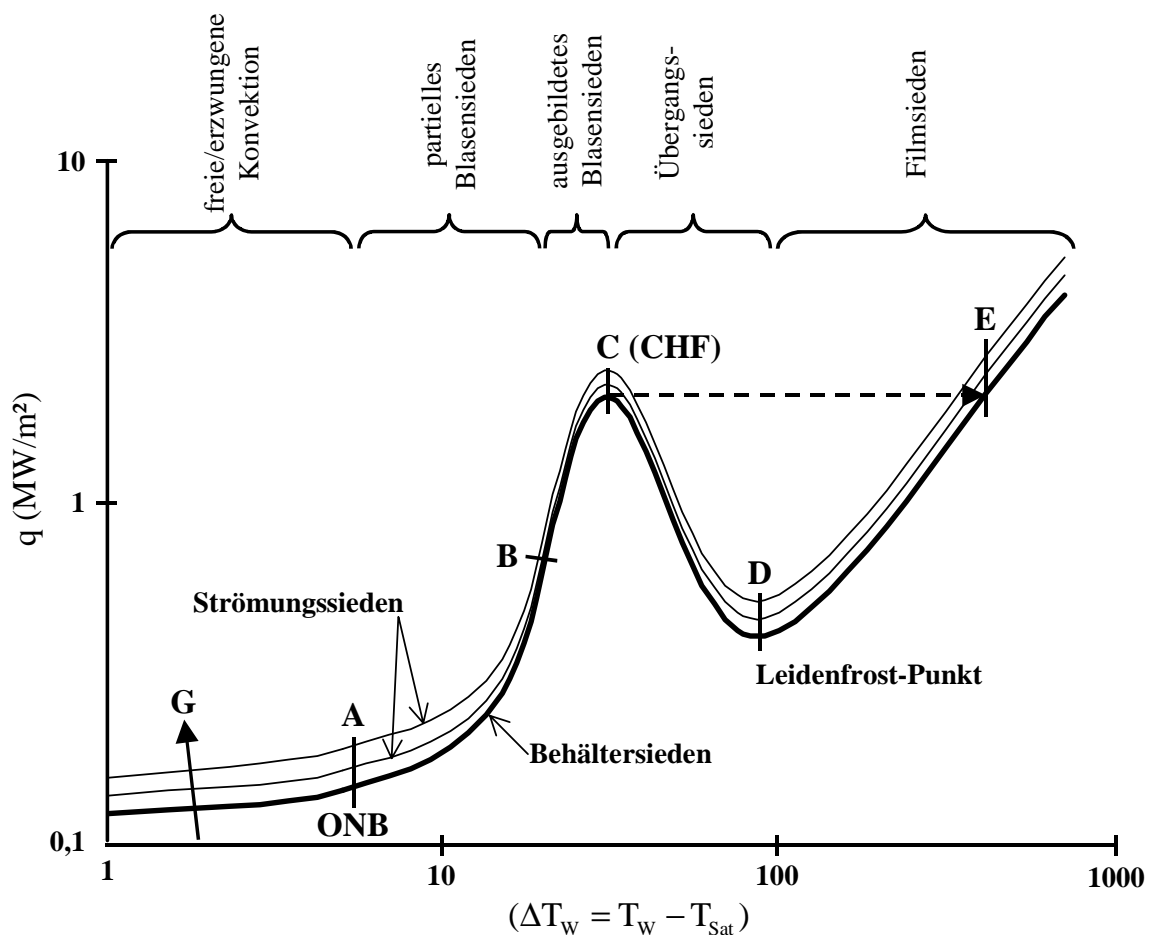


Abbildung 2.3: Erklärung der Siederegime anhand der Siedekurve von Nukiyama

Bei moderater Überhitzung wird die Wärme nur durch Konvektion ohne Phasenwechsel übertragen, so dass sich bis Punkt A ein annähernd linearer Zusammenhang feststellen lässt. In Punkt A können sich bereits erste Blasen durch Anstieg der Fluidtemperatur über die Sättigungstemperatur bilden, die bevorzugt in kleinen Vertiefungen der Heizfläche entstehen

(sog. Keimstellen). Dieser Punkt wird in der Literatur als der Beginn des Blasensiedens (engl. onset of nucleate boiling, ONB) bezeichnet. Der Bereich zwischen Punkt A und Punkt B markiert den Übergang zwischen vorwiegend einphasiger konvektiver Wärmeübertragung mit geringer Blasenbelegung und Wärmeübertragung mit hoher Blasendichte, wobei der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit geringer wird. Zwischen den Punkten B und C liegt der Bereich des vollständig ausgebildeten Siedens, charakterisiert durch den steilen Anstieg der Wärmestromdichte bei gleichzeitig mäßig steigenden Wandüberhitzungstemperaturen. Die komplette Heizfläche ist dabei durch das heftige Blasensieden mit einem dichten „Blasenpelz“ belegt. In diesem Bereich ist die Wärmeübertragung durch den Siedevorgang so effektiv, dass der Beitrag der Konvektion vernachlässigbar klein wird, und das unabhängig davon, ob sich dieser durch die Existenz der Blasen vermindert oder wegen der Turbulenzproduktion erhöht. Besonders relevant für die Beschreibung des Wärmeübergangs sind in diesem Bereich solche Parameter, die mit der Phasenumwandlung verbunden sind, wie die Verdampfungsenthalpie, die Siedetemperatur, die Oberflächenspannung zwischen den Phasen und die Dichten der beiden Phasen. Im Punkt C, der sogenannten kritischen Wärmestromdichte (engl. critical heat flux, CHF), ändern sich die Wärmeübergangsmechanismen schlagartig. Hier führt die Überschreitung der kritischen Heizflächenbelastung zur raschen Ausbildung eines stabilen, thermisch isolierenden Dampffilmes zwischen Fluid und Heizwand, was einen raschen Anstieg der Heizflächentemperatur bis zum Erreichen eines neuen stabilen Betriebspunktes in Punkt E auf der Filmsiedekurve zur Folge hat. Man spricht bei diesem Szenario auch vom „burn-out“ des Systems, da der Schmelzpunkt des Heizermaterials bei diesem Vorgang häufig überschritten und folglich der Wärmeübertrager zerstört wird. Mit zunehmender Konvektion erfolgt dieser Vorgang erst bei höheren Wärmestromdichten, da der entstehende Dampf im Fernfeld schneller abtransportiert wird und eine Blockade der Zuströmung der Flüssigkeit zur Oberfläche somit verhindert wird.

Zwischen den Punkten C und D liegt der sehr instabile Bereich des Übergangssiedens mit abnehmender Wärmestromdichte bei steigender Wandüberhitzung. Hier reicht die Temperatur der Heizfläche nicht aus, einen stabilen Dampffilm zwischen Fluid und Heizer aufzubauen. Kleinste Schwankungen können hier das System zurück zum Blasensieden oder auf den Ast des stabilen Filmsiedens bringen. In Punkt D, auch als Leidenfrost-Punkt bezeichnet, wird bei abnehmender Wandüberhitzung ein lokales Minimum der Wärmeübertragung erreicht. Mit zunehmender Temperatur bildet sich ein stabiler Dampffilm aus, so dass die Wärme in diesem Zustand nur über die Dampfkonvektion und die Wärmestrahlung übertragen wird.

2.2 Blasensieden ohne Konvektion (Behältersieden)

Aufgrund der Komplexität des Siedeprozesses erscheint es zunächst sinnvoll, die physikalischen Vorgänge beim Blasensieden in Behältern, also ohne erzwungene Strömung, genauer zu betrachten. Diese beinhalten die Keimbildung, die Verdampfung unter Einwirkung von Kapillarkräften, die Bewegung und Dynamik der Phasengrenzflächen, den Impulsaustausch beim Wachsen der Blase mit der flüssigen Phase, die Interaktionen benachbarter Blasen sowie die instationären Wärmeströme in der Heizwand. Diese Vorgänge zeigen offensichtlich ein chaotisches Verhalten. Bei kleinen Änderungen der System- oder Versuchsparameter zeigt sich ein deutlich verändertes Siedemuster. In der Vergangenheit wurden für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten zahlreiche mechanistische Modelle konzipiert und Korrelationen für technische Anwendungen entwickelt.

2.2.1 Mechanismen der Wärmeübertragung

Viele Modelle zur Ermittlung des Wärmestroms beim Blasensieden basieren auf dessen Aufspaltung in unterschiedliche Wärmetransportprozesse beim Wachstum und Aufstieg einer Blase, wie sie in Abbildung 2.4 nach Nordmann [Nor_81] dargestellt sind. Danach bilden sich Dampfblasen vorzugsweise in kleinen Vertiefungen auf der Siedefläche, den sogenannten Keimstellen, deren Anzahl mit ansteigender Heizflächentemperatur zunimmt. Die für das Wachstum der Blase benötigte Energie wird von der wandnahen, überhitzten Flüssigkeitsschicht geliefert. Die Heizfläche unterhalb der wachsenden Blase kühlt sich dabei ab. Die Blase, deren Form und Größe maßgeblich durch die Oberflächenspannung bestimmt wird, wächst so lange an, bis die Auftriebskräfte die Haftkräfte übersteigen. Nach dem Ablösevorgang transportiert die Blase Wärme, die sich aus dem Volumen der Blase und die darin enthaltene Verdampfungsenthalpie zusammensetzt, von der Heizfläche weg. Außerdem wird in ihrem Nachlauf eine Driftströmung induziert, die für eine weitere Erhöhung der Konvektion sorgt. Die in der überhitzten Grenzschicht vorhandenen Temperaturunterschiede haben zur Folge, dass entlang der Blasenkontur unterschiedliche Oberflächenspannungen herrschen. Dadurch wird eine weitere Strömung, die sogenannte Marangoni-Konvektion, hervorgerufen. Liegt die Temperatur der Kernflüssigkeit unterhalb der Sättigungstemperatur, so findet am Blasenkopf ein Kondensationsprozess statt. Je nach Grad der Unterkühlung erfolgt die Blasen Kondensation entweder thermisch oder fluiddynamisch kontrolliert [Nor_80]. Beim thermisch kontrollierten Kollaps limitieren die geringen Temperaturgradienten in der flüssigen Phase den Stofftransport während des Kondensationsvorgangs. Dagegen kollabiert die

Blase mit ansteigender Unterkühlungstemperatur wesentlich schneller und kann für sehr hohe Unterkühlungsgrade zunehmend nach den Gesetzmäßigkeiten von Rayleigh [Car_92] für die Zeit des Blasenkollapses beschrieben werden (fluidodynamisch kontrolliert). Hier geht man davon aus, dass die Blase ein Hohlraum darstellt, in dem sich weder Gas- noch Dampfanteile befinden, und die Zeit für den Kollaps rein durch die Trägheit der Flüssigkeit, welche die Blase umgibt, bestimmt ist.

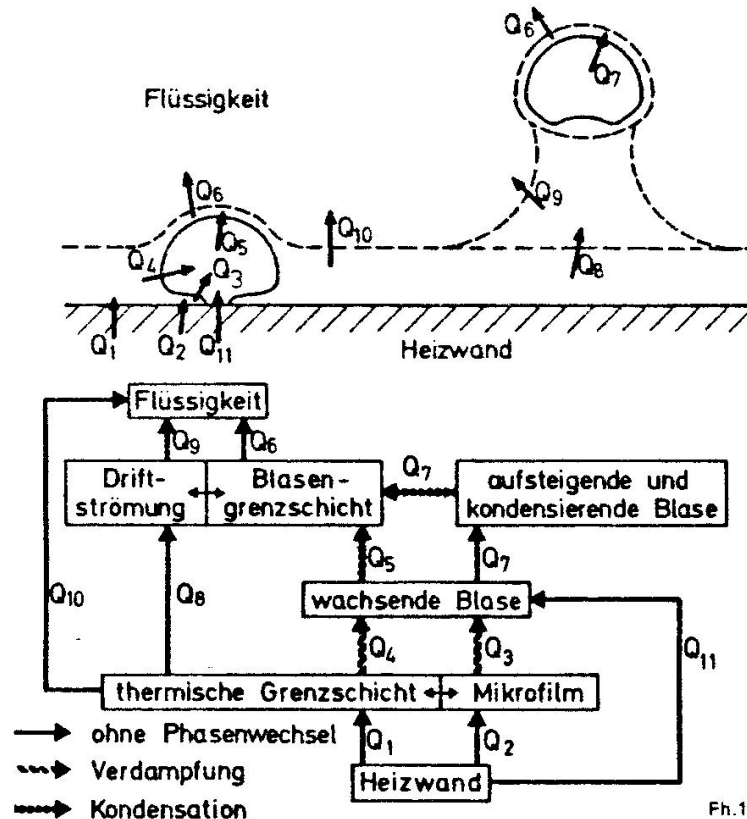


Bild 1. Wärmetransportvorgänge beim Wachsen und Kondensieren von an Heizflächen erzeugten Blasen.

Abbildung 2.4: Wärmetransportvorgänge beim Blasensieden an einer Heizfläche [aus Nor_81]

2.2.2 Modellvorstellungen zum Blasensieden

In der Vergangenheit wurden verschiedene Modelle zum Verständnis der Wärmeübertragungsmechanismen beim Sieden entwickelt. Diese basieren jeweils auf unterschiedlichen physikalischen Effekten, die für den Wärmetransport als maßgeblich angesehen werden. Fast alle gehen für die Ermittlung des Wärmeübergangs davon aus, dass die Dampfblasen an

Keimen entstehen, die als Gas- oder Dampfreste in den Rauigkeitsvertiefungen der Heizfläche eingeschlossen sind. Die Vorstellungen, wie die Wärme hauptsächlich an das Fluid übertragen wird, unterscheiden sich hingegen teilweise wesentlich und sollen nachfolgend kurz erwähnt werden. Für eine genaue Betrachtung der Modelle sei auf die angegebene Literatur verwiesen.

Die ersten Modelle von Jakob [Jak_31], Fritz [Fri_32] und Rohsenow [Roh_52] machten die **Rührwirkung** (auch Blasenagitation) der wachsenden und aufsteigenden Blasen und die damit verbundene Durchmischung der überhitzten Grenzschicht für die Verbesserung der Wärmeübertragung beim Blasensieden verantwortlich. Nach diesen Modellen sind die Blasen über ihre Kondensationswärme nicht direkt am Wärmetransport beteiligt und verursachen die Konvektionsströmung nur aufgrund ihrer hydrodynamischen Wirkung. Die Richtigkeit dieser Modelle wurde später aufgrund der geringen beobachteten Wachstumsgeschwindigkeit der Blasen von 0,1 bis 1 m/s angezweifelt, da die erhöhte Konvektion für die hohe Wärmeübertragungsverbesserung allein nicht ausreichend ist. Nach den Modellen von McAdams [Mca_49], Rohsenow und Clark [Roh_51] ist die **latente Wärme**, die bei der Entstehung der Dampfblasen Wärme von der Heizfläche und durch Kondensation an das Fluid transportiert, der dominierende Wärmeübertragungsmechanismus. Über den Beitrag der Verdampfung zur Wärmeübertragung herrschen allerdings konträre Meinungen. Andere Autoren, wie beispielsweise Beer [Bee_68], gehen davon aus, dass der Beitrag der latenten Wärme, die in Form des Blasen Volumens als Dampf gespeichert ist und während eines Blasenzyklus anfällt, für die Wärmeübertragung zu vernachlässigen sei. Die **Mikrokonvektion**, induziert durch Pumpwirkung wachsender und kondensierender Blasen, spielt bei dem Modell von Forster und Zuber [For_55] die dominierende Rolle. Beim Modell von Han und Griffith [Han_65] ist die **Grenzschichtverdrängung** der entscheidende Mechanismus, wonach heiße Flüssigkeitsballen, die sich oberhalb der wachsenden Blasen befinden, durch deren Anwachsen von der Heizwand in das Kernfluid wegtransportiert werden. Zusätzlich strömt kältere Flüssigkeit aus der Umgebung nach dem Abreißen der Blasen an den Ort der Blasenentstehung nach. Einen anderen Ansatz verfolgten Snyder und Robin [Sny_68] mit dem Modell des **Massentransportes**. Danach findet ein Energie- und Massentransport durch die Blase hindurch aufgrund von Verdampfung am Blasenfuß und Kondensation am Blasenkopf statt. Nach den Modellvorstellungen von Tien [Tie_62] und Beer [Bee_68] ist die **Driftströmung** entscheidend, die im Nachlauf ablösender Blasen entsteht. Hier ist insbesondere der Einfluss der Gravitation auf die Wärmeübertragung wichtig. Nach Straub [Str_93], der den Wärmeübergang unter Schwerelosigkeit an einem beheizten Draht untersuchte, spielt jedoch der Einfluss der Gravi-

tation beim Blasensieden eine untergeordnete Rolle. Zell [Zel_91] und Vogel [Vog_94] entwickelten ein Modell, in dem sie die *Grenzflächenkonvektion* entlang der Blasen in der Temperaturgrenzschicht als bedeutenden Mechanismus für die Wärmeübertragung ausmachten. Unterschiedliche Oberflächenspannungen entlang einer Grenzfläche induzieren eine Konvektionsströmung, die sich in Richtung zunehmender Oberflächenspannung bewegt. Dieser Effekt wird in der Literatur als „Marangoni-Konvektion“ bezeichnet. Als Ursache für unterschiedliche Grenzflächenspannungen treten Temperatur oder Konzentrationsänderungen entlang einer Phasengrenze hervor. Die *Mikroschichttheorie* von Cooper und Lloyd [Coo_69] geht davon aus, dass die Blasen aus der Verdampfung einer dünnen Schicht überhitzter Flüssigkeit unterhalb der Blase gespeist werden. Dabei reduziert sich lokal die Wandtemperatur deutlich, sobald die Blase zu wachsen beginnt. Die für das Wachstum notwendige Wärmemenge wird dem dünnen Flüssigkeitsfilm entzogen. Es bedarf einer gewissen Zeit, bis für den nächsten Blasenzyklus eine überhitzte Flüssigkeitsschicht vorliegt, so dass dieser Vorgang periodisch abläuft und der Effekt der Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen erklärt werden kann. Die neuesten Modellvorstellungen (Straub [Str_01], Stephan und Hammer [Ste_94], Mann [Man_01]) zum Blasensieden gehen von einer Zone intensiver Verdampfung nur am Blasenfuß in der *Mikrozone* aus. Direkt unterhalb der Blase findet aufgrund von Adhäsionskräften keine Verdampfung von Flüssigkeit in die Blase statt. Mit Hilfe dieser Modellvorstellung und einem Modell für den Ablösevorgang konnte Mann [Man_01] die Blasenbildung und Blasenablösung bei geringer Wärmestromdichte detailliert beschreiben.

Die bisher beschriebenen Modelle haben die Gemeinsamkeit, dass bei der theoretischen Betrachtung jeweils die Vorgänge der Blasenbildung und des Wärmetransports auf makroskopischer Ebene ablaufen, d.h bis zu einer Längenskala von einigen Mikrometern.

Tokumasu [Tok_01] und Maruyama [Mar_00] entwickelten einen vollkommen anderen Ansatz zur Beschreibung der Blasenentstehung. Sie betrachten die physikalischen Vorgänge beim Phasenübergang auf molekulardynamischer Ebene und beschrieben dabei die Prozesse auf mikroskopischer Ebene mit den Methoden der molekulardynamischen Simulation. Kräfte zwischen den Molekülen werden durch Lennard-Jones Potentiale dargestellt, die in Abständen von wenigen Nanometern wirken. Neben den intermolekularen Kräften müssen auch die Anteile der Rotation und Vibration bei zwei- oder mehratomigen Molekülen berücksichtigt werden. Tokumasu beschreibt mit dieser Methode die homogene Blasenbildung in überhitztem Sauerstoff. Maruyama untersuchte die heterogene Blasenbildung, die an einer Wand in flüssigem Argon stattfindet, während der Druck im Behälter abgesenkt wird. Die Oberflä-

che der Wand wurde ebenfalls als Überlagerung von mehreren Moleküllagen simuliert. Die Benetzungseigenschaften hängen von der Wahl der Parameter für die Lennard-Jones Potentiale für die Argon- und Wandmoleküle ab. Die berechneten Werte für den Zeitverzug zwischen Druckabsenkung und Blasenbildung stimmen mit den bisherigen Modellvorstellungen und den experimentellen Werten gut überein.

Zusammenfassend wird aus der Vielzahl der unterschiedlichen physikalischen Ansätze für den Wärmeübertragungsmechanismus die Komplexität des Siedevorgangs beim Blasensieden deutlich. Je nach Systemeigenschaften und Versuchsparametern liefern die einzelnen Modelle teilweise gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten, versagen aber andererseits bei Änderung der Systemeigenschaften. Es ist anzunehmen, dass alle hier erwähnten Mechanismen mehr oder weniger zusammen unter verschiedenen Bedingungen und wechselnden Einflüssen an der Wärmeübertragung beteiligt sind. Die Ansätze der molekulardynamischen Betrachtung der Blasenbildung sind noch sehr neu und deshalb unausgereift. Außerdem wurden bisher nur einzelne einfache Modellrechnungen durchgeführt. Dennoch zeigen diese bereits jetzt eine Längenskala der physikalischen Prozesse in der Frühphase des Siedevorgangs, die um etwa drei Größenordnungen kleiner als bei konventionellen Keimbildungstheorien ist.

2.2.3 Wärmeübertragungskorrelationen

Neben den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Modellansätzen gab es in der Vergangenheit viele Versuche, den Wärmeübergang beim Sieden durch empirische oder halbempirische Ansätze zu beschreiben. Brauchbare Korrelationen sind insbesondere für die technische Anwendung, wie beispielsweise die Auslegung eines Wärmetauschers, wichtig. Bisher ist es allerdings nicht gelungen, eine allgemeingültige Formel zu entwickeln, die für alle Siedebereiche oder einen großen Bereich von Versuchsparametern gültig ist. So findet man heute für jedes Siederegime eine Vielzahl an speziellen Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangs. Einen guten Überblick über die gängigsten Korrelationen gibt Spindler [Spi_94] und Kandlikar [Kan_97]. Danach lassen sich die Korrelationen in drei Kategorien einteilen.

Die erste Methode zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten basiert auf einer dimensionsanalytischen Betrachtung, mit deren Hilfe die Vorgänge der konvektiven Wärmeübertragung auf wenige Einflussgrößen reduziert werden können und der Wärmeübergang

allgemein für geometrisch ähnliche Körper und für die verschiedensten Stoffe einheitlich beschrieben werden kann [Bae_98].

Wie eingangs erwähnt, erfolgt bei geringen Wandüberhitzungstemperaturen das konvektive Sieden ohne Blasenbildung und die Wärmeübertragung kann nach den Gesetzmäßigkeiten der einphasigen Wärmeübertragung bei turbulenter Strömung z.B. durch die Dittus-Bölder Korrelation beschrieben (Gl. 2.2) werden:

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (2.2)$$

Die Nußelt-Zahl Nu stellt das Verhältnis der konvektiven Wärmeübertragung zur Übertragung durch Wärmeleitung dar. Die Reynolds-Zahl Re beschreibt das Verhältnis von Trägheit zur Zähigkeit und die Prandl-Zahl Pr ist eine rein stoffabhängige Größe, die somit ein Maß für das Verhältnis von strömungs- und thermischer Grenzschicht darstellt.

Mit Hilfe der Gleichung 2.3 [Bae_98] kann der Wärmeübergangskoeffizient α bestimmt werden und

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (2.3)$$

die pro Fläche übertragene Wärmemenge errechnet werden.

$$q = \alpha(T_w - T_L) \quad (2.4)$$

Allerdings versagt die Dittus-Bölder Korrelation, sobald auf der Oberfläche Blasenbildung einsetzt und der Wärmeübergang infolgedessen gesteigert wird. Im Laufe der Zeit wurden zusätzliche dimensionslose Kenngrößen wie z.B. die Siedezahl Bo , die Jakob-Zahl Ja sowie das Verhältnis der Dichten der fluiden und dampfförmigen Phase (ρ_L/ρ_v) definiert um die Wärmeübertragung beim Sieden in einer dimensionslosen Betrachtung beschreiben zu können.

Die Siedezahl Bo beinhaltet die Wärmestromdichte und die Konvektion. Sie beschreibt im Falle reiner Wärmeübertragung durch den Siedevorgang das Verhältnis der Massenstromdichte des Dampfes senkrecht zur Heizfläche zur gesamten Massenstromdichte parallel zur Wand.

Die Jakob-Zahl beschreibt den Grad der Flüssigkeitsunterkühlung. Für die flüssige Phase werden die temperaturabhängigen Stoffwerte für die vorherrschende Flüssigkeitstemperatur

ausgewählt und die der dampfförmigen Phase für den Sättigungszustand eingesetzt. Ja ist somit ein Maß für das Verhältnis der fehlenden Energie der Flüssigkeit, um den Sättigungszustand zu erreichen, zur Wärme, die im Dampf bei gleichem Volumen gespeichert ist.

Das Verhältnis der Dichten der dampfförmigen und flüssigen Phase (ρ_L/ρ_v) charakterisiert die Druckabhängigkeit des Siedevorgangs.

Die Nußelt-Zahl Nu und somit der Wärmeübergangskoeffizient für das Strömungssieden kann folglich als Funktion in Abhängigkeit der oben genannten dimensional Kennzahlen beschrieben werden.

$$Nu = f(Bo, Ja, Pr, (\rho_v / \rho_L)) \quad (2.5)$$

Die zweite Methode basiert auf empirischen Befunden, wobei die experimentell gewonnenen Ergebnisse als Funktion der Wärmestromdichte über der Wandüberhitzung aufgetragen werden.

Die Werte der Konstante C und des Exponenten n in nachfolgender Formel erhält man nach optimaler Anpassung der Korrelation an die Messwerte.

$$q = C(T_W - T_{Sat})^n \quad (2.6)$$

Die bekannteste Korrelation dieser Art veröffentlichte McAdams [Mca_49] für das voll ausgebildete Strömungssieden mit den Exponenten $n = 3,86$ und $C = 3,77 \text{ W}/(m^2K)$.

Bei der dritten Methode unterteilt man den Wärmestrom in zwei unabhängige Anteile. Dabei enthält der erste Anteil den Wärmetransport durch Blasensieden. Der zweite den Anteil der konvektive Wärmeübertragung, der hauptsächlich eine Funktion der Massenstromdichte ist.

Die Korrelationen sind vom Typ:

$$\alpha_{Ges} = (\alpha_{Kon}^n + \alpha_{Sie}^n)^{1/n} \quad (2.7)$$

Bei diesem Ansatz geht man davon aus, dass diese beiden Mechanismen parallel und vollkommen unabhängig voneinander ablaufen. Je nach Grad der Wandüberhitzung dominiert der eine oder andere Mechanismus. Im Falle hoher Wandtemperaturen ist die Oberfläche fast ausschließlich mit Dampfblasen bedeckt. Der Wärmetransport ist dadurch unabhängig von der Konvektionsgeschwindigkeit der Flüssigkeit und ausschließlich durch den Siedeprozess

gekennzeichnet. Umgekehrt verhält es sich dann bei geringen Wandüberhitzungstemperaturen, wenn nur sehr wenige Blasen auf der Oberfläche gebildet werden. Deren Beitrag zum Wärmeübergang ist sehr klein, so dass hauptsächlich der konvektive Wärmeübertragungsmechanismus von Bedeutung ist.

Tabelle 2.1: Interpolationsarten zur Beschreibung des Wärmeübergangskoeffizienten

Autor	Interpolationsart des konvektiven und siedenden Anteils der Wärmeübertragung	Gültigkeitsbereich	Ref.
<i>Labuntsov</i>	Konjugation der drei Gebiete	Sättigungssieden	[Lab_60]
<i>Kutateladze</i>	Summierung der Quadrate	Sättigungssieden	[Kut_79]
<i>Bowing</i>	Lineare Summierung	Partielles unterkühltes Sieden	[Bow_62]
<i>Bergles + Rohsenow</i>	Summierung der Quadrate	Partielles unterkühltes Sieden	[Ber_64]
<i>Yagov</i>	Summierung der Quadrate	Voll ausgebildetes unterkühltes Sieden	[Yag_96]
<i>VDI-Wärmeatlas, Schröder</i>	Lineare Summierung	Voll ausgebildetes unterkühltes Sieden	[Schr_97]
<i>Chen</i>	Lineare Summierung mit Verstärkungs- und Schwächungsfaktor	Voll ausgebildetes unterkühltes Sieden	[Che_66]
<i>Bjorge, Hall + Rosenow</i>	Summierung der Quadrate	Voll ausgebildetes unterkühltes Sieden	[Bjo_82]
<i>Shah</i>	Konjugation der zwei Gebiete	Voll ausgebildetes unterkühltes Sieden	[Sha_77]
<i>Liu und Winterton</i>	Summierung der Quadrate	Voll ausgebildetes unterkühltes Sieden	[Liu_91]
<i>Lahey</i>	Summierung der drei Anteile der Wärmestromdichte	Ganzer Bereich des unterkühlten Siedens	[Lah_78]
<i>Kandlikar</i>	Lineare Summierung von q_b , q_{kon} mit Korrekturmultiplikatoren	Partielles unterkühltes Sieden	[Kan_97]
<i>Kandlikar</i>	Verwendung der α_b mit Korrekturmultiplikatoren	Voll ausgebildetes unterkühltes Sieden	[Kan_97]

Obwohl hiermit die physikalischen Vorgänge des Siedens keineswegs präzise erfasst werden, sind sie doch von großem praktischen Nutzen. Anhand der umfangreichen Autorenliste in Tabelle 2.1 erkennt man, dass dieser Ansatz zur Beschreibung des Wärmeübergangs weit verbreitet ist. Die Gewichtung der beiden unterschiedlichen Wärmetransportprozesse, die sich in der Addition der beiden Anteile widerspiegelt, wird konträr diskutiert. Tabelle 2.1 fasst die unterschiedlichen Additionsmöglichkeiten, die je nach Anwendungsgebiet Gültigkeit

besitzen, zusammen. Eine detaillierte Betrachtung des Problems findet sich bei Spindler [Spi_94].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die experimentell gewonnenen Siedekurven bereits hier vorab präsentiert, da sie dem Leser zeigen, in welchen Bereichen der Siedekurve die Experimente durchgeführt wurden. Abbildung 2.5 zeigt die Siedekurven für unterschiedliche Massenstromdichten. Wie zu erwarten, ist im Bereich kleiner Wärmestromdichten der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf den Wärmeübergang sehr hoch. Der Anteil der konvektiven Wärmeübertragung dominiert hier über den Siedeprozess einzelner Blasen. Außerdem wird der Beginn der Blasenbildung mit steigender Massenstromdichte zu höheren Wandüberhitzungstemperaturen verschoben. Im Bereich hoher Wärmestromdichten ($q=1,0 \text{ MW/m}^2$) verschwindet der Einfluss der Konvektion fast vollständig, was anhand des konvergenzartigen Verlaufs der Siedekurven ersichtlich wird.

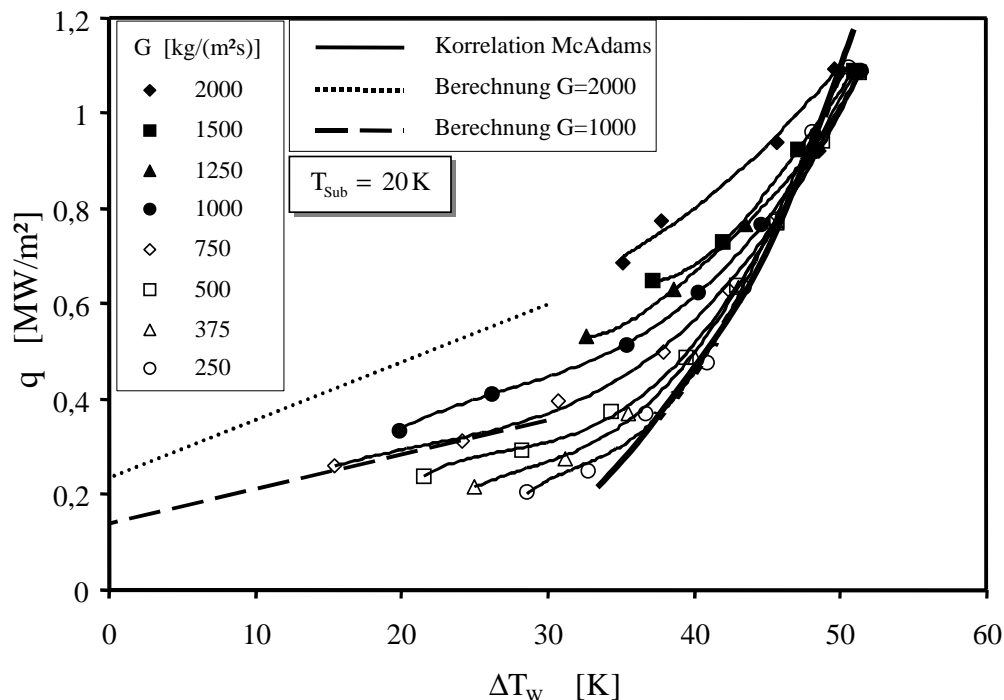


Abbildung 2.5: Siedekurven der Versuchsanlage für das unterkühlte Strömungssieden verglichen mit der Korrelation von McAdams für das voll ausgebildete Sieden und den Berechnungen der konvektiven Wärmeübertragung einer einphasigen Strömung

In Abbildung 2.5 ist außerdem die Siedekorrelation von McAdams mit den Koeffizienten $n = 3,86$ und $C = 3,77 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ für das voll ausgebildete Strömungssieden eingetragen. Man erkennt, dass der Verlauf der dargestellten Siedekurven im Bereich hoher Wärmestromdichten dieser Korrelation sehr nahe kommt, jedoch etwas niedrigere Werte annimmt. Andere Autoren geben für ihre Wärmeübergangsmessungen Werte des Exponenten im Bereich

zwischen 3 und 4 an. Zusätzlich sind in Abbildung 2.5 die Verläufe der konvektiven Wärmeübertragung für zwei Massenstromdichten ($G=1000$ und $2000 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$) eingezeichnet, die sich aus den Berechnungen einer einphasigen Strömung über einer ebenen Platte mit konstanter Wärmestromdichte ergeben (siehe Kapitel 5.1.2). Man erkennt, dass die beiden ausgewählten Siedekurven für abnehmende Wandüberhitzungstemperaturen auf den Verlauf der berechneten einphasigen Wärmeübertragung übergehen. Der obere Bereich der Siedekurven zeigt, dass die hier durchgeführten Untersuchungen den gesamten Bereich des partiellen Siedens sowie den unteren Bereich des voll ausgebildeten Siedens überdecken, nicht aber bis zur Siedekrise vorstoßen.

2.3 Charakteristische Kenngrößen beim Sieden

Beim Studium der Literatur zur Untersuchung des Siedeprozesses wird deutlich, dass in der Vergangenheit sehr viele Kenngrößen zur Charakterisierung des Siedeprozesses vorgeschlagen und definiert wurden. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Größen vorgestellt, die auch in dieser Studie behandelt werden.

Keimstellendichte

Die Keimstellendichte, die die Anzahl der aktiven Keimstellen pro Fläche wiedergibt, war interessanterweise eines der ersten Untersuchungsgebiete beim Sieden. Bereits Jakob und Fritz [Jak_31] zählten 1931 die aktiven Keimstellen beim Behältersieden von Wasser bei geringen Heizleistungen. Die gängigste Vorstellung der Keimstellenaktivierung geht von geringen Dampfresten aus, die sich in Vertiefungen auf der Heizeroberfläche befinden. Die von der Keimstellengröße abhängige Überhitzungstemperatur zur Aktivierung einer Dampfblase lässt sich mit Hilfe der Clausius Clapeyron Gleichung abschätzen. [Bae_98][Col_94]. Danach werden mit zunehmender Überhitzungstemperatur zunehmend auch Keimstellen mit kleineren Keimstellenradien aktiviert, so dass die Keimstellendichte zunimmt. Aus diesem Grund spielt die Rauigkeit und Topographie der Oberfläche für die Keimstellendichte eine sehr entscheidende Rolle, aber auch die Eigenschaften des Fluids und des Heizermaterials. Umfangreiche Untersuchungen zu diesem Thema werden in noch laufenden Studien von Luke [Luk_01] und Barthau [Bar_01] durchgeführt. Generell kann man die Ergebnisse folgendermaßen zusammenfassen: Je rauher die Oberfläche ist, desto mehr Keimstellen werden bei sonst gleichen Bedingungen in den Vertiefungen gebildet und ebenso nimmt der

Wärmeübertragungskoeffizient zu. Barthau unterschied erstmals bei der Zählung der Keimstellendichte, wie viele Blasen während einer Momentaufnahme (momentane Keimstellen) oder über eine längere Zeitperiode (kumulative Keimstellen) auf der Heizfläche aktiv sind. Die Keimstellendichte ist für viele Berechnungsmodelle zum Wärmeübergang eine wichtige Größe, da häufig davon ausgegangen wird, dass jede Blase zum Wärmetransport beiträgt. So lässt sich anhand der Keimstellendichte, der mittleren Größe der Blase und der Frequenz der Blasenentstehung der Wärmetransport berechnen.

Blasendynamik und Blasengröße

Die Blasendynamik beinhaltet die Prozesse des Blasenwachstums, der Ablösung von der Heizfläche, der Kondensation und auch der Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen an der Keimstelle. Die physikalischen Vorstellungen zum Blasenwachstum lassen sich in etwa in zwei Kategorien einteilen. Die erste geht davon aus, dass das Blasenwachstum durch Verdampfung entlang der gesamten Blasenkontur erfolgt, deren notwendige Energie aus der überhitzten Flüssigkeitsschicht, die die Blase seit Beginn der Blasenentstehung umgibt, geliefert wird. Nach dem zweiten Ansatz wird das Blasenwachstum durch eine intensive Verdampfung nur am Blasenfuß gesteuert, deren Wärme aus einer kleinen überhitzten Flüssigkeitsschicht (engl. micro-layer) zwischen der Heizfläche und der Blasengrenzfläche stammt. Aus dieser werden große Dampfmengen in die Blase transportiert und der Heizfläche Wärme entzogen. Der letztere Ansatz wird derzeit von mehreren Autoren [Man_01] favorisiert und es wurden bereits erste Modellexperimente [Hoe_02] durchgeführt, die die lokal sehr hohen Wärmestromdichten bestätigten. Die Blase wächst solange an, bis Kräfte diese von der Heizfläche verdrängen oder die Energie für die Verdampfung aus der überhitzten Grenzschicht für ein weiteres Wachstum nicht mehr ausreicht. Im ersten Fall wird sich die Blase von der Heizfläche ablösen. Im zweiten dagegen ist die Temperatur der Heizfläche nicht ausreichend hoch und die Blase kollabiert, während sie auf der Heizfläche aufsitzt. Verschiedene Ansätze zur Bestimmung der Blasengröße wurden in der Vergangenheit vorgeschlagen, wobei die meisten Ansätze alle auf die Blase wirkenden Kräfte analysieren und in einer Kräftebilanz wiedergeben. Die erste und wohl bekannteste Formel für den maximalen Durchmesser von Dampfblasen veröffentlichte Fritz [Fri_35]. Sie setzt das Gleichgewicht zwischen Auftriebskraft und Haftkraft voraus.

$$d_B = 0,851\varphi \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \quad (2.8)$$

Eine ausführlichere Kräftebilanz erarbeitete Mann [Man_01], der neben den statischen auch die dynamischen Kräfte berücksichtigte. Während des Blasenwachstums wird durch die Transportprozesse in der Mikrozone eine zusätzliche Haftkraft erzeugt, die der Auftriebskraft die Waage hält, so dass die Blase bis zu einer Größe anwachsen kann, von der an die Auftriebskräfte dominieren und sich die Blase von der Heizfläche ablöst. Mit Hilfe eines vereinfachten Modells gelang es ihm, die Blasengröße allein auf der Grundlage von Erhaltungssätzen für Masse Impuls und Energie zu berechnen. Die Ergebnisse stimmen gut mit den experimentell ermittelten Werten übereinstimmen. In der vorliegenden Arbeit wird auch untersucht, inwieweit die Versuchsparameter Einfluss auf die Blasenablösewahrscheinlichkeit haben. Dazu wird das Verhältnis der ablösenden Blasen zur Gesamtzahl der beobachteten Blasen untersucht. Die Blasenlebensdauer beinhaltet die gesamte Zeit des Anwachsens und der vollständigen Kondensation. Zusätzlich wird auch die restliche Lebensdauer der Blase nach dem Ablösevorgang separat erfasst. Nachdem sich die Blase von der Heizfläche gelöst hat, bedarf es einer bestimmten Zeit, bis an derselben Keimstelle die nächste Blase entsteht. Diese Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen kann phänomenologisch gut erklärt werden. Während des Blasenwachstums der ersten Blase wird der Heizfläche Energie entzogen, wodurch sich diese am Blasenfuß deutlich abkühlt. Dieser Effekt wurde von Kennig [Ken_96] mit Hilfe der LCT Messmethode (liquid crystal thermography) eindeutig bestätigt. Aufgrund der thermischen Trägheit des Heizers dauert es einige Zeit, bis die Oberfläche wieder die Temperatur erreicht hat, die nötig ist, um den nächsten Blasenzyklus zu aktivieren.

Dampfgehalte

Der Dampfgehalt stellt im Gegensatz zu einzelnen Blasenparametern eine makroskopische Größe dar, die entweder einer lokalen-, einer zeitlichen Mittelung oder einer Kombination aus beiden entspricht. In Abbildung 2.6 ist schematisch die axiale Dampfentwicklung beim unterkühlten Strömungssieden entlang einer beheizten Fläche aufgetragen. Es bedarf einer gewissen Einlaufänge, bis die Fluidtemperatur so weit angestiegen ist, dass sich die ersten Blasen bilden können. Dieser Punkt, der in der Literatur als Beginn des Blasensiedens beschrieben wird, hängt hauptsächlich von der Temperatur der Heizfläche, der Unterkühlungstemperatur und den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit ab. Nach der Definition von Bibeau [Bib_93] gibt

es beim unterkühlten Strömungssieden zwei Bereiche, welche die Entwicklung der Dampfphase entlang einer beheizten Fläche charakterisieren.

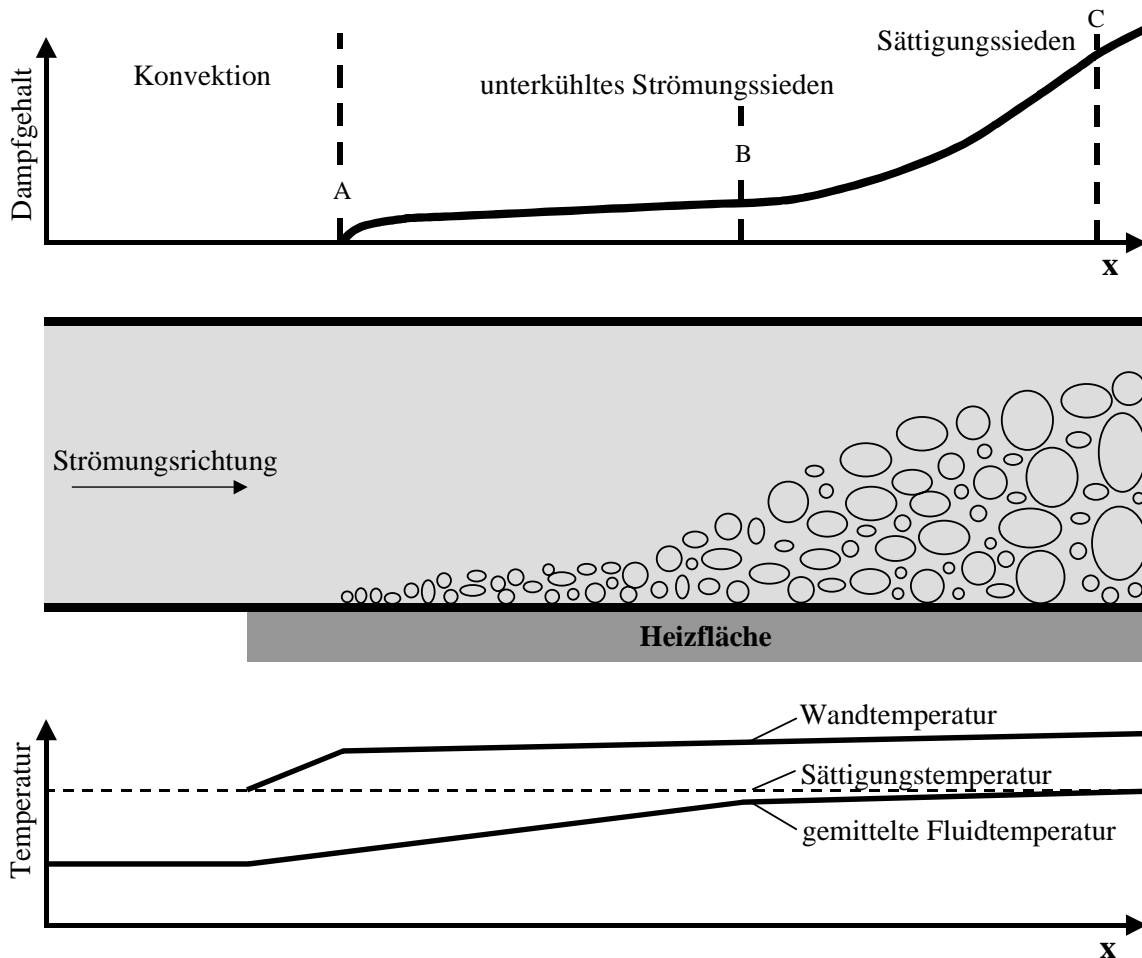


Abbildung 2.6: Entwicklung des Dampfgehaltes, der Wandtemperatur und der mittleren Fluidtemperatur entlang der Heizstrecke bei unterkühltem Strömungssieden nach Bibeau [Bib_93]

In der stark unterkühlten Region nimmt der Dampfgehalt mit zunehmender Heizlänge nur langsam zu. Hier befinden sich die Dampfblasen hauptsächlich in der Nähe der Heizfläche. Mit zunehmender Heizerlänge sinkt der Unterkühlungsgrad der Flüssigkeit und der Dampfgehalt steigt stark an. Der Knick in der Dampfgehaltskurve resultiert aus dem verlangsamten Kondensationsvorgang aufgrund der geringen Temperaturdifferenzen zwischen Dampfphase und umgebender Flüssigkeit, so dass die Dampferzeugung an der Heizfläche gegenüber der Kondensation überwiegt. Dieser Ort wird mit dem Prozess der Netto-Dampfproduktion assoziiert. Im Gegensatz zur axialen Dampfentwicklung beschreibt das Dampfgehaltsprofil die Ausdehnung der Dampfphase normal zur Strömungsrichtung. Beobachtet man die Blasen

über einen längeren Zeitraum, so gibt das zeitlich gemittelte Dampfgehaltsprofil an, wie weit die Blasen in die Kernströmung gelangen können, bevor diese kollabieren.

2.4 Messmethoden für Untersuchungen des Blasensiedens

Für die Untersuchung von thermo-fluiddynamischen Prozessen wurden im Laufe der Jahre viele unterschiedliche Messverfahren entwickelt [Het_82][Kan_99]. Aufgrund der raschen Entwicklung von Beleuchtungsquellen und Aufnahmesensoren sind insbesondere die optischen Messmethoden sehr populär, da diese die physikalischen Prozesse nicht beeinflussen, sondern berührungslos erfassen. Schon früh konnten mit Hilfe fotografischer Aufnahmen die Blasengröße und die Keimstellendichte bestimmt werden. Mit der Entwicklung der fotografischen Hochgeschwindigkeitskinematographie in den 50er Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts konnte erstmals ein vollständiger Blasenzyklus zeitlich aufgelöst und untersucht werden. Die Laser Doppler Anemometrie liefert punktuell die Geschwindigkeitskomponenten und deren Turbulenzgrade der flüssigen Phase. Die globalen Geschwindigkeitsvektoren können mit der Partikel Image Velocimetry bestimmt werden. Nachteilig für die beiden zuletzt genannten Messmethoden ist die Notwendigkeit von Tracerpartikeln, die der Flüssigkeit zugegeben werden müssen, wodurch die Keimbildung und somit der Siedeprozess eventuell beeinflusst wird. Eine weitere optische Messmethode ist die holografische Interferometrie, mit deren Hilfe z.B. Nordmann [Nor_80] die Wärmeübergänge an einer kondensierenden Blase in unterkühlter Flüssigkeit untersuchte. Der Nachteil der genannten Methoden liegt in der Notwendigkeit von idealisierten Experimenten, bei denen eine hohe optische Zugänglichkeit gewährleistet sein muss. Dies wirkt sich stark beschränkend auf die Geometrie des Versuchsaufbaus aus, denn es müssen optische Verzerrungen vermieden werden, die insbesondere bei gekrümmten Flächen auftreten. Ebenso ist der Experimentator in der Wahl des Fluids eingeschränkt, welches notwendigerweise durchsichtig sein muss. Im Falle von Siedevorgängen bedeutet dies zusätzlich, dass aufgrund von Lichtbrechungen und Lichtreflexionen an den Phasengrenzen nur Siedevorgänge mit geringen Dampfanteilen ausreichend gut beobachtet und ausgewertet werden können.

Die Bestimmung des Dampfgehaltes ist insbesondere für höhere Anteile schwierig. Kandlikar [Kan_99] unterscheidet dabei zusätzlich nach der Art der Messmethode. Beispielsweise misst eine optische oder elektrische Sonde, die den Dampfgehalt aus den Anteilen der Verweilzeit der flüssigen und dampfförmigen Phase bestimmt, den lokalen Dampfgehalt, der somit

punktuell und zeitlich gut aufgelöst werden kann. Allerdings wird in diesem Fall der Prozess durch die Sonde beeinflusst.

Für die Messung von höheren Dampfanteilen wurden Messverfahren entwickelt, die den Effekt der Absorption von energiereichen elektromagnetischen Wellen in Materie nutzen. Mit der Gamma-Densimetrie wird der Dampfgehalt über die gesamte Strahllänge gemittelt. Vorteilhaft ist die Anwendbarkeit dieser Methode auch in optisch dichten Medien. Die zeitliche Auflösung dagegen ist gering und eine Kalibrierung der Messanordnung unbedingt notwendig. Für die Bestimmung des volumetrischen Dampfgehaltes in einem Ringspalt entwickelte Stängl [Sta_91] ein kapazitives Messverfahren. Dabei wird das Messvolumen in mehrere Segmente, die jeweils einen Kondensator darstellen, unterteilt. Die räumliche Auflösung ist auf diese Unterteilung beschränkt, jedoch ist die zeitliche Auflösung sehr hoch.

Wie erwähnt sind Untersuchungen zum Blasensieden mittels der Hochgeschwindigkeitskinematographie bereits durchgeführt worden. Der wesentliche Unterschied zu den bisherigen Studien liegt in der Auswertung der aufgezeichneten Bilddaten. In der Vergangenheit wurden die fotografischen Einzelbilder und Filme stets manuell betrachtet und ausgewertet. Der Vorteil der digitalen Bildaufnahme liegt in der Möglichkeit mit mathematischen Methoden die aufgezeichneten Daten hinsichtlich der Qualität so aufzubereiten, dass die Hochgeschwindigkeitsfilme automatisiert ausgewertet werden können. Waren in der Vergangenheit Ergebnisse und Rückschlüsse auf den Siedeprozess aus wenigen beobachteten Blasenzyklen entwickelt worden, bietet der Ansatz dieser Studie den Vorteil, mit geringem Aufwand eine große Anzahl von Blasenzyklen automatisiert auszuwerten. Des Weiteren besteht die Möglichkeit, das Siedeverhalten nach statistischen Mustern zu untersuchen und zu quantifizieren, ohne sich auf die bekannten Kenngrößen wie beispielsweise die Keimstellendichte oder Blasenparameter zu beschränken.

2.5 Blasenverhalten beim unterkühlten Strömungssieden

Wird dem normalen Siedevorgang eine parallel zur Heizfläche verlaufende Zwangskonvektion aufgeprägt, so wird die Beschreibung des Siedevorgangs und des Blasenverhaltens weitaus komplexer. Für die Aktivierung eines Siedekeimes ist im Wesentlichen nur die Überhitzung der Grenzschicht in unmittelbarer Wandnähe entscheidend. Somit bleibt die Keimbildung aufgrund der Haftbedingung der Flüssigkeit an der Wand von der Konvektion unbeeinflusst. Die Blasen hingegen werden beim Wachstum und der Ablösung sehr stark von der

Strömung beeinflusst und beeinflussen diese wiederum selbst, da sie ein Hindernis für die Strömung darstellen und während ihrer Wachstumsphase Flüssigkeitsballen normal zur Strömungsrichtung transportieren. Wie leicht einzusehen ist, ist die Blasendynamik stark von der aufgeprägten Strömungsgeschwindigkeit abhängig, da die entstehenden Blasen in ein geschwindigkeitsabhängiges inhomogenes Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld hineinwachsen. Ebenso wird der Turbulenzgrad der Strömung durch das Anwachsen und Kollabieren der Blasen deutlich erhöht.

2.6 Abgrenzung dieser Studie

Das Erscheinungsbild des Siedevorgangs kann, wie Abschnitt 2.1 verdeutlicht, sehr unterschiedlich sein. Deshalb ist eine klare Abgrenzung dieser Studie zu anderen Forschungsschwerpunkten notwendig. Untersucht werden soll der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Blasen- und Dampfbildung während des partiellen und vollausbildeten Siedens. Die Flüssigkeitstemperatur der Kernströmung wird stets unterhalb der Sättigungstemperatur gehalten. Als Versuchsfluid dient demineralisiertes Wasser, das aufgrund der hohen Verdampfungswärme in der Technik häufig als Wärmeträger eingesetzt wird. Außerdem liegen für diesen Versuchsstoff eine große Anzahl experimenteller und theoretischer Studien vor. Alle Versuche werden bei atmosphärischem Systemdruck durchgeführt. In der Literatur werden die Ergebnisse oft in Bezug auf den reduzierten Druck angegeben.

$$p^* = \frac{P_{sys}}{P_{kri}} \quad (2.9)$$

Bei Drücken nahe am kritischen Druck sind starke Änderungen in den Transportphänomenen zu beobachten [Bart_01]. Der kritische Druck von Wasser beträgt 221,2 bar. Somit ist für diese Studie die Variation des Systemdrucks wenig sinnvoll, da für die maximale Druckauslegung der Anlage von 4 bar der reduzierte Druck $p^* < 0,02$ stets sehr kleine Werte annimmt. Wie bereits erwähnt, gibt es nach der Definition von Bibeau [Bib_93] zwei Bereiche für die Beschreibung der Dampfentwicklung. Nach dieser liegen die in dieser Studie durchgeführten Experimente im stark unterkühlten Bereich, wo sich die Dampfblasen aufgrund der höheren Unterkühlung und des damit verbundenen raschen Kondensationsprozesses in der Nähe der Heizfläche befinden und auch dort wieder kollabieren. Der Blasenkollaps läuft thermisch kontrolliert ab und der Anteil nicht-kondensierender Gase in den Dampfblasen ist zu vernachlässigen. Neuerdings werden vermehrt Studien durchgeführt, die sich dem Wärmeübergang und der Blasencharakteristik in sogenannten Mini- und Mikrokanälen widmen. Ein

normales Blasenwachstum ist hier nicht mehr möglich, da die Blasen von den Systemgrenzen stark beeinflusst werden. Interessant ist, dass in Kanälen mit kleinen Dimensionen die übertragbare Wärmestromdichte deutlich gesteigert werden kann, aber auch der Druckverlust zunimmt. Kandlikar fasst die bisherigen Untersuchungen und Ergebnisse in seinem Review [Kan_01] zusammen und klassifiziert die Kanäle anhand der Größe des hydraulischen Durchmessers. Er postuliert folgende Einteilung:

- Konventionelle Kanäle mit $D_{hyd} > 3 \text{ mm}$
- Mini Kanäle mit $600 \mu\text{m} < D_{hyd} < 3 \text{ mm}$
- Micro Kanäle mit $50 \mu\text{m} < D_{hyd} < 600 \mu\text{m}$

Mit einem hydraulischen Durchmesser von $D_{hyd} = 40 \text{ mm}$ liegt die durchgeführte Studie weit entfernt von den Abmessungen, bei denen der Kanalquerschnitt einen Einfluss auf das Blasensieden hat.

3 Versuchsaufbau

Um den Einfluss der Querkonvektion auf die Blasenbildung und die Blasendynamik im Bereich des unterkühlten Strömungssiedens experimentell untersuchen zu können, wurde eine Versuchsanlage ausgelegt, konstruiert und aufgebaut, in die verschiedene Messstrecken implementiert werden können. Bei der Auslegung der Messstrecke war der Aspekt einer optisch guten Zugänglichkeit vorrangig, da hauptsächlich nicht-invasive, optische Messmethoden eingesetzt werden sollten.

3.1 Anlage

Abbildung 3.1 zeigt den geschlossenen Kreislauf, der für Untersuchungen mit Wasser bei niedrigen Drücken (0,1 bis 0,4 MPa) dimensioniert wurde. Das demineralisierte Kesselspeisewasser wird vom universitätseigenen Kraftwerk in Garching bezogen. Mittels einer fünfstufigen Kreiselpumpe wird das Fluid gefördert. Ein dreiphasiger Frequenzumrichter sorgt für eine stufenlose Drehzahlregelung des Pumpenmotors, so dass der Volumenstrom durch die Messstrecke von 250 bis 3000 kg/(m²s) variiert werden kann. Ein temperaturregelter, elektrisch betriebener Vorwärmer ($P_{el} = 10 \text{ kW}$) sorgt für eine konstante Temperatur des Fluids beim Eintritt in die Messstrecke. Unterkühlungstemperaturen unter 5 K können nicht eingestellt werden, da es in der Pumpenkammer zu Kavitationen bei Temperaturen nahe der Sättigungstemperatur kommen kann.

Um ein möglichst gleichförmiges turbulentes Strömungsprofil zu erhalten, wurde eine Beruhigungskammer (siehe Abbildung 3.2) entworfen, die aus einer Querschnittserweiterung, einem Drahtgitter und einer quadratischen Einlaufdüse (aus Viertelkreisrohren zusammengesetzt) besteht. Die Auswahl des innenliegenden Drahtgitters erfolgte nach den Berechnungen von White [Whi_74] sowie nach den technischen Dokumentationen der Firma Rhodius [Rho_95]. Eine genaue Beschreibung der Messstrecke erfolgt im nächsten Abschnitt.

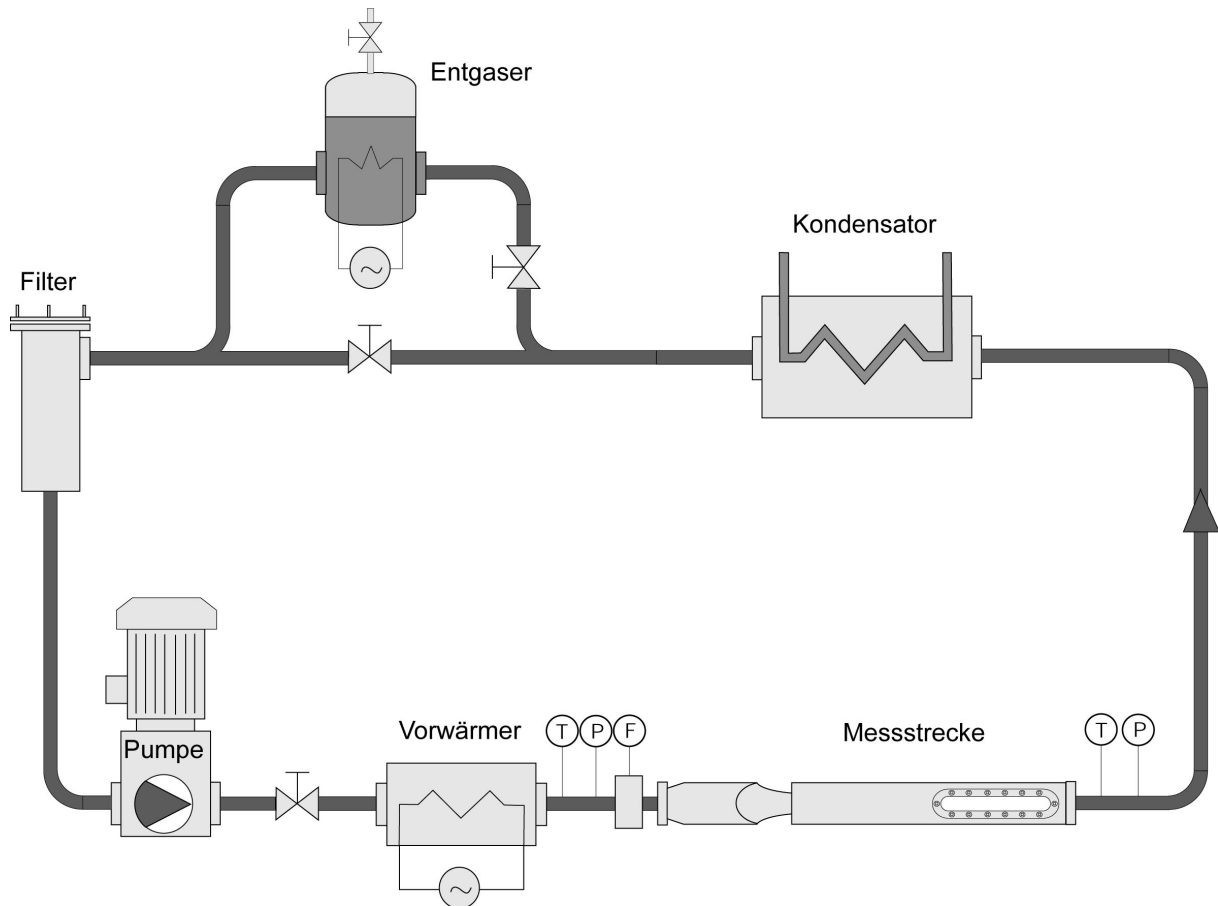


Abbildung 3.1: Skizze der Anlage zur Untersuchung des unterkühlten Strömungssiedens

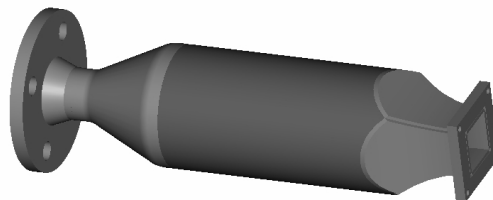


Abbildung 3.2: Beruhigungskammer mit Düse

Zur thermischen Stabilisierung und zur Entnahme der dem Vorwärmer und der Messstrecke zugeführten Wärmemenge ist ein Wasser-Wasser-Plattenwärmetauscher eingebaut. Aufgrund der hohen Massenströme wird nur ein Teil des Stromes durch den Wärmetauscher geleitet, so dass die Abmessungen dieser Komponente klein gehalten werden konnten. Die Sekundärseite des Wärmetauschers wird mit dem instituteigenen Kühlwasserkreislauf versorgt.

Marek [Mar_96] untersuchte in seiner Dissertation den Einfluss von Inertgasen beim unterkühlten Blasensieden. Diese sind in jeder technischen Flüssigkeit mit Luftkontakt gelöst.

Durch deren Anwesenheit wird die Überhitzbarkeit der Flüssigkeit herabgesetzt und die Keimbildung für den Siedeprozess begünstigt. Mit der verdampfenden Flüssigkeit werden beim Siedevorgang auch die gelösten Inertgase in die Blase transportiert. Während der Dampf an der Phasengrenze kondensiert, verbleiben diese in der Blase und behindern durch deren Anwesenheit den Stofftransport des verbleibenden Dampfes zur Phasengrenzfläche, was sich in einer größeren Blasenlebensdauer widerspiegelt. Nachdem der Dampf vollständig kondensiert ist, bleibt ein kleines Inertgasbläschen zurück. Für Untersuchungen des Blasenverhaltens ist folglich eine sorgfältige Entgasung des Fluids notwendig. Görg [Goe_00] entwickelte dafür ein thermisches Verfahren, um die unerwünschten Inertgase aus der Flüssigkeit zu entfernen. In einem 50 Liter fassenden Edelstahlbehälter wird die Flüssigkeit durch elektrische Beheizung ($P_{el} = 5 \text{ kW}$) auf Sättigungstemperatur gebacht. Die Inertgase lösen sich aus der Flüssigkeit und gelangen über die freie Oberfläche aus dem Behälter. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, wird die technische Löslichkeit für Gase in Wasser deutlich verringert.

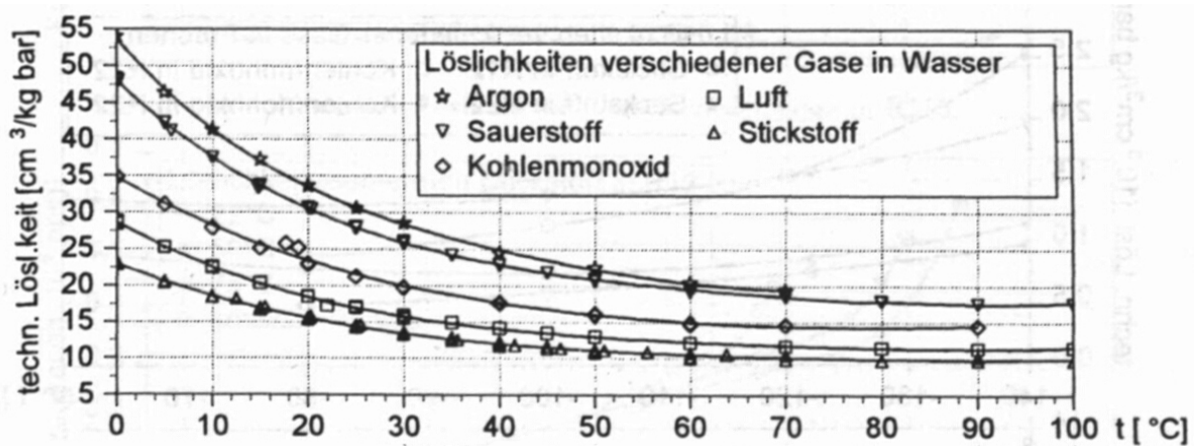


Abbildung 3.3: Messwerte der technischen Löslichkeit für verschiedene bei Atmosphärendruck in Wasser gelöste Gase als Funktion der Temperatur (Abbildung aus [Mar_96])

Trotzdem reicht eine Temperaturerhöhung alleine für eine effektive Entgasung nicht aus. Aus diesem Grund wird der oben beschriebene Effekt der Intergasansammlung in Dampfblasen genutzt, um den Gasgehalt weiter zu reduzieren. Aufgrund der heftigen Dampfproduktion beim Sättigungssieden werden auch die Intergase kontinuierlich aus der flüssigen Phase gelöst und zusammen mit dem Dampf aus dem Behälter in die Umgebung transportiert. Neben den energetischen Verlusten geht mit diesem Verfahren auch ca. ein Viertel des Wasserinhaltes durch Verdampfen an die Umgebung verloren. Der Fortschritt des Entgasungsprozesses kann mit Hilfe eines Schauglases optisch verfolgt werden. Nach etwa zweistündiger Entgasung werden keine Inertgasbläschen während des Siedevorganges im Behälter beobachtet. Diese Methode der Entgasung wurde auch für dieses Forschungs-

vorhaben eingesetzt. Auch andere Autoren [Pro_01] [Tho_97] haben so das Versuchsfluid erfolgreich entgast.

Erwähnt sei, dass es eine alternative, aber auch weitaus kostenintensivere Methode zur Entgasung des Fluid mittels Ultraschall gibt. Als Ultraschall bezeichnet man Schallwellen in einem Frequenzbereich von ca. 16 *kHz* bis 1 *GHz*. In der Flüssigkeit entstehen lokale hohe Druckunterschiede (von ca. 7,1 *bar/mm*), welche die Entstehung kurzzeitiger Kavitationsblasen in der Unterdruckphase und deren Kollaps in der Überdruckphase zur Folge haben. Die gelösten Gase bilden dabei die Keimstellen, aus denen die Kavitationsblasen entstehen und kollabieren, wobei nach diesem Vorgang die Inertgase den Behälter aufgrund der Auftriebskraft verlassen.



Abbildung 3.4: Siedeanlage

Mit Hilfe eines Nylonstrumpffilters, der sich in einem Edelstahlgehäuse befindet, werden Partikel, die einen Durchmesser von mehr als 10 μm haben, aus der Flüssigkeit entfernt. Alle Rohre, Fittings und Ventile bestehen aufgrund der Korrosionsproblematik aus rostfreiem Stahl. Die Nennweite der Rohrleitung zwischen Pumpe und Messstrecke beträgt 40 *mm*. Im Abschnitt nach der Messstrecke bis zur Pumpe wurden zur Vermeidung hoher Druckverluste Rohre mit einem Nenndurchmesser von 50 *mm* gewählt. Die Pumpe, der Vorwärmer sowie

die Verrohrung sind mit Dämmmaterial gegen thermische Verluste isoliert. Abbildung 3.4 zeigt ein Foto der aufgebauten Anlage.

3.2 Messstrecke

Abbildung 3.5 zeigt die rechteckige Messstrecke aus Edelstahl mit Kupferheizblock. Sie wird horizontal durchströmt und von unten beheizt. Der Innenquerschnitt des Kanals beträgt $40 \times 40 \text{ mm}^2$. Der Kanal hat eine Gesamtlänge von 500 mm , wobei sich die Heizfläche mit den Abmessungen $15 \times 200 \text{ mm}^2$ im stromabwärts gelegenen Teil des Kanals befindet.

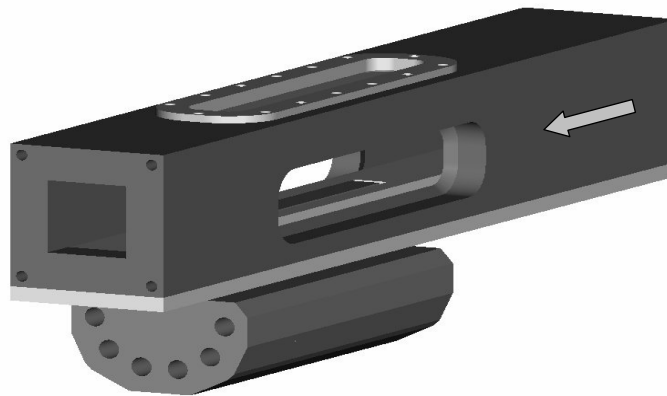


Abbildung 3.5: Kontur der Messstrecke

Über der Heizfläche bildet sich eine turbulente anlaufende Grenzschichtströmung aus. Die Kriterien für die Wahl des Kanalquerschnittes und vor allem der Form des Heizelementes ergaben sich aus der Notwendigkeit, mittels einer planaren Messmethode eine möglichst hohe Aufnahmequalität der Bilder zu erreichen. Das Auftreten von Sekundärströmungen im Übergangsbereich zwischen der beheizten zentralen Zone und den unbeheizten Seitenflächen wurde hingenommen, weil davon auszugehen ist, dass die Zone in Heizermitte und in Wandnähe hiervon nicht wesentlich beeinflusst wird, solange die Wärmestromdichte unterhalb der kritischen bleibt. Im hinteren Teil des rechteckigen Kanals sind auf drei Seiten Borosilikat-Schaugläser zur optischen Betrachtung des Siedevorgangs eingepasst und mit einem ovalen Halteflansch am Kanal fixiert. Die Größe eines Schauglases beträgt $40 \times 200 \text{ mm}^2$. Damit kann die Heizfläche gleichzeitig von zwei Seiten beobachtet und durch die dritte beleuchtet werden. Um Verwirbelungen an den Übergängen zwischen Kanalwand und Glasscheiben zu verhindern, wurden letztere bündig angepasst und der verbleibende Spalt mit einer Silikon-dichtmasse ausgegossen. Von unten wird eine Bodenplatte aus Edelstahl angeschraubt, die

den Heizblock enthält. Vor der Messstrecke befindet sich an einem quadratischen Flansch die Beruhigungskammer, dahinter ein Übergangsstück, das den Übergang von der quadratischen Messstrecke zur runden Verrohrung herstellt.

Für das Experimentieren mit Wasser als Fluid sind hohe Wärmestromdichten zur Erreichung des partiellen und ausgebildeten Siedens erforderlich. Erste Abschätzungen zeigten, dass diese hohen Wärmestromdichten mit herkömmlichen Heizleitern nicht erreichbar sind und auf die Beheizung mittels mehrerer Heizpatronen hoher Leistung gesetzt werden muss. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung und der notwendigen Einhaltung des Mindestabstands zwischen zwei Heizpatronen ist die Beheizung in unmittelbarer Nähe der Siedeoberfläche nicht möglich. Gelöst wird dieses Problem durch den Einsatz eines geometrieoptimierten, großen Kupferleitkörpers hoher Wärmekapazität. In Abbildung 3.6 ist der verwendete Kupferblock skizziert, in der man auch die Anordnung der Bohrungen für die Heizpatronen erkennen kann. Die Heizpatronen können zusammen einen maximalen Wärmefluss von ca. 2 MW/m^2 liefern. Mittels eines dreiphasigen Stelltransformators lässt sich die an den Heizpatronen anliegende Spannung und damit die elektrische Heizleistung stufenlos variieren.

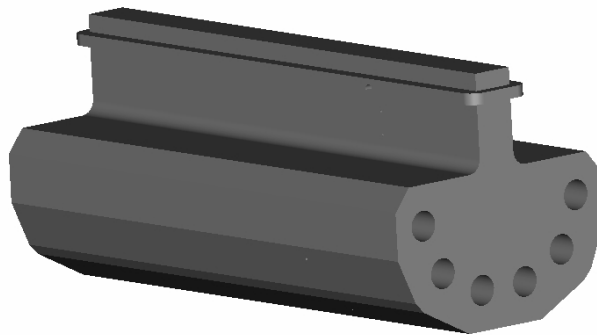


Abbildung 3.6: Kontur des Heizblocks mit Bohrungen für die Heizpatronen

Verschiedene Anordnungen der Heizpatronen wurden mit Hilfe umfangreicher Optimierungsrechnungen mit einem Finite-Elemente-Verfahren untersucht. Das wichtigste Auslegungskriterium war neben der hohen Wärmestromdichte eine möglichst homogene und konstante Temperaturverteilung entlang der Heizfläche. Das Ergebnis ist eine halbkreisförmige Anordnung der Heizpatronen, die diese Anforderungen erfüllt und einen gleichmäßigen Wärmefluss zur Siedeoberfläche produziert. Aus Symmetriegründen war die Berechnung eines Viertelblocks ausreichend (vereinfachende Annahme eines konstanten Wärmeflusses von der Oberfläche in das Fluid). Abbildung 3.7 zeigt den Temperaturverlauf in der

Symmetrieebene. Danach werden im unteren Teil des Kupferblocks Temperaturen um 420 °C erreicht, wenn die Temperatur an der Siedefläche 150 °C betragen soll. An den Heizpatronen mussten bei maximaler Leistung hohe Temperaturüberhöhungen bis an die thermischen Grenzen des Materials in Kauf genommen werden. Die hohe Wärmekapazität des Heizblocks und die hohen Temperaturen im Bereich der Heizpatronen schränken die Verwendung der Messstrecke für die Untersuchungen zur Siedekrise stark ein, da beim Überschreiten der maximalen Wärmestromdichte an der Heizeroberfläche schnell hohe Temperaturen auftreten, die zu Schäden an den Abdichtungen und zu Veränderungen der Kupferoberfläche führen.

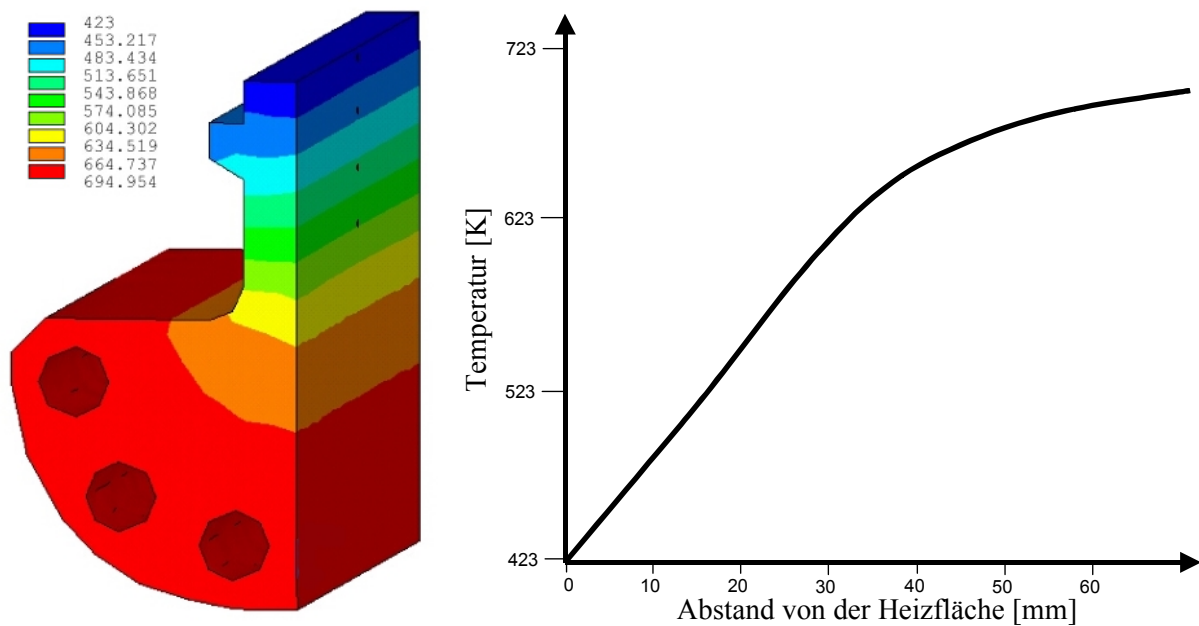


Abbildung 3.7: Temperaturverteilung im Heizer (links) und vertikaler Temperaturverlauf in der Symmetrieebene des Heizblocks (rechts)

Die Oberfläche wurde nach der Fertigung des Kupferblockes mit einer Sandstrahlvorrichtung² gleichmäßig bearbeitet. Mittels eines modernen Messgerätes konnte anschließend die Rauigkeit und die Topographie der Oberfläche vermessen³ und charakterisiert werden. Dieser hohe Aufwand ist gerechtfertigt, weil in der Literatur häufig charakteristische Siedemuster mit Blasen vorzugsweise immer an denselben Stellen beobachtet und beschrieben wurden. Um etwaige Inhomogenitäten, Kratzer und Verschmutzungen der Oberfläche zu vermeiden, wurde die Siedefläche mit äußerster Sorgfalt behandelt und vermessen, so dass der Einfluss dieser

² Diese Bearbeitung wurde am Institut für Wärme- und Kältetechnik an der Universität Paderborn durchgeführt. Für einen besseren Vergleich der experimentellen Ergebnisse aller Teilnehmer des Paketantrages wurden dort die Heizflächen einheitlich bearbeitet und vermessen.

³ Die Oberflächenstruktur wurde mit einem berührungslosen Ultraschalltaster „Nanoswing“ der Firma Hommelwerke (Schwenningen) charakterisiert.

Effekte auf spätere Messungen ausgeschlossen werden kann. Abbildung 3.8 zeigt das Rauigkeitsprofil der Oberfläche des Heizers nach der gleichmäßigen Bearbeitung durch die Sandstrahlapparatur⁴. Man erkennt dort, dass die Rauigkeit der Oberfläche im Bereich von einem Mikrometer liegt.

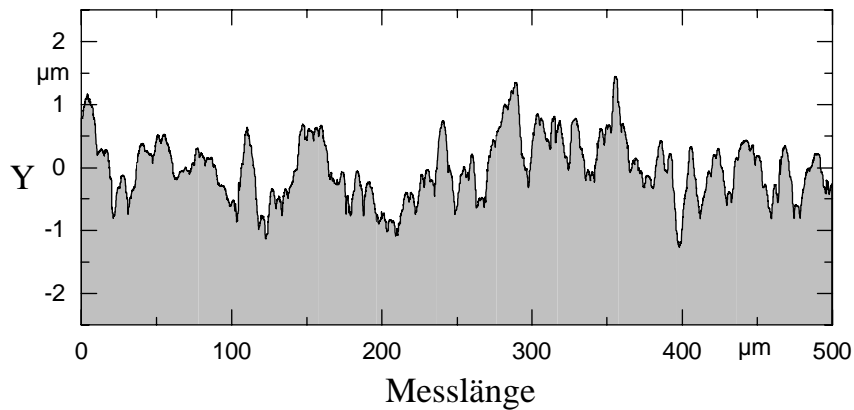


Abbildung 3.8: Rauigkeitsprofil der Siedeoberfläche

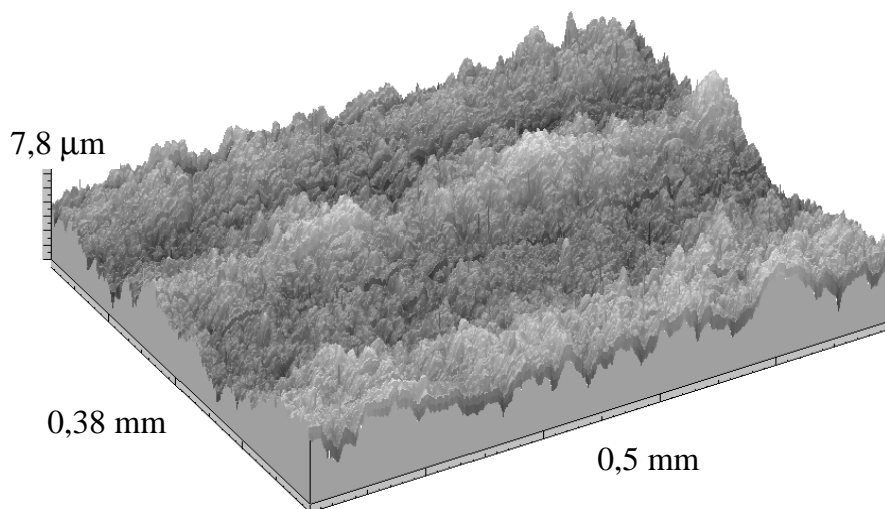


Abbildung 3.9: Topographie der Heizeroberfläche

Aus Abbildung 3.8 erkennt man ca. 50 Vertiefungen, die eine variable Tiefe von 0,003 bis 3 μm haben. Die Öffnungsweiten haben eine Größe von 0,003 bis 50 μm . Da technisch glatte Rohre Rauigkeitswerte unterhalb von 0,3 μm besitzen, ist die eingesetzte Oberfläche verhältnismäßig rau. Die Keimbildung wird hierdurch begünstigt, was für eine statistische Untersuchung des Blasenverhaltens von Vorteil ist. Abbildung 3.8 zeigt auch, dass die Vertiefungen statistisch gleichmäßig über der Oberfläche verteilt sind, so dass eine inhom-

⁴ Frau Dr. A. Luke (Univ. Paderborn) sei an dieser Stelle für die umfangreichen Oberflächenuntersuchungen gedankt.

gene Blasenbildung aufgrund einer unregelmäßigen Oberflächenbeschaffenheit ausgeschlossen werden kann.

Abbildung 3.9 zeigt die Topographie der Heizeroberfläche über einer Fläche von ca. $0,5 \times 0,4 \text{ mm}^2$. Danach besitzt die Oberfläche eine Welligkeit von ca. $5 \mu\text{m}$, die aus der spanenden Bearbeitung bei der Fertigung des Kupferblockes resultiert. Für die Keimbildung hat diese geringe Welligkeit keinen Einfluss [Luk_99].

3.3 Messtechnik

3.3.1 Messwerterfassung

Für die Erfassung der Mess- und Regelgrößen wurden zahlreiche Messaufnehmer in die Versuchsanlage integriert. In Abbildung 3.10 sind die Positionen der Messstellen sowie deren Messgrößen eingetragen. Alle Messwerte wurden mit einem HP Digitalmultimeter mit integrierter Scannerkarte in Intervallen von 6 Sekunden aufgenommen und an einen Rechner übergeben. Das Messwerterfassungsprogramm (Programmiersprache HPVee) berechnet aus den Rohdaten anhand abgelegter Kalibrierkurven die physikalischen Größen. Alle Temperaturen wurden mit Thermoelementen vom Typ K bestimmt, die vor dem Einbau in die Anlage kalibriert wurden. Die Druckmessung vor und nach der Messstrecke erfolgte mit piezoresistiven Sensoren⁵. Der Massenstrom durch die Messstrecke wird mit einem Durchflussmesser⁶ bestimmt, der nach dem Prinzip der Karman'schen Wirbelstrasse arbeitet. Danach ist die Frequenz der periodischen Wirbelablösung im Sensor proportional zum Durchfluss. Die elektrische Leistung der Heizpatronen wurde aus dem Produkt von Spannung und Strom ermittelt, deren Bestimmung durch Präzisionsmesswiderstände erfolgte. Die Regelung der konstanten Eingangstemperatur des Fluids und die Überwachung von Grenzwerten erfolgte unabhängig von der installierten Messwerterfassung, um bei einem eventuellen Ausfall einen fortlaufenden und sicheren Betrieb gewährleisten zu können.

⁵ Die erforderliche Temperaturkalibrierung wurde werkseitig von der Herstellerfirma Haenni durchgeführt und protokolliert.

⁶ Firma Endress und Hauser

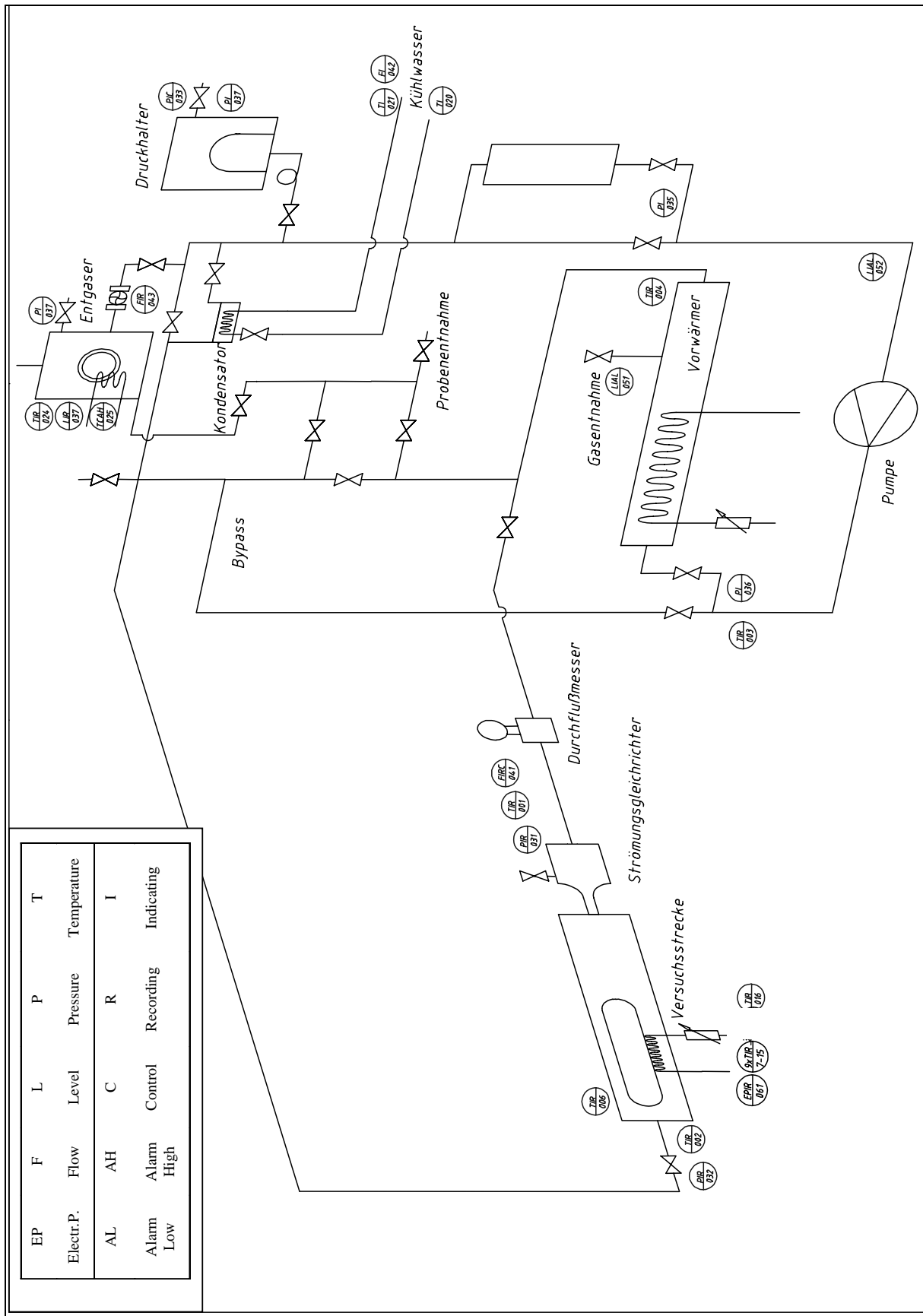


Abbildung 3.10: Schaltbild und Instrumentierung der Anlage

Zum Schutz der Pumpe vor einem eventuellen Trockenlaufen wurde ein Flüssigkeitsniveauschalter vor dem Pumpeneingang installiert. Ebenso überwachten fünf von der Messwert-erfassung unabhängige Thermo-elemente die Temperatur im Kupferheizer, um dessen Zerstörung bei einem Überschreiten der kritischen Wärmestromdichte zu verhindern. Auch die Temperatur der Heizelemente des Vorwärmers und des Entgasers wurden zum Schutz vor Übertemperaturen überwacht.

3.3.2 Bestimmung der Wärmestromdichte und der Heizflächentemperatur

Für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten ist es wichtig, die exakte Temperatur der Siedefläche sowie die Wärmestromdichte zu kennen. Diese Werte wurden mittels eines Temperaturgradientenverfahrens im Kupferheizblock bestimmt. Die Temperaturen wurden an vier Positionen entlang des Wärmestroms mittels Thermo-elementen vom Typ K gemessen (siehe Abbildung 3.11).

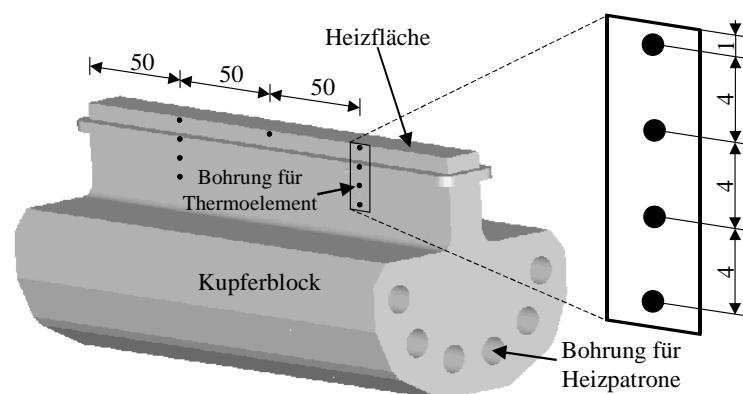


Abbildung 3.11: Position der Thermo-elemente

Aus den Messwerten kann die Temperatur durch lineare Extrapolation berechnet werden (siehe Abbildung 3.12). Die Wärmestromdichte wird aus der Temperaturdifferenz, dem Abstand zwischen den Thermo-elementen und der Wärmeleitfähigkeit des Materials bestimmt. Ändert sich die Heizleistung während der Experimente, so ist dies anhand einer Abweichung vom linearen Temperaturprofil zu erkennen. Den Grad der Abweichung der Messwerte (least square fit) von einer linearen Regression kann durch das Bestimmtheitsmaß R^2 ausgedrückt werden und diente somit bei den durchgeführten Experimenten als Kriterium für einen stationären Zustand. Im Falle eines stationären Betriebszustandes nahm das Bestimmtheitsmaß R^2 (bei einer Rundung auf die zweite Stelle nach dem Komma) den Wert „Eins“ an.

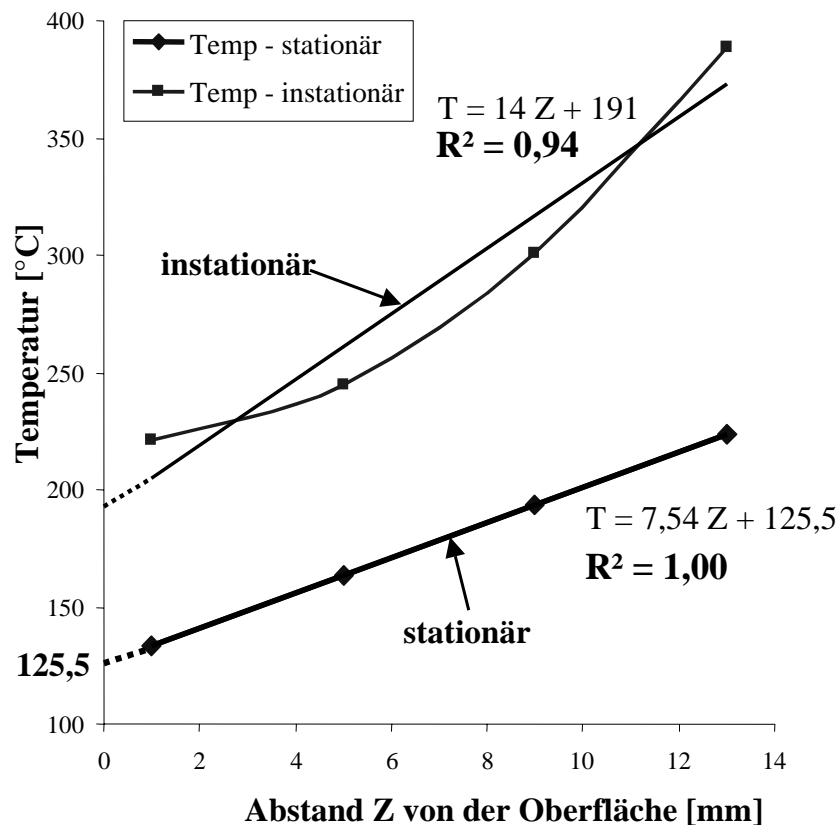


Abbildung 3.12: Bestimmung der Heizflächentemperatur durch lineare Regression

Mittels eines Finite-Elemente-Programms wurde der Störeinfluss der Thermoelementbohrungen auf den als homogen unterstellten Temperaturfluss bestimmt. Dazu wurde das Temperaturfeld um eine Bohrung von 2 mm Durchmesser simuliert, obwohl diese im Kupferblock nur 1 mm beträgt. Der Grund dieses Vorgehens liegt in der Notwendigkeit, eine kreisförmige Gitterstruktur für die Berechnung zu erzeugen. Bei einem 1 mm Bohrloch war eine Verfeinerung der Gitterstruktur aufgrund des limitierten Speichers des zur Verfügung stehenden Rechners nicht erreichbar. Somit wurde ein weitaus größerer Einfluss des Bohrlochs auf die Messung als tatsächlich vorhanden simuliert. Die Ergebnisse aus Abbildung 3.13 zeigen, dass an der Unterseite des Bohrloches die Temperaturen um ca. $2,5 \text{ K}$ höher und auf der Oberseite um $2,2 \text{ K}$ geringer als die auf mittlerer Höhe liegende Referenzwerte sind. Für die Temperaturmessung ist die Mitte des Bohrloches entscheidend, da in dieser Ebene die Kontaktstelle der Thermodrähte liegt und somit die Temperatur an dieser Position gemessen wird. Vergleicht man die beiden Temperaturen in dieser Ebene, so beobachtet man zwischen dem gestörten und dem ungestörten Bereich eine Temperaturdifferenz von maximal $0,3 \text{ K}$. Somit kann der Fehler eines 1 mm Bohrloches auf die Bestimmung des Wärmestroms und der Heizflächentemperatur vernachlässigt werden.

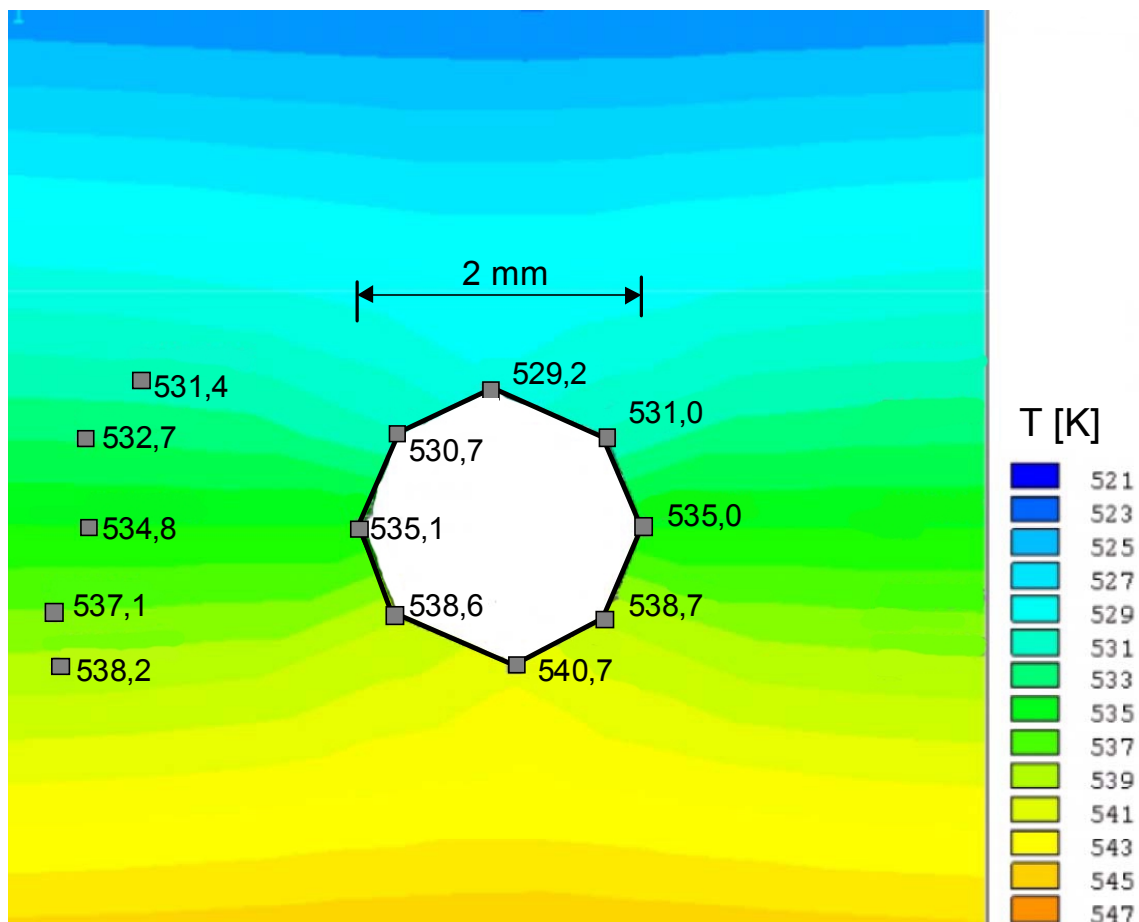


Abbildung 3.13: Temperaturfeld um ein Bohrloch für Thermoelemente

3.3.3 Bestimmung des Temperaturprofils der Kanalströmung

Für die Bestimmung des Temperaturprofils wurde im hinteren Teil der beheizten Fläche eine höhenverstellbare Temperatursonde angebracht (siehe Abbildung 3.14). Sie besteht aus einer Vorrichtung, mit deren Hilfe die Position der Sonde eingestellt werden kann. Das Thermoelement wurde speziell gefertigt und besitzt einen Durchmesser von 2 mm , das zur Spitze hin auf $0,25\text{ mm}$ verjüngt ist, um die Flüssigkeitsströmung möglichst wenig zu beeinflussen. Die Vorrichtung ist so konstruiert, dass das Thermoelement bei einer Umdrehung des Spindelrades um 1 mm gehoben wird, ohne die Position in axialer Richtung zu verändern. Realisiert wurde dies durch ein innenliegendes Kugellager, das eine Änderung der axialen Position des Thermoelementes bei Drehung des Spindelrades verhindert. Die Höhenposition der Sonde konnte ohne direkte optische Bestimmung der Länge der Sondenspitze mit einer Genauigkeit von ca. $0,1\text{ mm}$ gemessen werden.

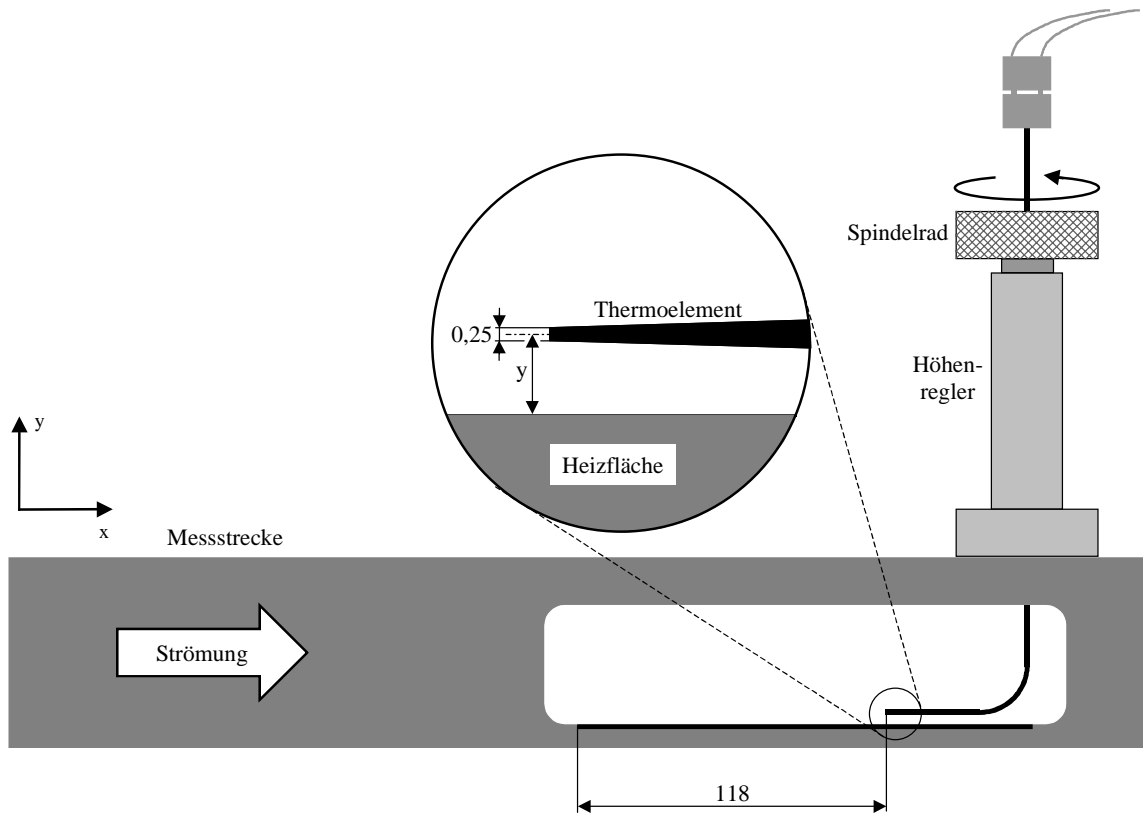


Abbildung 3.14: Höhenverstellbare Temperatursonde

3.4 Optische Messmethoden

Die Anordnung der Kameras und der Beleuchtung zur optischen Untersuchung des Blasenverhaltens ist in Abbildung 3.15 dargestellt.

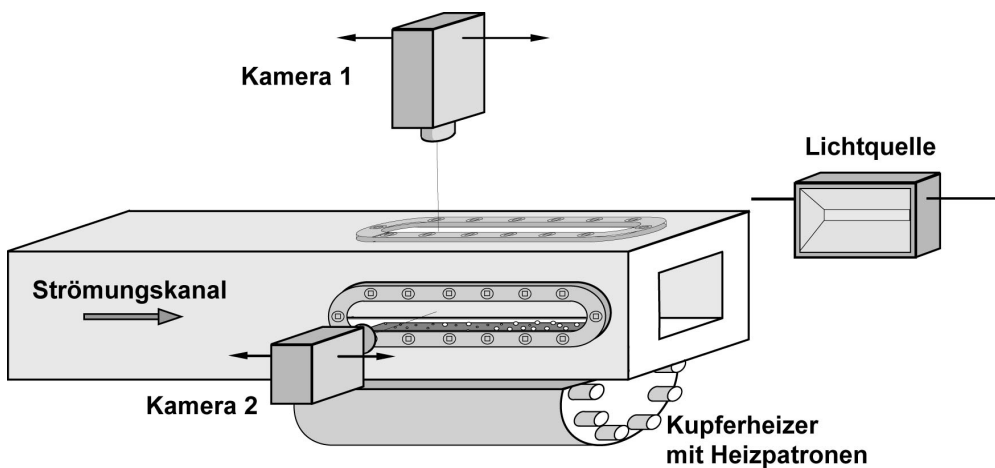


Abbildung 3.15: Position der Kameras zur Heizfläche

Zwei unterschiedliche Kameras, die beide senkrecht zueinander stehen, wurden dafür eingesetzt. Durch Verschieben der Kameras auf einer mechanischen Traverse können die Prozesse des unterkühlten Siedens vom Anfang bis zum Ende der Heizfläche beobachtet werden.

3.4.1 Hochauflösende CCD-Kamera

Die Bildaufnahme erfolgt mit Hilfe einer CCD-Kamera⁷ mit 256 Graustufen. Zentrales Bauteil einer CCD-Kamera ist ein rechteckiger Chip, der das einfallende Licht in einer Pixelmatrix von hier 1280x960 Bildelementen (Pixel) aufnimmt. Die Kamera kann mit verschiedenen Objektiven und Zwischenringen versehen werden, so dass mit variablen Objektdistanzen und Bildausschnitten gearbeitet werden kann. Alle Aufnahmen erfolgten mit einem 75-mm-Objektiv. Auf einer Fläche von 14x32 mm², entsprechend einer Bildauflösung von 24 µm/Pixel, konnte die Heizfläche mit einer Bildrate von 7,5 B/s beobachtet werden. Da die Zeitskala der Siedevorgänge im Bereich von 10 bis 1000 Mikrosekunden liegt, zeigen die Bilder dieser Kamera jeweils eine Momentaufnahme des Siedemusters. Durch den Arbeitsspeicher des Rechners limitiert, wurden pro Versuchszustand sieben Bilder aufgenommen und auf der Festplatte gespeichert. Die Kamera wird über ein in Strömungsrichtung verstellbares Halterungssystem an X-förmigen Aluminiumgussprofilen⁸ befestigt. Die Heizeroberfläche wurde mittels zweier Halogenlampen von je 500 Watt von beiden Seiten senkrecht zur Aufnahme­richtung beleuchtet, so dass Blasen durch Reflexionen der Lichtstrahlen an der Phasengrenze als hufeisenförmige Gebilde aufgezeichnet werden. Zwischen Beleuchtungslampen und Objekt wurden optische Diffusorscheiben angebracht, um eine homogene Beleuchtung zu erreichen.

3.4.2 Hochgeschwindigkeitskinematographie

Um die Vorgänge der Blasenbildung und Blasendynamik beim unterkühlten Strömungssieden visuell beobachten und aufnehmen zu können, wurde eine digitale Hochgeschwindigkeitskamera (Kodak HS 4540) eingesetzt. Die Auflösung beträgt 256 x 256 Bildpunkte mit 256 Graustufen (8-bit) bei einer Bildrate von 4500 B/s. Die maximale Auflösung reduziert sich bei höherer Aufnahme­frequenz bis zu 64 x 64 Pixeln (40500 B/s). Die aufgenommenen Bilder werden digital im Speicher des Videosystems abgelegt und mittels eines internen Konverters als Videosignal mit 25 B/s auf einem Monitor abgespielt. Gleichzeitig können alle Einzel-

⁷ Firma Sony, Modell XCD 900, 8 bit

⁸ X-95-Profil der Firma Linos, Göttingen

bilder der Sequenz mit einem Videorecorder oder einem Framegrabber aufgenommen werden. Dieser Framegrabber speichert den Film⁹ aus 1000 Einzelbildern zur späteren Weiterverarbeitung auf eine Festplatte. Die Beleuchtung der Blasen erfolgte im Durchlichtverfahren, d.h. Beleuchtung, Objekt und Kamera liegen auf einer optischen Achse. Dies hat den Vorteil, dass für die kurze Belichtungszeit bei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen genügend Licht zur Verfügung steht. Alle Aufnahmen erfolgten mit einem 105-mm-Objektiv, das einen Ausschnitt von 32 mm Breite abbildet, was einer minimalen Auflösung von 125 $\mu\text{m}/\text{Pixel}$ entspricht.

3.4.3 Particle Image Velocimetry (PIV)

Die digitale „Particle Image Velocimetry“ (PIV) wurde zur Messung von momentanen, zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern der flüssigen Phase benutzt. Auf die Beschreibung der PIV Grundlagen wird hier verzichtet und auf die Literatur von Raffel [Raf_98] verwiesen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.16 skizziert.

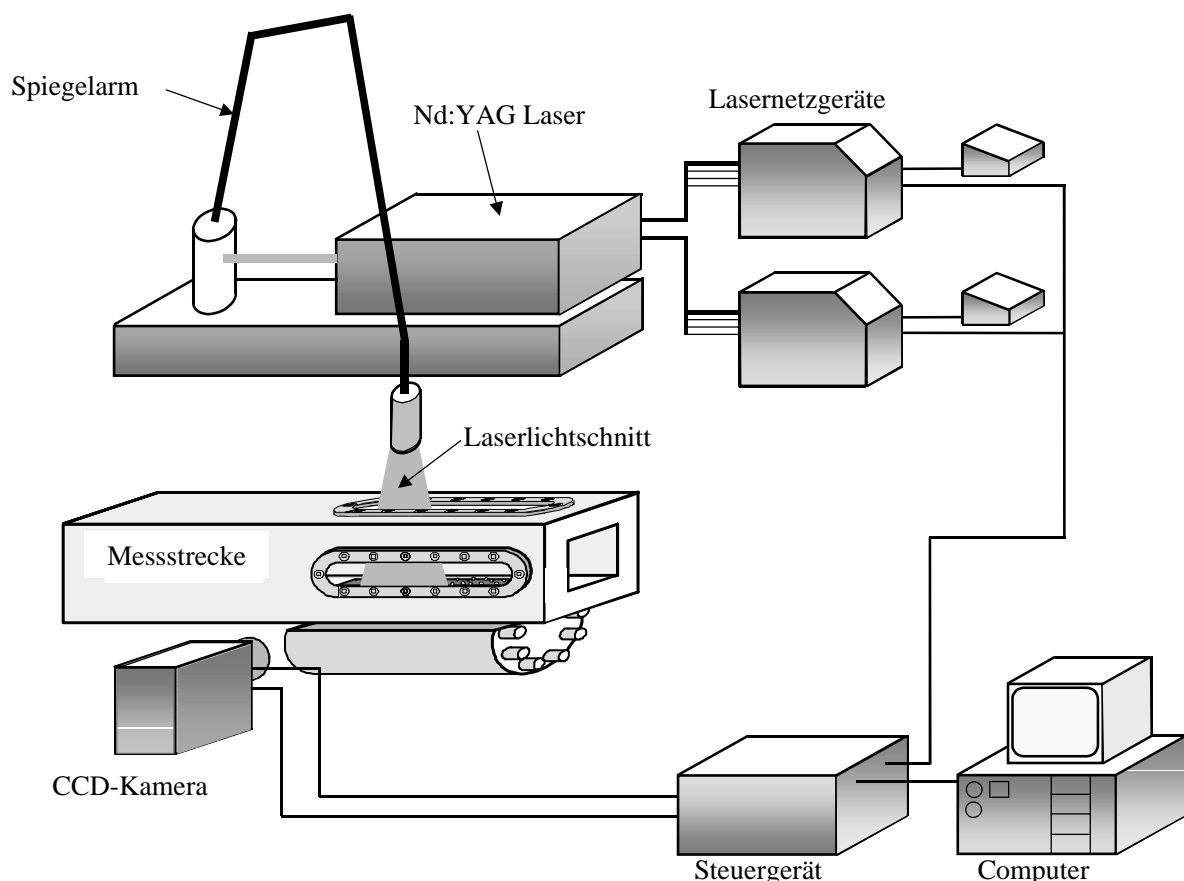


Abbildung 3.16: Aufbau der PIV Messungen

⁹ Dateiformat: avi-Datensatz

Verwendet wurde das PIV-System¹⁰ der Firma Dantec. Die Messebene beleuchteten zwei Nd:YAG Laser¹¹, die jeweils eine Pulsenergie von 200 *mJ* bei einer Pulsdauer von 8 *ns* besitzen. Der Zeitabstand zwischen den beiden Lichtpulsen wurde so eingestellt, dass bei der Vorauswertung des Strömungsfeldes die Anzahl an verwertbaren Geschwindigkeitsvektoren möglichst groß war. Dieser sollte einerseits hinreichend klein sein, damit die Trajektorie der Partikel annähernd linear und die Geschwindigkeit längs dieser Strecke konstant ist, und andererseits sollte er groß genug sein, dass die Partikel einen gewissen minimalen Versatz in den beiden Bildern haben, um den Geschwindigkeitsvektor mit Hilfe der Kreuzkorrelation zuverlässig bestimmen zu können. Typische Zeitdifferenzen lagen bei diesen Experimenten bei 100 μs . Die Laserstrahlen wurden über einen Laserstrahlführungsarm zur Messstrecke geleitet und durch eine Zylinderlinse zu einem ebenen Lichtschnitt aufgeweitet. Die Dicke des Lichtschnittes betrug bei allen Messungen ca. 1 *mm* und wurde durch eine sphärische Linse justiert. Das Streulicht der Tracerpartikel wurde durch ein Seitenfenster aus einer Beobachtungsrichtung normal zum Lichtschnitt aufgenommen. Als Tracerpartikel wurden hohle Glaskugeln mit einem Durchmesser von 10 μm und einer Dichte von 1000 kg/m^3 verwendet, um einen Schlupf zu vermeiden. Inwieweit diese Partikel den Siedevorgang und das Blasenverhalten beeinflussen, wird später in Kapitel 3.5.3 diskutiert. Der betrachtete Bildausschnitt betrug 24x30 mm^2 , wobei der Laserlichtschnitt in die Mitte des Kanals projiziert wurde. Mittels einer Traverse konnte die Kamera in Strömungsrichtung verschoben werden, so dass der Einfluss der beheizten Länge auf das Strömungsfeld an drei verschiedenen Positionen untersucht werden konnte, deren Lagen in Abbildung 3.17 skizziert sind. Eine zeitliche Auflösung der Strömungsereignisse war nicht möglich, da die maximale Blitzwiederholraten der Puls laser von 4 *Hz* wesentlich langsamer als die Vorgänge der Blasenbildung sind.

Für jeden Versuchszustand wurden 100 Doppelbilder aufgenommen und auf eine Festplatte gespeichert. Die Auswertung des mittleren Partikelversatzes zwischen den beiden Momentaufnahmen erfolgte mittels der Kreuzkorrelationsmethode, die im Auswerteprogramm (FlowMap 1500) der Firma Dantec integriert ist. Die Abbildungen des momentanen Strömungsfeldes wurden in 32x32 Pixel große Korrelationsgebiete (interrogation spots) mit einer Überlappung von 50 Prozent unterteilt. Zuerst wurden die Geschwindigkeitsfelder aus allen Doppelbildern berechnet und anschließend die Statistik der Geschwindigkeitsvektoren des Strömungsfeldes erstellt.

¹⁰ FlowMap1500 mit einer HiSense CCD-Kamera (Auflösung: 1280x1024) der Firma Hamamatsu

¹¹ PIV-200 der Firma New Wave Gemini

Dabei sei an dieser Stelle angemerkt, dass nicht alle korrelierten Geschwindigkeitsvektoren aufgrund der anwesenden Blasen für die Statistik gewertet werden konnten. Das Licht des Laserlichtschnitts wird teilweise an der Phasengrenzfläche der Blasen in Richtung der Kamera reflektiert. Im Gegensatz zum Streulicht der Tracerpartikel, das in den PIV Bildern kleine weiße Punkte erzeugt, werden bei den Lichtreflexionen an den Blasen großflächige Strukturen, die teilweise als Blasensegmente gedeutet werden können, auf den Bildern abgebildet. Die angewandten Korrelationsalgorithmen berechnen auch für diese Strukturen je nach Größe ein oder mehrere Geschwindigkeitsvektoren, die nicht der Geschwindigkeit der flüssigen Phase entsprechen.

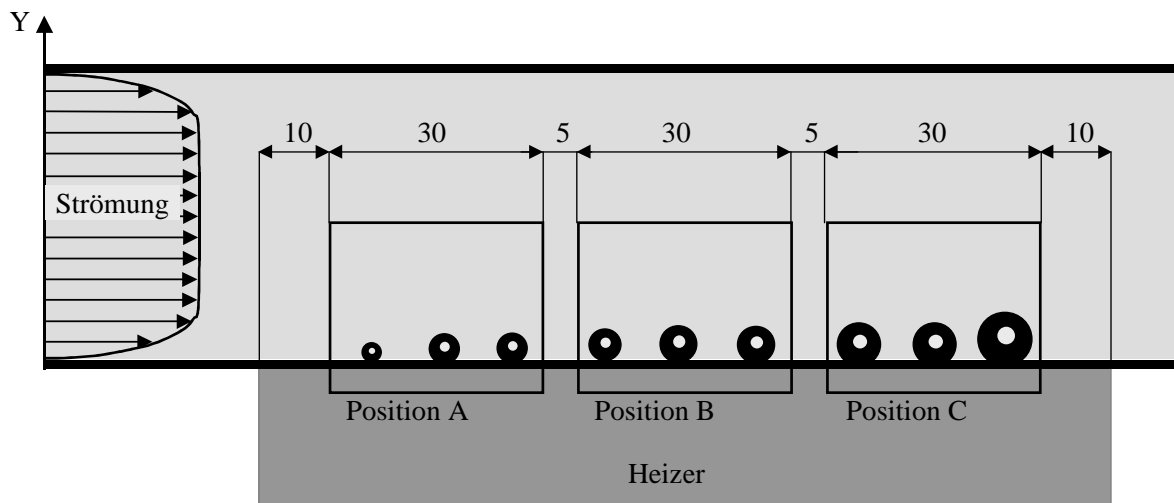


Abbildung 3.17: Positionen der PIV Aufnahmen entlang der Heizfläche

Deshalb wurden eine große Anzahl an PIV Bildern mit den dazugehörigen korrelierten Geschwindigkeitsfeldern visuell verglichen. Dabei zeigte sich, dass im Falle der aufgenommenen Tracerpartikel die Richtung und der Betrag der korrelierten Geschwindigkeitsvektoren gewisse Kriterien, die nachfolgend beschrieben werden, erfüllen, die Berechnungen der großflächigen Strukturen dagegen diese überschreiten. Durch die Wahl eines geeigneten Filters wurden nur die Vektoren für die Gesamtfeldanalyse gewertet, deren Betrag den doppelten Wert der Kernströmungsgeschwindigkeit nicht überschritt. Auch die Richtung der gültigen Vektoren wurde vorgegeben, so dass nur Vektoren mit positiven Werten in Strömungsrichtung und in Richtung der Wandnormalen in die Wertung eingingen. Mit diesem Verfahren kann natürlich nicht gänzlich ausgeschlossen werden, dass in manchen Fällen Geschwindigkeitsvektoren, die aus Korrelation von großflächigen Strukturen stammten und zufällig die Kriterien der Filtereinstellungen erfüllten, fälschlicherweise für die Statistik gewertet wurden. Dennoch ist es bei der hier durchgeführten Parameterstudie gelungen, trotz

der Anwesenheit der Blasen interessante Aussagen über die Geschwindigkeiten der flüssigen Phase normal und parallel zur Strömungsrichtung in Wandnähe zu ermitteln (siehe Kapitel 5).

3.5 Beleuchtungsmethoden

Für die Untersuchung und Beobachtung der Blasenentstehung und Dynamik sollten nur nicht-invasive Messmethoden eingesetzt werden, die keinen Einfluss auf die Strömung und den Siedevorgang haben. Als Verfahren kamen somit nur optische Erfassungssysteme in Betracht. Die Erzeugung scharfer und kontrastreicher Bilder ist eine Vorbedingung für den erfolgreichen Einsatz digitaler Bildanalysemethoden. Aus diesem Grund wurde im Vorfeld der Untersuchung die Beleuchtungs- und Aufnahmemethode des Siedemusters variiert. Die Kamera kann entweder parallel oder normal zur Heizfläche gerichtet werden. Zum Einsatz kamen die Laserlichtschnittmethode, die Beleuchtung mit weißem Licht aus Standard-Halogenlampen sowie die Beleuchtung mittels fluoreszierender Tracerpartikel.

3.5.1 Bildebene parallel zur Heizfläche

In Abbildung 3.18 sind zwei Beleuchtungstechniken mit paralleler Sicht zur Heizfläche skizziert. Das Bild rechts unten zeigt eine Aufnahme mit Durchlichtbeleuchtung. Dabei liegen Beleuchtung, Objekt und Kamera auf einer gemeinsamen Achse. Man erhält ein realistisch wirkendes Bild. Vorteilhaft ist diese Beobachtungsmethode für Studien zur Entstehung, Ablösung und zum Kondensieren von Blasen.

Neben den Längenmaßen lassen sich anhand der Bildsequenzen auch charakteristische Zeiten der Blasenbewegung verfolgen. Nachteilig wirkt sich die fehlende Tiefeninformation aus, da der exakte Ort der Blasen entlang der optischen Achse nicht bestimmt werden kann. Außerdem überlagern sich bei hohen Wärmestromdichten einzelne Blasen zu Clustern, die eine eindeutige Klassifizierung erschweren.

Eine Möglichkeit zur optischen Trennung zweier Phasen stellt die Beleuchtung mittels Laserlichtschnitt dar, die ebenso in Abbildung 3.18 skizziert ist. Dabei wird der Lichtstrahl eines Argon-Ionen-Lasers durch einen Fasereinkoppler in einen Lichtwellenleiter geführt. Am Ende des Faserbündels erfolgt mit einer geeigneten Zylinderlinse die Aufweitung zu einem linienförmigen Strahl. Der 0,8 mm dicke Lichtschnitt wird senkrecht zur Heizfläche positioniert. Ein Vorteil dieser Methode ist die auf die ausgeleuchtete Ebene begrenzte Beobachtung und Visualisierung der Zweiphasenströmung. Man erhält Bilder (siehe Abbildung 3.18, links oben) mit deutlichen, hellen Zonen, die aufgrund von Reflexionen an den Phasengrenzflächen

entstehen. Allerdings geht bei diesem Beleuchtungsverfahren das reale Bild der Blasen verloren.

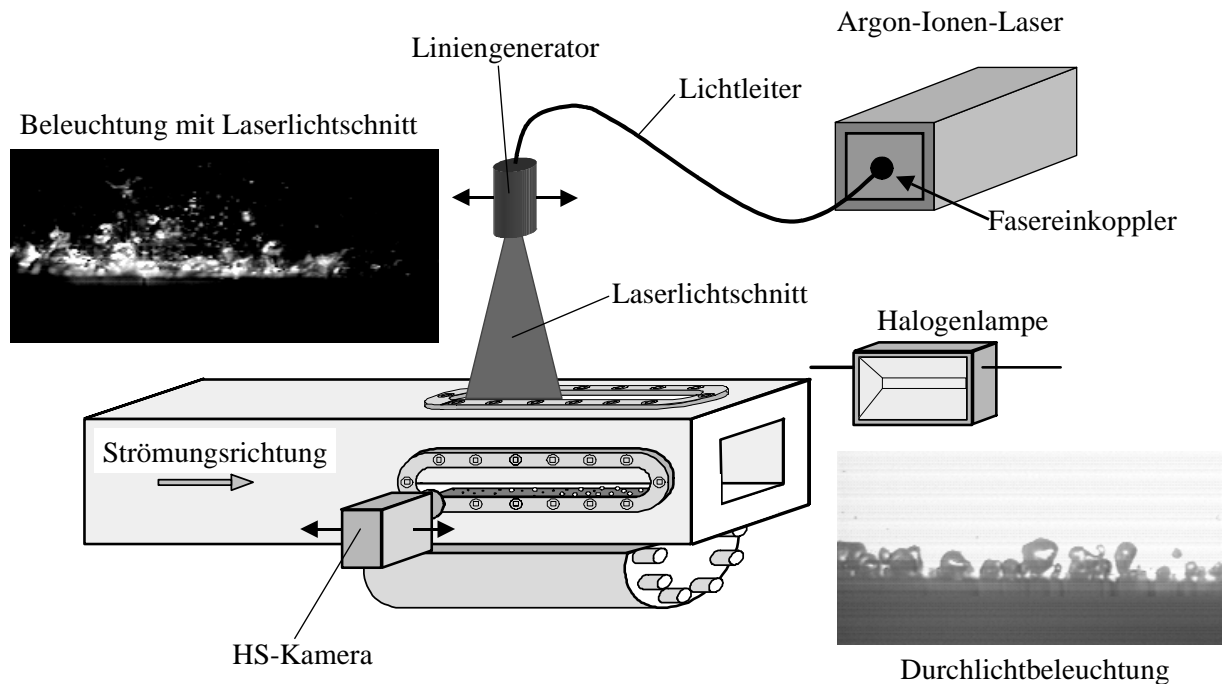


Abbildung 3.18: Aufbau der optischen Messmethoden mit Laserlichtschnitt (Bild links oben) und Durchlichtbeleuchtung mit Halogenlampe (Bild rechts unten) bei paralleler Aufnahme der Heizfläche

3.5.2 Bildebene normal zur Heizfläche

Abbildung 3.19 zeigt eine Skizze zweier weiterer optischer Anordnungen und die hiermit entstandenen Aufnahmen. Die normal zur Siedefläche positionierte Kamera erfasst in beiden Fällen das auf der Heizfläche entstehende Siedemuster. Bei seitlicher Beleuchtung mit einer Halogenlampe erhält man ein realistisch wirkendes Bild des Siedevorgangs, aus dem die Blasenpopulation sowie die Blasengrößenverteilung gewonnen werden kann. Zu beachten ist, dass das Bild bei einer einseitigen seitlichen Beleuchtung eine hell beleuchtete Blasenseite und eine Schattenseite liefert. Eine Standardauswertungssoftware erkennt in diesem Fall geschlossene Blasen nicht. Aus diesem Grund ist eine Beleuchtung von beiden Seiten vorteilhaft, um die Konturen der Blasen besser abgrenzen zu können. Das zweite Messverfahren in Abbildung 3.19 beruht auf der seitlichen Beleuchtung mittels Laserlichtschnitt (Argon-Ionen-Laser). Dabei wird diesmal der $0,8 \text{ mm}$ dicke Lichtschnitt parallel zur Heizfläche gelegt, wobei der Abstand zur Heizfläche variiert werden kann. Während der Entstehung der Blasen erreichen diese die ausgeleuchtete Ebene und das Laserlicht wird an deren Konturen in

Richtung der Kamera reflektiert. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Erfassung der Phasenverteilung in Abhängigkeit vom Abstand zur Heizfläche. Die gewonnenen Bilder bestehen aus einem schwarzen Hintergrund mit hellen Bildpunkten, die eine sehr gute Basis für die digitale Bildanalyse sind. Zu beachten ist, dass nur ein Teil der Blasenkontur die Reflexionsbedingung erfüllt und das einfallende Licht um 90° in Richtung der Aufnahmeoptik umlenkt. Die weißen, stäbchenförmigen Streifen im linken Bild von Abbildung 3.19 bestätigen den Effekt, dass jeweils nur ein Teil der Blase sichtbar wird. Die Bestimmung der Blasengröße aus den Bildern ist deshalb nur mit großen Fehlern möglich.

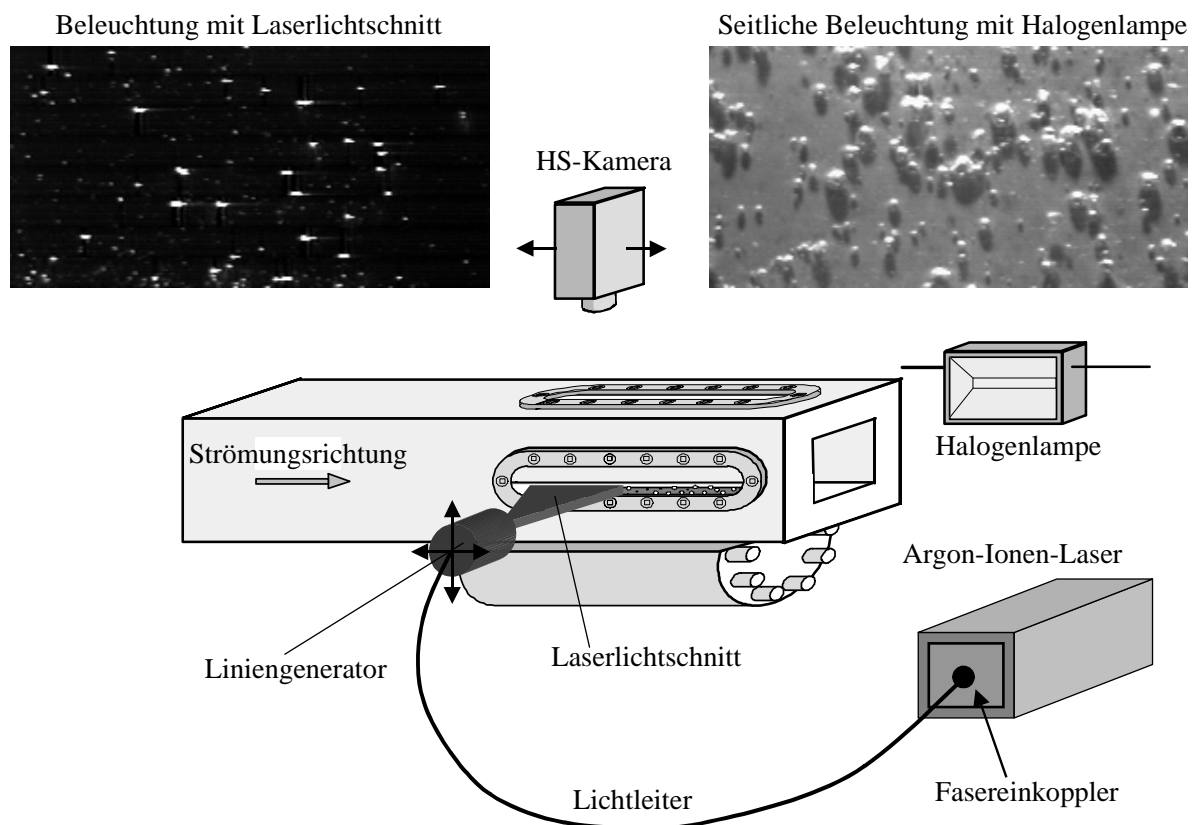


Abbildung 3.19: Aufbau der optischen Messmethoden mit Laserlichtschnitt (Bild links oben) und seitlicher Beleuchtung mit Halogenlampe (Bild rechts oben) bei normaler Aufnahme der Heizfläche

3.5.3 Einsatz von fluoreszierenden Tracern (LIF)

Die Idee der hier untersuchten Beleuchtungsmethode mit Fluoreszenzpartikeln ist die Erzeugung einer selbstleuchtenden Ebene, in die Gas- oder Dampfblasen hinein wachsen. Es wird erwartet, dass sich die Blasen mit dieser Beleuchtungsmethode besser vom Hintergrund

abheben, da für den Einsatz einer automatisierten digitalen Bildanalyse Bilder hoher Qualität notwendig sind.

Obwohl der physikalische Vorgang der laserinduzierten Fluoreszenz bereits häufig in der Literatur beschrieben ist [z.B. Hol_95], wird hier der Prozess kurz zusammengefasst:

Die Fluoreszenz ist die Folge eines dreistufigen Prozesses, der in den Fluoreszenzfarbstoffen stattfindet. In der ersten Stufe werden die Moleküle des Fluoreszenzfarbstoffs durch eine externe Lichtquelle, beispielsweise einen Laser, durch Absorption eines Lichtquants in einen höherenergetischen Zustand gebracht. Durch die Bewegung und Stöße der Moleküle untereinander werden im zweiten Schritt verschiedene Vibrationsniveaus angeregt, wodurch die Anregungsenergie geringfügig abnimmt. Kehrt das Molekül im dritten Schritt in den Grundzustand zurück, wird ein Photon größerer Wellenlänge emittiert, und es kommt zu einer Frequenzverschiebung zwischen eingestrahlttem und emittiertem Licht. Die Zeitdauer für den beschriebenen Vorgang der Fluoreszenz liegt im Bereich von 1 - 100 ns.

Um die neu aufgebaute Versuchsanlage nicht mit dem Fluoreszenzfarbstoff zu kontaminieren, wurde parallel zu dieser ein weiterer, sehr vereinfachter Versuchsaufbau entwickelt [Hue_01], der in Abbildung 3.20 skizziert ist. In einem Messkanal mit einem Querschnitt von 40x40 mm² befindet sich ein elektrisch beheizbares Kupferrohr (Durchmesser 12 mm), welches von drei Seiten optisch zugänglich ist. Mittels des Argon-Ionen-Lasers (488 nm) und der notwendigen Linienoptik wird der bereits vorher beschriebene Lichtschnitt (0,8 mm dick) in den Messkanal senkrecht zur beheizten Oberfläche geführt. Als Fluoreszenzfarbstoff wird Fluoreszin eingesetzt, der im Gegensatz zu vielen anderen Farbstoffen (wie z.B. Rhodamin) nur sehr schwach toxisch ist und sich sehr gut in Wasser lösen lässt. Das Absorptionsmaximum liegt mit einer Wellenlänge von 494 nm fast bei der Lichtwellenlänge eines Argon-Ionen-Lasers (488 nm). Das Emissionsspektrum des Fluoreszenzlichtes erreicht bei einer Wellenlänge von 520 nm den maximalen Wert. Die Quantenausbeute ist selbst bei geringen Konzentrationen sehr hoch. Um zu vermeiden, dass das Laserlicht mit hoher Intensität durch Totalreflexion an den Blasenoberflächen in den Bildaufnehmer fällt, wird ein Bandpassfilter zwischen Objekt und Kamera gebracht. Dieser Filter besitzt ein spektrales Fenster genau für die Emissionswellenlänge des Fluoreszenzlichtes.

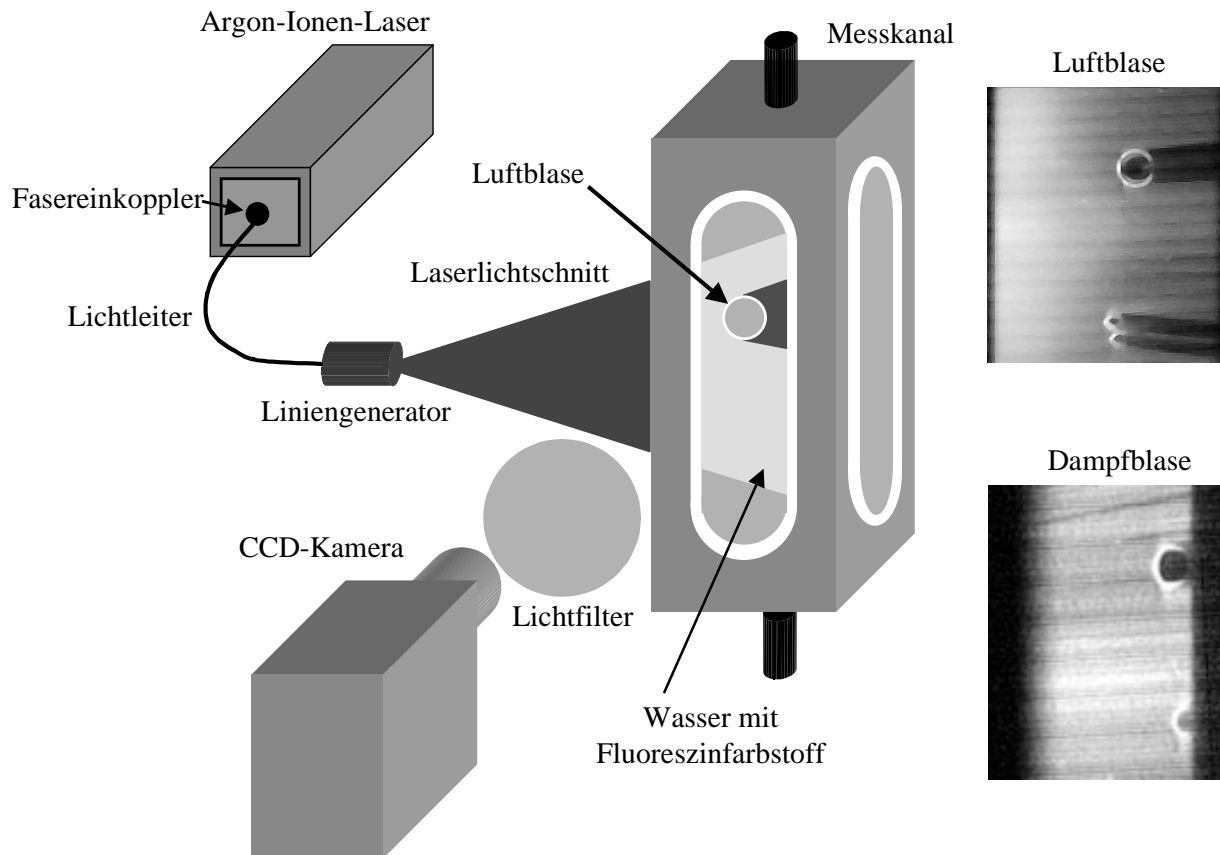


Abbildung 3.20: Beleuchtung mittels laserinduzierter Fluoreszenz

Die Bilder dieser Beleuchtungsmethode sind für eine Luft- und eine Dampfblase in Abbildung 3.20 zu sehen. Die Aufnahme der Luftblase erfolgte mit der Hochgeschwindigkeitskamera bei einer Bildauflösung von 256×256 Pixel und einer Aufnahmezeit von 250 B/s . Man erkennt im oberen Bild von Abbildung 3.20, dass die Lichtintensität der selbstleuchtenden Ebene von links nach rechts abnimmt, da mit der Weglänge die Lichtintensität des Laserlichtschnittes aufgrund der Absorption abnimmt. Die Kontur der Luftblase, gekennzeichnet durch den hellen Rand, ist fast vollständig beleuchtet. Rechts von der Blase erkennt man einen dunklen Streifen im Bild, der aufgrund des Schattens der Blase entsteht. In diesem Fall wird das Laserlicht an der Oberfläche der Blase vollständig aus der Ebene reflektiert, gestreut und gebrochen.

Das untere Bild in Abbildung 3.20 zeigt die Beleuchtung einer Dampfblase, die an der Heizfläche entsteht und kondensiert. Dieses Bild hat gegenüber dem vorherigen Bild eine deutlich schlechtere Qualität, was in der höheren Aufnahmezeit (2250 B/s) und der damit verbundenen kürzeren Belichtungszeit begründet liegt, die allerdings für eine zeitliche Auflösung des Blasenwachstums notwendig ist. Deutlich zu erkennen ist die Beleuchtung um den

Blaskopf. Während bei der Luftblase die Kontur der Blase durch einen scharfen weißen Ring sichtbar wird, kann die Kontur der Dampfblase nicht eindeutig rekonstruiert werden.

Die Nutzung von fluoreszierenden Tracern wurde bereits in einer sehr ähnlichen Versuchsanordnung von Philipp [Phi_94] beschrieben, der die flüssige Phase während des Kondensationsvorgangs einer in unterkühlte Flüssigkeit injizierten Dampfblase beobachtete. Jedoch unterscheiden sich die beiden Experimente in der Menge des verwendeten Fluoreszenzfarbstoffs. Während bei der vorliegenden Studie eine große Menge an Tracerpartikeln der Flüssigkeit zugegeben wurden, um eine leuchtende Ebene zu erzeugen, verwendete Philipp nur sehr wenige Partikel, die noch einzeln in den aufgenommen Bildern erkennbar waren. Nach einer Doppelbelichtung der Bilder konnte er, ähnlich wie bei der Messmethode der Particle Image Velocimetry, nach Auswertung der Partikelverschiebung die Geschwindigkeit der flüssigen Phase bestimmen. Zum Einsatz kam ein Farbstoff, dessen Absorptionsspektrum etwa bei der Wellenlänge von 532 nm lag. Das fluoreszierende Licht wurde mit einer Wellenlänge von 610 nm emittiert (detailliertere Angaben zum verwendeten Fluoreszenzfarbstoff liegen in [Phi_94] nicht vor).

Diese und die Untersuchung von Philipp zeigen, dass Fluoreszenzpartikel für Untersuchungen von Zweiphasenströmungen durchaus genutzt werden können. Allerdings wird nachfolgend darauf hingewiesen, dass die Tracerpartikel teilweise einen erheblichen Einfluss auf den Siedeprozess haben können. Dabei muss unterschieden werden, ob sich die Tracer in der Flüssigkeit lösen, wie das z.B. bei Fluoreszin der Fall ist, oder ob sich die Tracerpartikel als nichtlösliche Festkörper in der Flüssigkeit befinden (wie z.B. hohle Glaskügelchen für die PIV Messungen oder auch Schmutzpartikel). Eine Änderung des Blasenverhaltens in Anwesenheit solcher nichtlöslicher Stoffe wurde bereits von Hetsroni [Het_01] beobachtet. Dabei werden die Blasengröße und die Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen durch die Zugabe von Tracerpartikel aufgrund deren Auswirkungen auf die Oberflächenspannung deutlich reduziert. Eine weitere Problematik ergibt sich aufgrund der durch den Verdampfungsprozess bedingten Ablagerungen der Partikel auf der Siedefläche. Insbesondere die Keimbildung wird durch die veränderten Oberflächeneigenschaften sehr stark beeinflusst. Dieser Effekt wurde z.B. von Dhir [Dhi_90] bestätigt, der eine kontinuierliche Abnahme der aktiven Keimstellen beim Sieden mit verunreinigten Flüssigkeiten beobachtete.

Zum Einfluss von wasserlöslichen Fluoreszenzpartikeln auf den Siedeprozess konnten bisher keine Beobachtungen anderer Autoren gefunden werden. Ablagerungen auf der Heizfläche sind primär nicht zu erwarten. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Farbstoff durch die thermische Beanspruchung chemisch zerfällt und sich die resultierenden

Stoffe auf der Heizfläche absetzen. Aus den Ergebnissen zum Blasenverhalten beim Sieden von binären Gemischen kann man folgern, dass auch die wasserlöslichen Tracer aufgrund ihrer Wirkung auf die Oberflächenspannung einen Einfluss auf den Siedevorgang haben können. Fujita fasste die zu diesem Themengebiet gehörenden Erkenntnisse bisheriger Studien in seinem Review [Fuj_02] zusammen. Generell wird eine Abnahme der Wärmeübertragungskoeffizienten beim Sieden von Gemischen im Vergleich zu reinen Flüssigkeiten gemessen. Ebenso wird ein verändertes Blasenverhalten beobachtet. So nimmt z.B. die Keimstellendichte, die Blasenwachstumsgeschwindigkeit, die Blasenfrequenz und Blasengröße bei gleichen Wandüberhitzungstemperaturen beim Sieden von Gemischen im Vergleich zum Sieden der reinen Flüssigkeiten ab.

3.5.4 Vergleich

In Tabelle 3.1 sind die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Beleuchtungsmethoden für die Blasenvisualisierung zusammengestellt. Bei der laserinduzierten Fluoreszenz werden die Blasen entlang ihrer gesamten Kontur beleuchtet, was für eine automatisierte Bildanalyse von Vorteil ist. Problematisch ist die schwache Lichtintensität der selbstleuchtenden Ebene, so dass die Bildaufnahmerate bei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen limitiert ist. Nachteilig ist auch der bereits erwähnte, schwer zu quantifizierende Einfluss der Tracerpartikel auf den Siedeprozess. In der vorliegenden Arbeit sollte ein potentieller Einfluss der Messmethode auf die zu untersuchenden Vorgänge ausgeschlossen werden, weshalb die laserinduzierte Fluoreszenz in den später beschriebenen Versuchen nicht eingesetzt wurde.

Die Beleuchtung mittels Lichtschnitt bietet den Vorteil der Ebenenseparation, jedoch können die aufgezeichneten Hochgeschwindigkeitsfilme aufgrund des fehlenden realistischen Bildes nicht aussagekräftig interpretiert werden, weshalb auch auf diese Beleuchtungsmethode verzichtet wurde. Die Beleuchtung mittels der Durchlichtmethode erscheint trotz der fehlenden Tiefeninformation als geeignete Methode, das Blasenverhalten für eine automatisierte Auswertung mit hohen Bildraten kontrastreich aufzuzeichnen. Die normale Positionierung der Kamera zur Heizfläche liefert die Informationen über die Blasenverteilung auf der Heizfläche. Der Nachteil der unterschiedlich beleuchteten Blasensegmente kann durch eine zusätzliche Beleuchtung von der gegenüberliegenden Seite deutlich reduziert werden. Auch diese Methode wurde in den Experimenten verwendet, obwohl eine optimale Beleuchtungsmethode aufgrund der kugelförmigen Blasenform nicht erreichbar ist. Für eine automatisierte Auswertung ist dadurch die Entwicklung von mehreren Bildverarbeitungs- und Bildanalysealgorithmen notwendig, die im nächsten Kapitel diskutiert werden.

Tabelle 3.1: Vor- und Nachteile der untersuchten Beleuchtungsmethoden

<i>Beleuchtungsmethode</i>	<i>Vorteile</i>	<i>Nachteile</i>
Laserlichtschnitt parallel zur Heizfläche	<ul style="list-style-type: none"> - Separation einer Ebene - Blasenanteil in einer Höhe 	<ul style="list-style-type: none"> - kein realistisches Bild - nur Blasensegmente sichtbar
Laserlichtschnitt senkrecht zur Heizfläche	<ul style="list-style-type: none"> - Separation einer Ebene 	<ul style="list-style-type: none"> - kein realistisches Bild - Muster nicht als Blasen zu erkennen
Halogenlampen (Durchlichtverfahren)	<ul style="list-style-type: none"> - ausreichende Lichtintensität - Blasen gut erkennbar - Blasen erscheinen dunkel mit hellem Zentrum 	<ul style="list-style-type: none"> - Tiefeninformation fehlt - bei hohen Wärmestromdichten Blasen nicht mehr trennbar
Halogenlampen (seitliche Beleuchtung)	<ul style="list-style-type: none"> - Blasenverteilung für das menschliche Auge gut erkennbar 	<ul style="list-style-type: none"> - starke Lichtquelle notwendig - beleuchtete und schattierte Blasenkonturen
laserinduzierte Fluoreszenz	<ul style="list-style-type: none"> - selbstleuchtende Ebene - vollständig beleuchtete Blasenkontur 	<ul style="list-style-type: none"> - Abschattungseffekte der Blasen - geringe Lichtintensität, - Einfluss auf den Siedeprozess - optimale Konzentration notwendig - Photobleaching

3.6 Versuchsdurchführung

Nach Reinigung der Anlage von Ablagerungen mit säurehaltigem Reinigungsmittel und umfangreicher Spülung mit demineralisiertem Wasser wurde das Testfluid in den Entgaser gepumpt, dort entgast und anschließend in die Anlage gefördert. Zu Beginn eines Versuchstages wurde das Fluid für drei Stunden thermisch entgast. Auch während der Versuche wurde kontinuierlich Wasser aus dem Kreislauf im Bypass durch den Entgaser gefördert. Die Siedekurven wurden in Übereinstimmung mit den Angaben anderer Autoren mit abnehmender Heizleistung und steigendem Massenstrom aufgenommen, so dass ein Verzug der Keimstellenaktivierung ausgeschlossen werden kann. Alle optischen Aufnahmen erfolgten im stationä-

ren Zustand. Instationäre Messungen waren nicht Ziel der Untersuchungen und aufgrund der hohen thermischen Trägheit des beheizten Kupferblockes auch nicht möglich.

In Tabelle 3.2 sind die Parameter aller Versuche aufgelistet. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag in der Variation des Massendurchflusses und der Wärmestromdichte bei konstantem Systemdruck von 0,11 MPa und einer Unterkühlung von 20 K.

Table 3.2: Parameter der durchgeführten Versuche mit Wasser

Versuchsparameter	Ausgewählte Werte
G [kg/(m ² s)]	250, 375, 500, 750, 1000, 1250, 1500, 2000
ΔT_{Sub} [K]	10, 20, 30
T_w [°C]	100 - 150
P_{sys} [MPa]	0.11
q [MW/m ²]	0.2 – 1.1

4 Algorithmen für die Bildanalyse

4.1 Grundbegriffe der digitalen Bildverarbeitung

Die digitale Bildverarbeitung und Bildanalyse haben in den vergangenen Jahren enorm an Bedeutung gewonnen. Die Einsatzmöglichkeiten in Forschung und Industrie sind mannigfaltig. In Abbildung 4.1 ist der prinzipielle Ablauf der digitalen Bildverarbeitung skizziert, der für viele Anwendungen Gültigkeit besitzt und im Folgenden näher beschrieben wird. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Jae_97] und [Soi_98].

Am Anfang steht die Bildaufnahme mittels eines optischen Sensors. Anschließend wird das meist analoge Bild durch die zugehörige Auswerteeinheit digitalisiert und auf einen Datenträger gespeichert. Danach kann die Qualität des Bildes durch den Einsatz von mathematischen Algorithmen verbessert werden. So lassen sich Störungen, wie geometrische Verzerrungen oder Rauschen beseitigen. Mit anschließenden Filterungen und Bildtransformationen können beispielsweise Teile der Bilder hervorgehoben oder verstärkt werden. Die Filteroperationen gliedern sich in drei Bereiche: Zu den Punktoperationen zählen beispielsweise die Addition oder Subtraktion zweier Bilder sowie die Binarisierung von Bildern. Bei lokalen Operationen wird jeder Bildpunkt abhängig von seiner lokalen Umgebung verändert. Solche Verfahren werden typischerweise zur Kantendetektion verwendet. Auch morphologische Verfahren, die Methoden der linearen und nichtlinearen Algebra sowie Informationen aus der lokalen Umgebung zur Veränderung von Bildpunkten und Bildmengen benutzen, verbessern die Bildqualität und können Objekte erkennen und quantifizieren. Für globale Verfahren werden sämtliche Bildpunkte oder großflächige Bereiche zur Bildmanipulation verwendet. Dazu gehören beispielsweise die Fourier- und Wavelettransformationen sowie Auto- und Kreuzkorrelationen. Zweck dieser Algorithmen ist die Signalaufbereitung und die Texturerkennung, wonach sich die im Bild enthaltenen Objekte segmentieren und klassifizieren lassen. Nach der Segmentation¹² können die interessanten Objekte voneinander getrennt oder vom Hintergrund gelöst werden. Diese Objekte werden anschließend quantitativ mit Merkmalen beschrieben, welche eine Einteilung in verschiedene Klassen oder Typen über einen Klassifikationsprozess erlauben. Eine Bildanalyse liefert dann die gewünschten Aussagen über untersuchte Gegenstände. Die Reihenfolge der oben gezeigten Verfahrens-

¹² Ein Bild zu segmentieren bedeutet, dass inhaltlich zusammengehörige Regionen zusammengefasst werden.

schritte ist dabei nicht starr vorgegeben, einzelne Schritte können auch fehlen, hierarchisch mehrfach durchlaufen werden oder vertauscht sein. Häufig werden die Ergebnisse der Prozessschritte über ein Ausgabemedium kontrolliert. Das Speichern der Daten, meistens in komprimierter oder kodierter Form, ist ebenfalls Bestandteil eines Bildverarbeitungsprozesses.

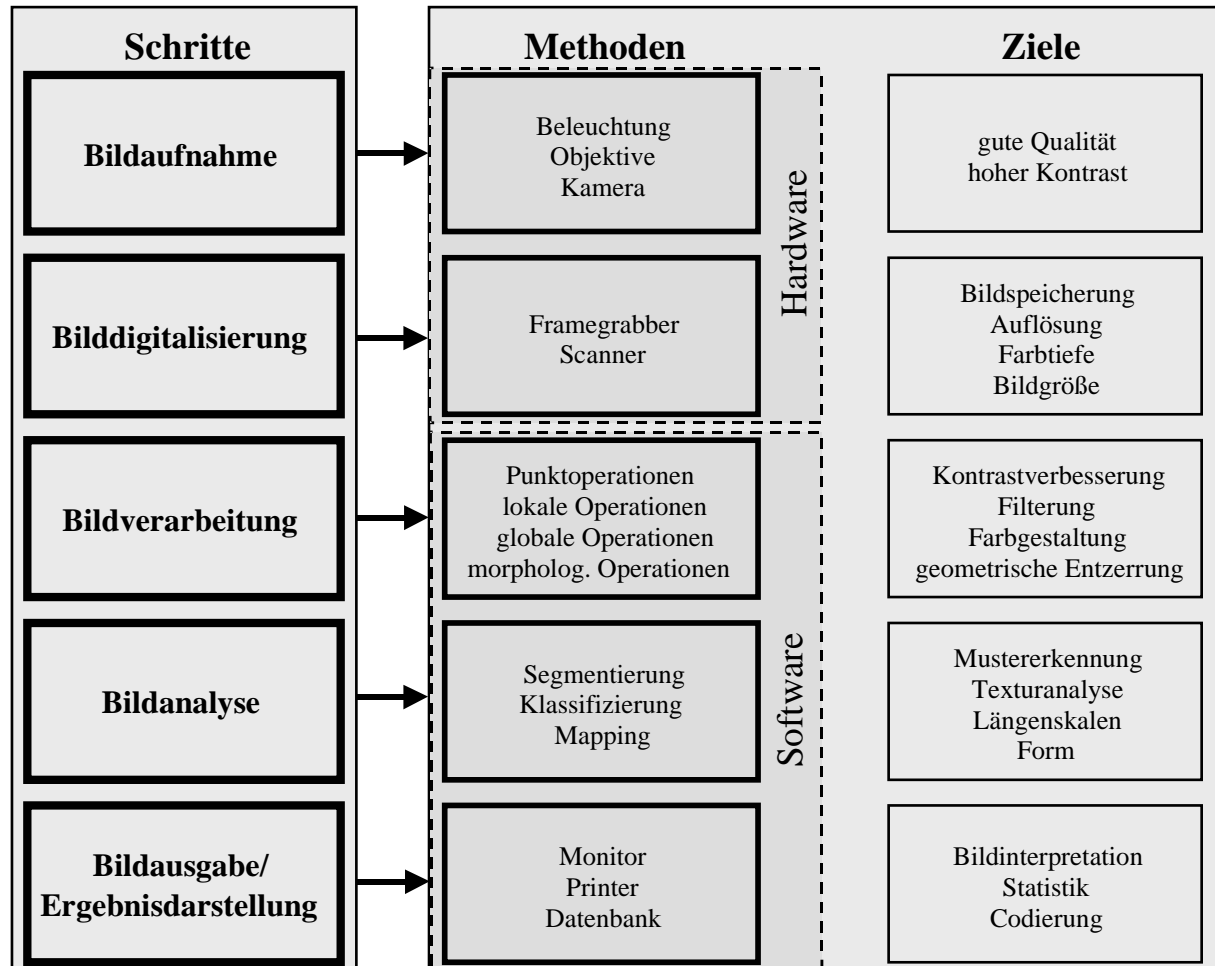


Abbildung 4.1: Schritte der digitalen Bildverarbeitung

4.2 Auswahl der Programmierumgebung

Bildverarbeitung und Bildanalyse haben in den letzten Jahren einen rasanten Aufschwung erlebt. Gründe hierfür sind einerseits die ständig billiger werdende Hardware bei gleichzeitiger Geschwindigkeitssteigerung. Für die Bildanalyse steht bereits eine Vielzahl von Softwareprogrammen zur Verfügung, die insbesondere für statische Bildanalyse, d.h. für die Analyse eines Einzelbildes eingesetzt werden können. Das Ziel einer Extraktion von statistischen Größen des Siedeprozesses aus Bildsequenzen, wie den hier vorliegenden Hochge-

schwindigkeitsaufnahmen bestehend aus 1000 Einzelbildern, ist dagegen weitaus schwieriger und seltener, so dass in diesem Anwendungsfall auf keine standardisierte Software zurückgegriffen werden konnte. Zu Beginn dieser Untersuchung wurden mehrere Softwarepakete beschafft und auf die Fähigkeiten im Hinblick auf die Bildauswertung von Filmsequenzen getestet. Danach wurde eine Bewertung der Programme nach folgenden Kriterien vorgenommen (siehe Tabelle 4.1):

Tabelle 4.1: Auswahlkriterien für die Beschaffung eines Softwarepakets zur digitalen Bildfolgenanalyse

Mathematische Merkmale	<ul style="list-style-type: none"> • Binäre Umwandlung von Bildmaterial in bmp-Format • Konvertieren der Daten in Matrizen • Matrizenberechnungen • Untersuchungen im Frequenzraum • Filteroperationen • 2D-Korrelationsanalyse • Morphologische Bildverarbeitung
Handhabung	<ul style="list-style-type: none"> • Laden/Import der Bilddaten • Datenformate • Grafische Benutzeroberflächen
Programmiertechnischer Aufwand	<ul style="list-style-type: none"> • Automatisierung • Programmierhilfen
Ergebnisdarstellung	
Dokumentation	

Die verfügbaren Softwareprogramme lassen sich in drei Kategorien einteilen:

(1) Reine Grafikprogramme sind in der Lage, die Bildqualität durch Filteralgorithmen zu verbessern. Es kann jeweils nur ein Bild bearbeitet werden. Numerische Analysen im Hinblick auf eine statistische Auswertung sind für den hier verlangten Anwendungsfall nicht möglich (z.B. Adobe Photoshop oder Optimas).

(2) Sogenannte professionelle Bildverarbeitungsprogramme stellen signaltechnische Prozeduren, wie z.B. die Fouriertransformation, bereit. Ihr Nachteil ist die aufwändige Programmierung in anwendungsspezifischen Sprachen, die aber teilweise durch vorgefertigte Funktionen vereinfacht wird. Die mathematischen Werkzeuge dieser Programme sind für die Bildsequenzanalyse nicht ausreichend bzw. schwer zu handhaben. Zu diesen Programmen gehören beispielsweise Khoros oder IDL.

(3) Die dritte Gruppe umfasst die Mathematikprogramme, deren Stärke in der Nutzung und Anwendung mathematischer Operationen unbestritten ist. Die neueren Versionen dieser

Programme enthalten Verfahren zur digitalen Bildverarbeitung, die in Ergänzungspaketen zur Basissoftware angeboten werden. Vorteilhaft ist die Möglichkeit, schnell und flexibel mit verschiedenen Algorithmen zur Bildauswertung experimentieren zu können. Allerdings erfordert die Automatisierung und Erstellung von individuellen Programmen einen hohen programmiertechnischen Aufwand. Eine anwendungsspezifische Auswertung von Bildsequenzen ist nur mit dieser Art von Programmen sinnvoll möglich. Das Mathematikprogramm Matlab von Mathworks Inc. zusammen mit dem Ergänzungspaket „Image Processing Toolbox“ wurden für diese Studie beschafft und für die Programmierung aller nachfolgenden Algorithmen zur Bildfolgenanalyse verwendet, da insbesondere die Auswertung von matrixbasierten Datenstrukturen (ein digitales Bild lässt sich als zweidimensionale Matrix darstellen) mit diesen Programmen sehr gut möglich ist. Alle nachfolgenden Algorithmen wurden folglich in Matlab erstellt. Der Vorteil dieser Programmierumgebung liegt in der Reduktion des Programmieraufwandes aufgrund der bereits verfügbaren Algorithmen (build-in-functions). So steht dem Anwender eine Vielzahl von Bildverarbeitungsschritten zur Verfügung, die ausführlich in der Literatur [Poo_01] oder auch im Handbuch des Programms [Mat_01] beschrieben sind. Die nachfolgenden Algorithmen bestehen also aus einer Abfolge von teilweise bestehenden und teilweise selbst geschriebenen Teilalgorithmen.

4.3 Algorithmen zur Einzelbildanalyse

Das Siedemuster, das bei normaler Bildebene zur Heizfläche aufgenommen wurde, ist in Abbildung 4.2a dargestellt. Aufgrund der sphärischen Form der Dampfblasen wird, wie in Kapitel 3.5 bereits erwähnt, das Licht an deren Phasengrenzfläche in alle Richtungen gestreut. Man erhält helle und dunkle Beleuchtungsbereiche, die eine automatisierte fehlerfreie Analyse des Bildes erschweren. Das Ziel der entwickelten Bildverarbeitungsschritte ist die Erzeugung eines Binärbildes, das die Informationen des Originals so wiedergibt, um das Blasenverhalten quantifizieren zu können. Sieben gleichwertige Originalbilder wurden, wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben, aufgenommen und gespeichert. Anzumerken ist, dass die Anzahl der aufgenommenen Bilder für die hochauflösende Einzelbildkamera aufgrund des limitierten Arbeitsspeichers auf sieben begrenzt ist. Aus diesen wird ein Durchschnittsbild (4.2b) errechnet, indem die Bilder übereinandergelegt werden und an jedem Bildpunkt aus sieben Pixelwerten der Mittelwert errechnet wird. Diese Prozedur zählt zu den Punktoperationen und dient in erster Linie dazu, das Signal- zu Rauschverhältnis für die anschließende Subtraktion jedes Einzelbildes von dem berechneten Durchschnittsbild zu erhöhen.

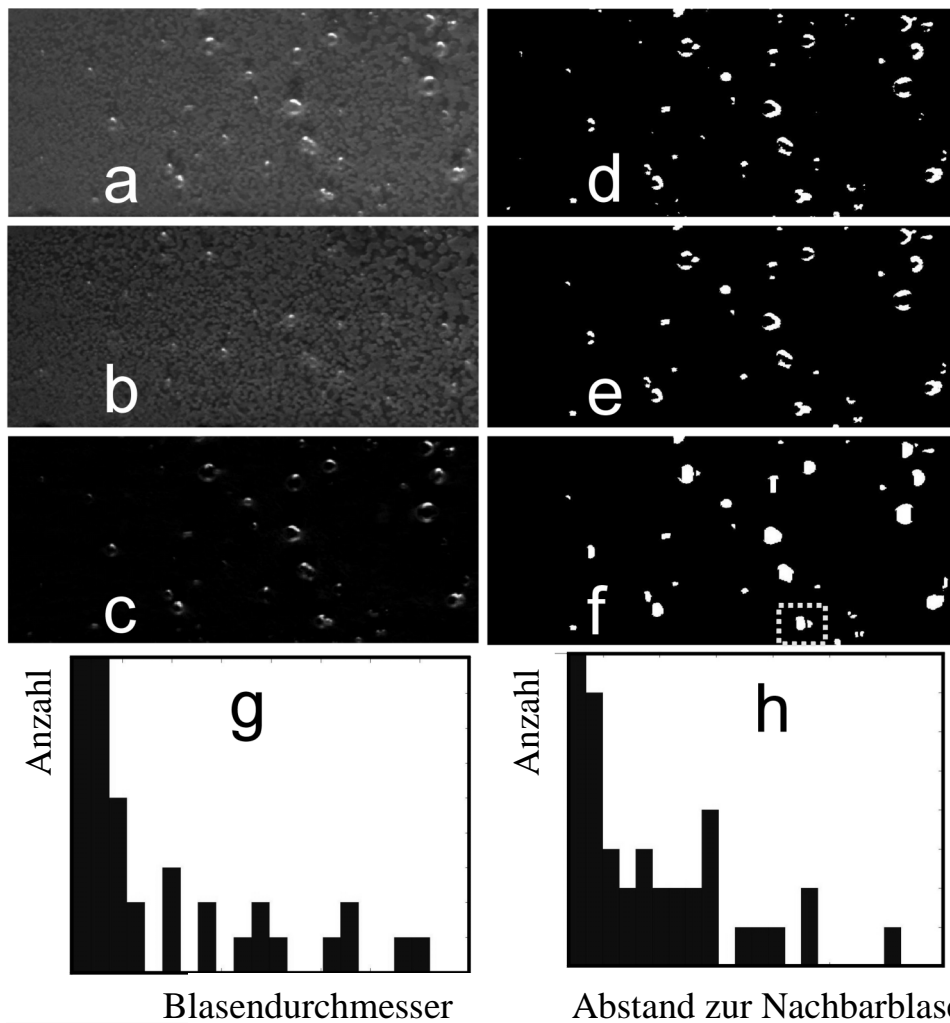


Abbildung 4.2: Schritte der Bildverarbeitung, (a) Original Graustufenbild der Heizfläche, (b) Durchschnittsbild von sieben Bildern vom Typ a, (c) a subtrahiert von b, (d) Binärbild von c, (e) Filtern der Rauschsignale in Bild d, (f) Ausfüllen der Blasenfläche und Trennen von zusammenhängenden Blasen, (g) Häufigkeitsverteilung der Blasengröße, (h) Häufigkeitsverteilung des Abstandes benachbarter Blasen

Anschließend können die sieben modifizierten Einzelbilder (4.2c) binarisiert werden. Die Wahl des Schwellwerts erfordert große Sorgfalt, damit einerseits die Blasenfragmente möglichst viele weiße Pixel enthalten und andererseits die Anzahl der Signale, die sich als kleine, vereinzelt auftretende Pixelcluster zeigen und dem Hintergrund angehören, möglichst gering ist. Diese Pixel werden in einem weiteren Bildverarbeitungsschritt entfernt (Schritt von 4.2d nach 4.2e), indem alle zusammenhängende Pixelcluster einzeln detektiert werden (Labeling) und auf ihre Größe hin untersucht werden. Anschließend werden diejenigen, deren Größe kleiner als ein vorgegebener Schwellwert ist, aus dem Bild entfernt. Dieser Vorgang ist

notwendig, um solche Pixelcluster bei der späteren Analyse nicht fälschlicherweise als eigenständige Blasen zu verwerten.

Das nachfolgende Binärbild (4.2e) zeigt die Blasen als hufeisenförmige Gebilde. Durch Anwendung eines morphologischen Algorithmus werden die Blasen in ovale Flächen umgewandelt. Morphologische Algorithmen, die Operationen an Binärbildern vornehmen, untersuchen die Bilddaten nach vordefinierten Strukturen und Konturen. Anschließend können die Bilddaten mit zusätzlichen Pixeln ergänzt (Dilation), oder es können auch Pixel der untersuchten Bilddaten entfernt (Erosion) werden [Soi_98]. In dem hier vorliegenden Fall werden die Blasenfragmente durch Hinzufügen von Pixeln zu ellipsenförmigen Flächen erweitert [Mat_01]. Bevor die Blasen in den Einzelbildern nacheinander analysiert und quantifiziert werden, erfolgt ein weiterer Schritt, bei dem der Programmnutzer aktiv in das Programm eingreifen kann. Dabei wird das Ursprungsbild mit dem bis dahin geschaffenen Binärbild visuell verglichen. Ziel ist es nun, Blasen, die dicht beieinander liegen und im Binärbild als ein zusammenhängendes Objekt erscheinen, durch einen manuellen Eingriff in das Bildverarbeitungsprogramm zu trennen. Für eine automatisierte Trennung zusammenhängender Blasen wurden mehrere Verfahren, wie die Objektformerkennung oder das „active contour model“ (sogenannte Snakes) diskutiert. Weil aber das automatisierte Erkennen von einzelnen oder zwei getrennten Blasen fehleranfällig ist, wurde das Verfahren zur manuellen Separation zusammenhängender Blasen gewählt. Dies bietet den Vorteil, dass der systematische Fehler der Bildanalyse ständig kontrolliert und somit minimiert werden kann. Schlussendlich gewinnt man aus den Bildern die Anzahl der Blasen mit deren Koordinaten, die Blasengrößenverteilung sowie der Abstand benachbarter Blasen, der jeweils zwischen deren Schwerpunkten gemessen wird. Zusätzlich kann aus den Bildern der flächenbezogene Dampfgehalt auf der Heizfläche aus der Summe aller Einzelblasen bestimmt werden. Alle Ergebnisse, die mit diesem Messverfahren ermittelt wurden, werden in Kapitel 6 vorgestellt.

4.4 Auswertung der Hochgeschwindigkeitsbildfolgen

4.4.1 Bildvorverarbeitung

Vor der Analyse der Filmsequenzen werden mehrere Bildverarbeitungsschritte durchgeführt. Abbildung 4.3 zeigt ein aufgenommenes Graustufenbild aus einer Sequenz mit 1000 Einzelbildern, die mit einer Bildrate von 9000 B/s aufgenommen wurden. Der Einfluss der Bewegungsunschärfe ist bei dieser Aufnahmegeschwindigkeit sehr gering.

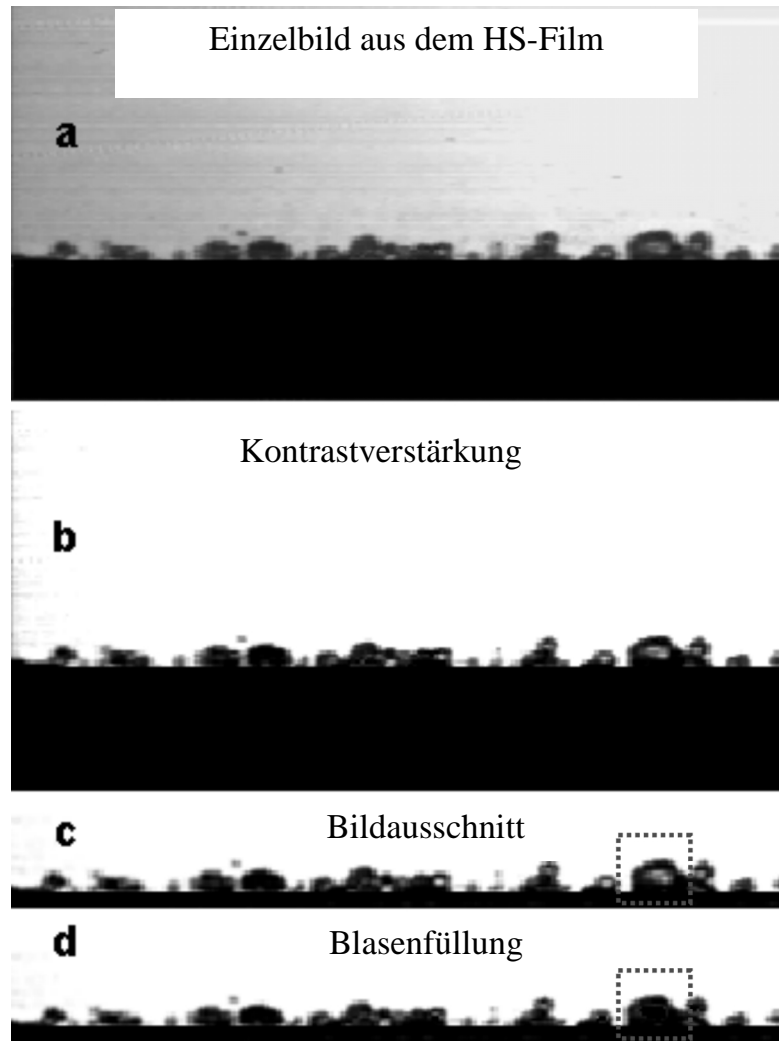


Abbildung 4.3: Schritte der Bildvorverarbeitung für alle Einzelbilder des Hochgeschwindigkeitsfilms

Bei der Betrachtung des ersten Bildes (Abb. 4.3a) fällt auf, dass der Hintergrund, also die flüssige Phase, uneinheitliche Kontraste besitzt. Ist in der rechten Bildhälfte der Hintergrund annähernd weiß, so verdunkelt sich dieser zunehmend in Richtung des linken Bildrandes. Aus diesem Grund wird als erstes der Hintergrund einheitlich den hellen Bildpunkten und parallel dazu die dampfförmige Phase den dunklen Bildpunkten zugeordnet. Diese Kontrastverbesserung erfolgt unter Berücksichtigung der jeweiligen Graustufenverteilung (Histogramm) aller Pixel eines Bildes, so dass die Schwellwerte optimal gewählt werden können (Abb. 4.3b). Anschließend erfolgt eine Reduktion der Bildgröße auf die interessanten Regionen des Bildes, so dass in der unteren Bildhälfte nur noch ein kleiner Bereich des Heizers zu sehen ist und im oberen Bildbereich der einphasige Bereich abgeschnitten wird. Die Bildmatrix reduziert sich so auf 30x256 Pixel (Abb. 4.3c). Auf diese Weise lässt sich der Speicherbedarf für die Analyse des Filmes deutlich reduzieren, was einen erheblichen Geschwindigkeitsvorteil bei

den nachfolgenden numerischen Berechnungen liefert. Durch die Lichtreflexion und –brechung erscheinen die Blasen als fast runde, schwarze Ellipsen, die in der Mitte einen weißen Punkt aufweisen. Dies ist für eine automatisierte Auswertung ungünstig, da einerseits diese weißen Zonen bei der Berechnung der Phasenverteilung fälschlicherweise der flüssigen Phase zugeordnet und demzufolge manche nachfolgend beschriebenen Analysealgorithmen, wie beispielsweise der Kreuzkorrelationsalgorithmus, nicht richtig funktionieren würden. Mit Hilfe eines weiteren morphologischen Algorithmus unter Anwendung der Dilation werden die hellen Pixel in den Blasen erkannt und deren Pixelwerte denen der dampfförmigen Phase zugeordnet. Im markierten Feld in (c) und Bild (d) ist als Beispiel eine solche Blase hervorgehoben und das Resultat nach der Anwendung des Algorithmus illustriert.

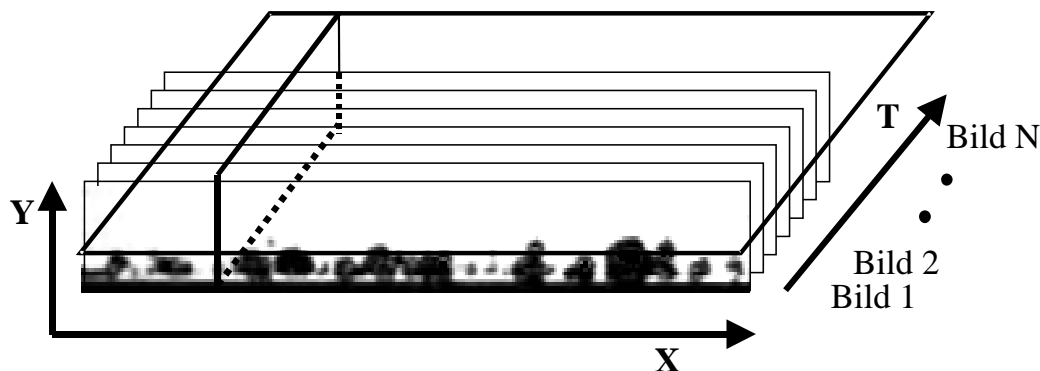


Abbildung 4.4: Erzeugung einer dreidimensionalen Datenmatrix, die Ausgangsbasis für alle nachfolgenden Algorithmen zur Bildfolgeanalyse ist

Nachdem alle 1000 Einzelbilder eines Hochgeschwindigkeitsfilms mit den vorangegangenen Prozeduren hinsichtlich der Bildqualität und der Blasenfüllung bearbeitet wurden, werden diese, wie in Abbildung 4.4 demonstriert, in zeitlicher Abfolge hintereinander angeordnet, so dass eine dreidimensionale Datenmatrix der Größe $256 \times 30 \times 1000$ Pixel mit den Achsen X , Y und T entsteht. Diese Matrix ist Ausgangspunkt für alle nachfolgend beschriebenen Analysealgorithmen. Aus dieser Matrix lassen sich Bilder verschiedener Ebenen extrahieren und visualisieren. So zeigt Abbildung 4.5 beispielsweise fünf verschiedene Ebenen in Richtung der Achsen X und T für eine bestimmte Höhe Y über der Heizfläche. Aus den sogenannten Pseudozeit-Ansichten¹³ erkennt man, dass mit zunehmendem Abstand zur Heizfläche der Anteil der Dampfphase (schwarze Felder) abnimmt. Ebenso können Ebenen mit den Achsen Y und T visualisiert werden, die dann das Verhalten der Gasphase normal zur Strömungs-

¹³ Eine Pseudozeit-Ansicht visualisiert das Verhalten einer einzelnen Pixelreihe über der Zeit

richtung darstellen. Solche Ansichten sind für die Erstellung von automatisierten Analysealgorithmen besonders nützlich.

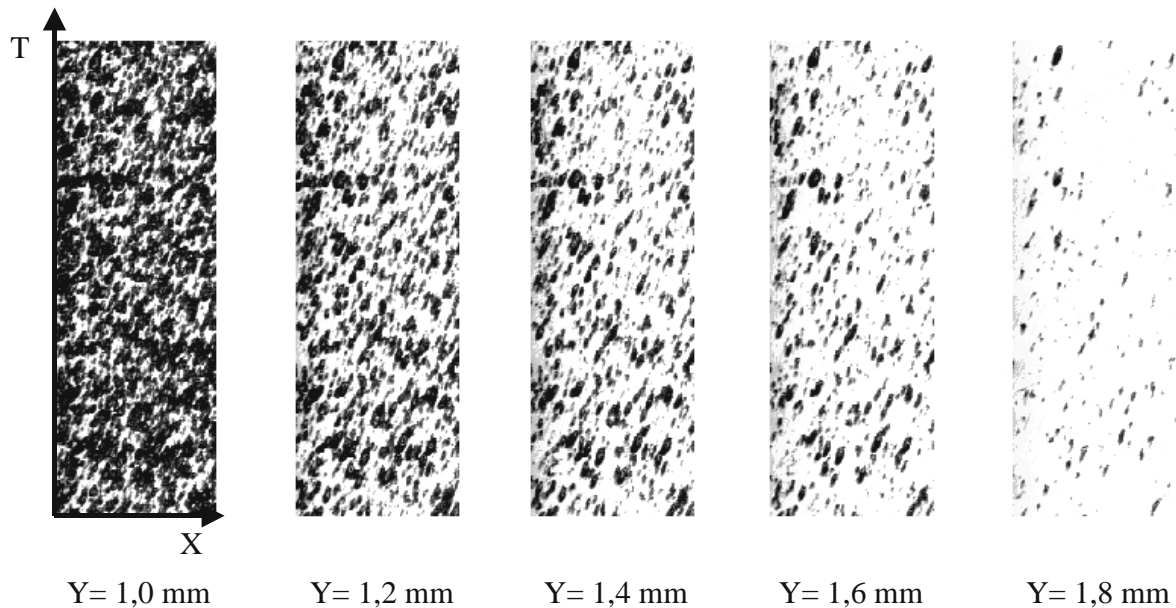


Abbildung 4.5: X-T Bildausschnitt für fünf verschiedene Abstände von der Heizfläche

4.4.2 Die entwickelten Algorithmen

Bereits Gunther [Gun_51] nutzte 1951 die Hochgeschwindigkeitsfotographie mit hoher Bild- und Zeitauflösung, um das Verhalten der Dampfblasen zu studieren. Zwar bietet die moderne Hochgeschwindigkeitskinematographie keine Verbesserung der Auflösung, jedoch hat sich die Handhabung der Bildaufnahme und Bildspeicherung wesentlich vereinfacht, so dass mittlerweile eine große Anzahl verschiedener Versuchsparameter mit erträglichem Aufwand untersucht werden kann. Durch den Einsatz von Bildverarbeitungsalgorithmen soll eine statistische Analyse des Siedeprozesses erfolgen. Ziel ist es, aus den Hochgeschwindigkeitsfilmen interessante statistische Parameter des unterkühlten Strömungssiedens zu extrahieren. Dazu zählen einerseits Längenskalen wie z.B. der maximale Blasendurchmesser und andererseits Zeitskalen wie beispielweise die Lebensdauer der Blasen. Ebenso sollen charakteristische Geschwindigkeiten wie die Phasengrenzflächengeschwindigkeit bestimmt werden. Außerdem erlauben die langen Bildsequenzen eine zeitliche Mittelung der Phasenverteilungen und eine Analyse mittels Fouriertransformation, um markante Frequenzen herauszufiltern. Der Vorteil einer automatisierten Auswertung liegt in der objektiven Analyse des Datensatzes, d.h. ohne Einfluss des Experimentators. In Abbildung 4.6 sind alle im Laufe des

Projektes entwickelten Algorithmen aufgeführt, die nachfolgend in diesem Kapitel ausführlich beschrieben werden. Weiterhin ist aufgelistet, welche Ergebnisse extrahierbar sind.

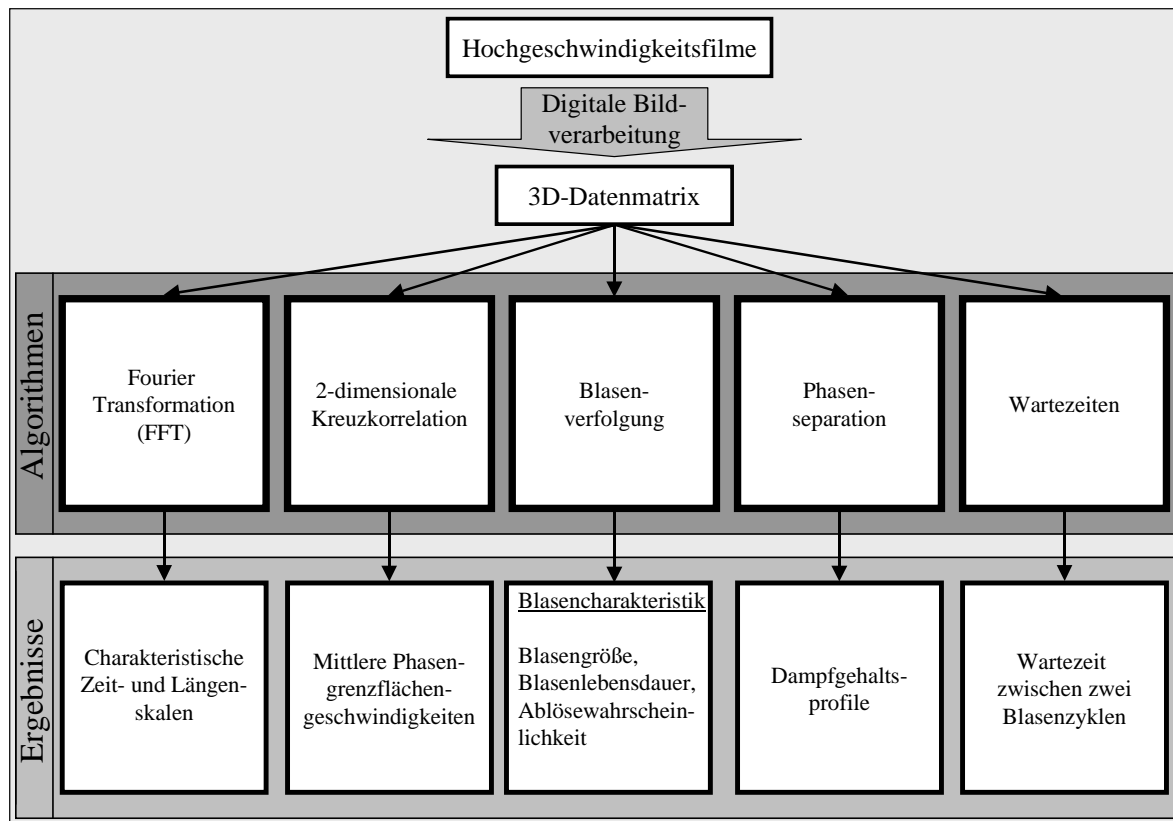


Abbildung 4.6: Übersicht über alle entwickelten Algorithmen zur Analyse von Hochgeschwindigkeitsfilmen sowie die dazugehörigen extrahierbaren Ergebnisse

4.4.2.1 Phasenverteilungen

Dieser Algorithmus soll Informationen über die Phasenverteilung in Abhängigkeit von der Höhe über der Heizfläche liefern [Mau_02]. Dazu ist in Abbildung 4.7 ein Ausschnitt aus dem dreidimensionalen Datensatz gezeigt.

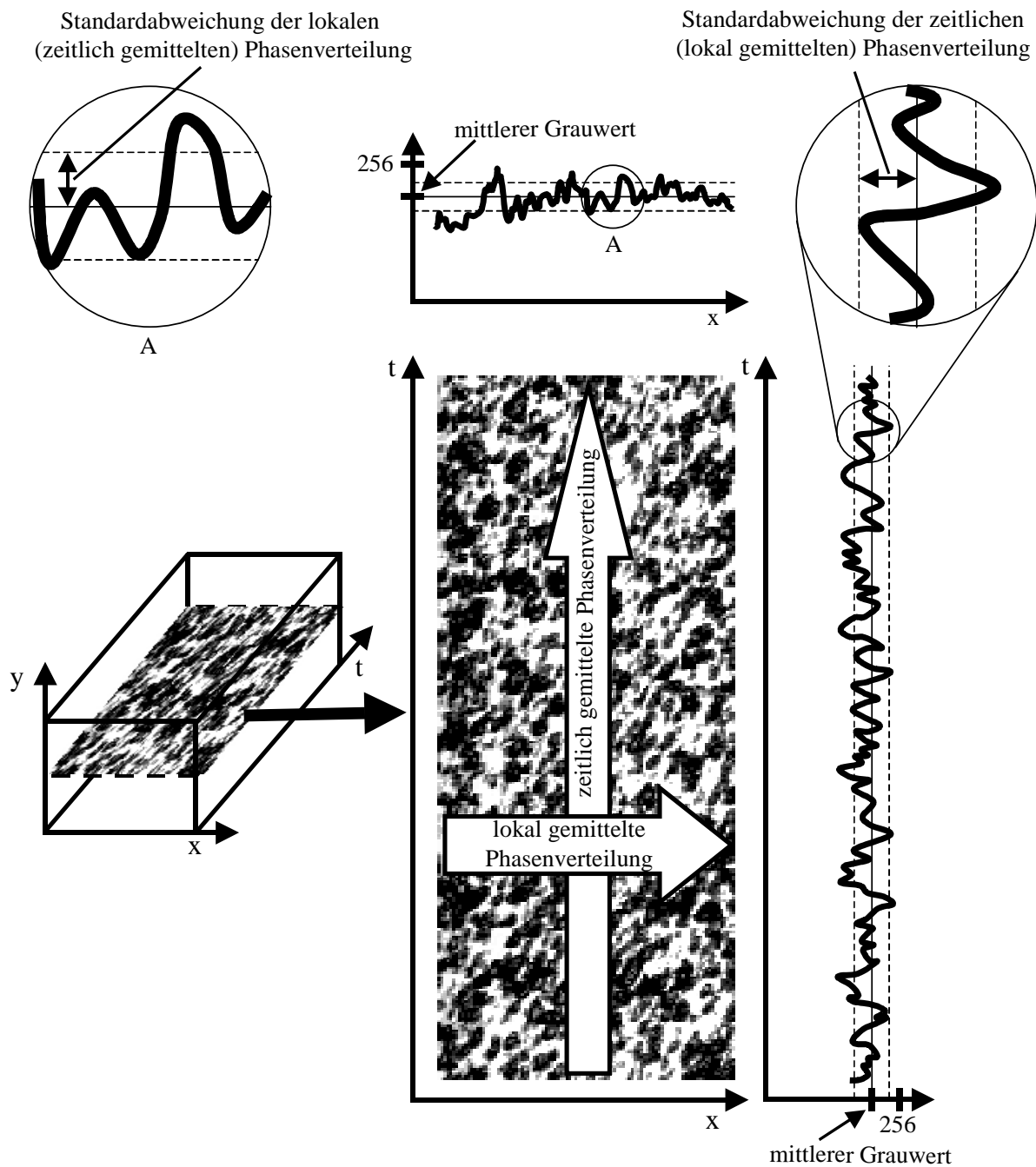


Abbildung 4.7: Algorithmus für die Bestimmung der zeitlich und lokal gemittelten Phasenverteilungsprofile sowie der zeitlich oder lokal gemittelten Standardabweichungen

Die X-T Ebene zeigt das zeitliche Verhalten des Siedemusters in einer fixierten Höhe über der Heizfläche. Es sei hier bereits angemerkt, dass mit dieser Messmethode nur eine qualitative Aussage über die tatsächlich vorliegende Phasenverteilung über der Heizfläche gewonnen werden kann, da die in Seitenansicht quer zur Heizfläche aufgenommenen Bilder jeweils nur die Projektion eines dreidimensionalen Prozesses auf eine zweidimensionale Ebene darstellen.

Dennoch lassen sich mit dieser Methodik bei Variation der Versuchsparameter interessante Tendenzen erkennen.

Die schwarzen Streifen in der dargestellten Ebene markieren die dampfförmige Phase, die weißen Flächen den Anteil der flüssigen Phase. Abbildung 4.7 zeigt zwei Möglichkeiten, wie die scheinbare Phasenverteilung bestimmt werden kann. So werden einerseits die Graustufen der Pixelwerte entlang der X -Achse gemittelt und über der Zeit aufgetragen und andererseits über die Zeit gemittelt und über der X -Achse aufgetragen. Für die Ergebnisdarstellung wird die Summe der mittleren Pixelwerte auf die maximal mögliche Summe normiert, welche im Falle eines rein „weißen Bildes“ dem Graustufenwertwert von 256 entspricht. Für die Bestimmung der Phasenanteile kann sowohl das erste als auch das zweite Berechnungsverfahren benutzt werden, da das Ergebnis unabhängig von der Reihenfolge der Summierung ist. Dennoch werden die beiden Berechnungsmethoden gesondert betrachtet, da deren unterschiedliche Standardabweichungen interessante Aussagen über die Schwankungsbreite bei zeitlicher- oder lokaler Summierung liefern. Ein hoher Wert der lokal (zeitlich gemittelten) Standardabweichung bedeutet beispielsweise, dass die Blasen in den Bildsequenzen vermehrt an bestimmten Orten auftreten. Wenn eine Höhe über der Heizfläche sehr große Werte der Standardabweichung aufweist, dann zeugt dies von zahlreichen Änderungen der Phasenverteilung in dieser Region. Die Ergebnisse der zeitlich und lokal gemittelten scheinbaren Phasenverteilung werden in Kapitel 6 für unterschiedliche Massenstromdichten und Wärmestromdichten präsentiert.

4.4.2.2 Charakteristische Zeiten- und Längenskalen

Mit Hilfe des Fast-Fourier-Transformationsalgorithmus (FFT) soll der Siedeprozess auf regelmäßige zeitliche und räumliche Strukturen untersucht werden. Die Fast-Fourier-Transformation wird in der Technik vielfach zur Bestimmung von Vorzugsfrequenzen eingesetzt. Eine umfangreiche theoretische Beschreibung ist in [Bri_88] zu finden. Die Funktionsweise des hier beschriebenen Algorithmus [Mau_00] kann anhand Abbildung 4.8 nachvollzogen werden, wo eine X - T Ebene in der Pseudozeit-Ansicht für eine fixierte Höhe Y über der Heizfläche dargestellt ist.

Das eindimensionale Signal, das im oberen Diagramm der Abbildung 4.8 dargestellt ist und die Graustufenwerte eines Pixels über dem aufgenommenen Zeitraum darstellt, wird mittels der eindimensionalen Fourier-Transformation nach dominierenden Frequenzen durchsucht. Das Resultat dieser Frequenzanalyse ist im mittleren Diagramm in Abbildung 4.8 dargestellt.

Es ist deutlich zu sehen, dass aus dem Spektrum eines einzelnen Pixelsignals keine signifikante Frequenz extrahiert werden konnte. Summiert man jedoch die Ergebnisse der Frequenzanalyse für alle Pixelwerte bei konstantem Abstand zur Heizfläche, so erscheint eine typische Frequenz von 45 Hz im unteren Diagramm von Abbildung 4.8, die sich jedoch von den übrigen Frequenzen aufgrund des geringen Signal-Rausch Verhältnisses nicht sehr deutlich abhebt.

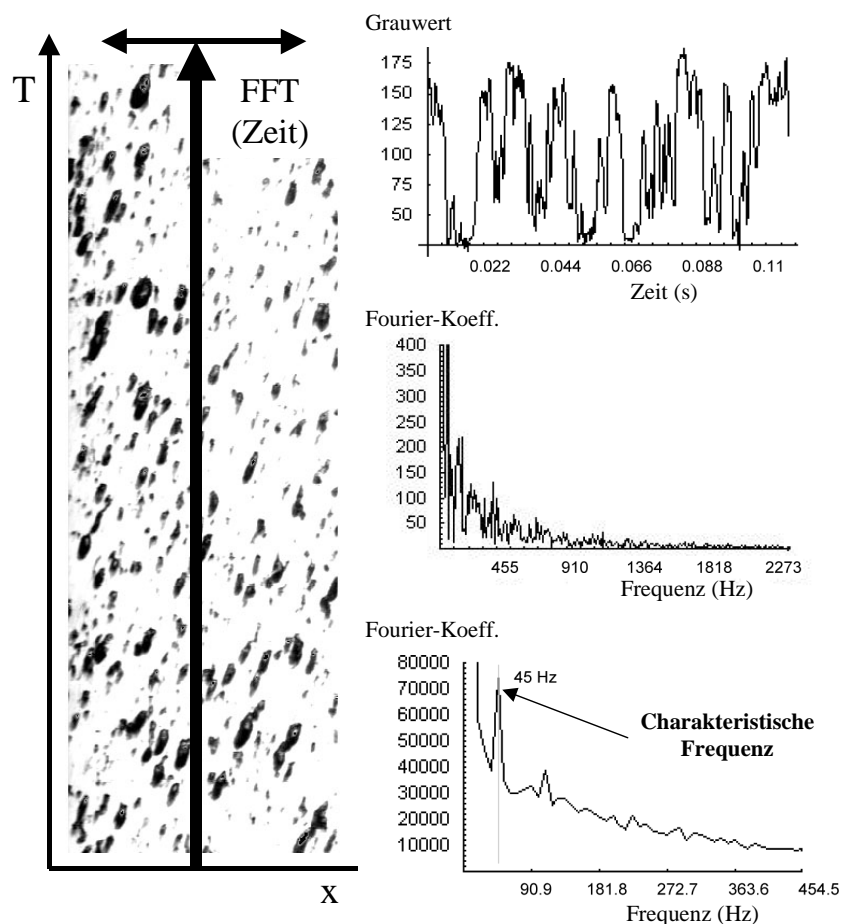


Abbildung 4.8: Charakteristische Frequenzen während des Siedevorganges

Mit demselben Verfahren wird nach regelmäßigen räumlichen Strukturen während des Siedevorganges gesucht. Zur näheren Erläuterung dient Abbildung 4.9, wo im oberen Diagramm die Grauwerte einer Pixelreihe für eine bestimmte Höhe über der Heizfläche zu einem bestimmten Zeitpunkt aufgetragen sind. Die FFT dieses Signals liefert die räumliche Frequenzverteilung, zu sehen im mittleren Diagramm von Abbildung 4.9. Man erkennt zwei deutliche Spitzen im Frequenzspektrum, die als charakteristische Längenskalen von 4,6 mm und 3,2 mm gedeutet werden können. Bei der Summierung der Fouriertransformierten für alle Pixelreihen entlang der Zeitachse erhält man das untere Diagramm in Abbildung 4.9.

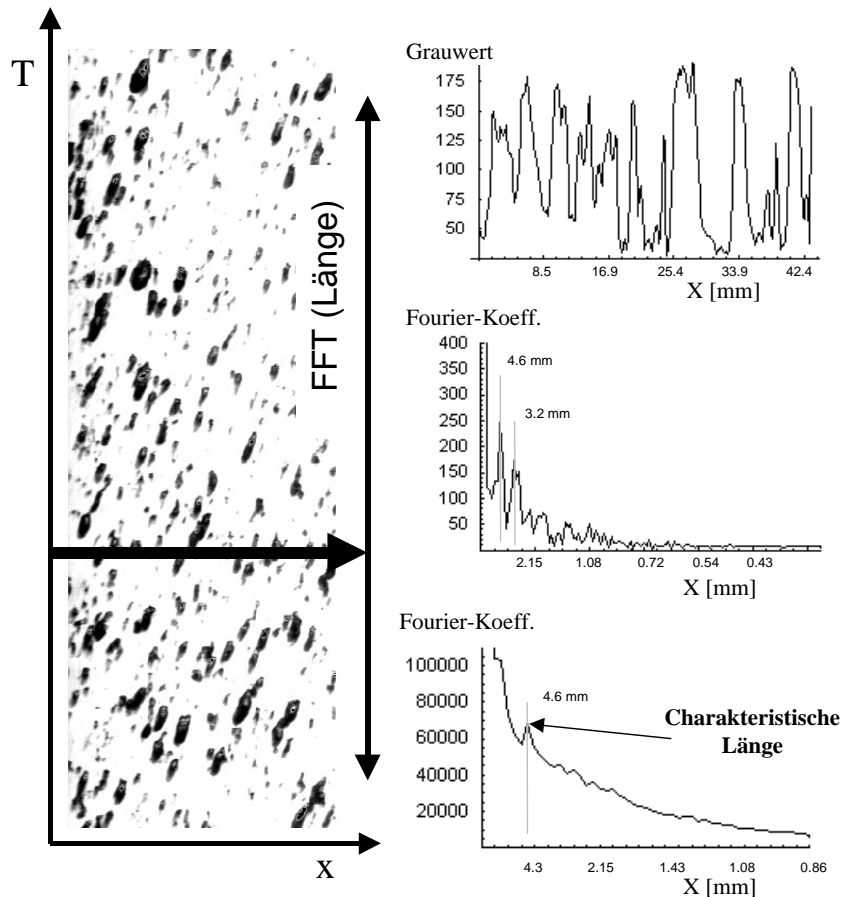


Abbildung 4.9: Charakteristische Längenskalen während des Siedevorgangs

Wieder zeigt sich ein Peak bei der Länge von $4,6 \text{ mm}$, allerdings ist das Signal gegenüber den anderen Längenskalen kaum dominant. Es ist interessant zu sehen, dass sich bei der Analyse einer einzelnen Pixelreihe sehr wohl charakteristische Längeninformationen ergeben können, diese aber bei der Betrachtung über einen längeren Zeitraum nahezu verschwinden. Die Ergebnisse in Abbildung 4.8 und 4.9 sind für das Siedemuster in einer Höhe von $Y=1,6 \text{ mm}$ über der Heizfläche angegeben. Es sei hier angemerkt, dass für eine aussagekräftige Analyse mittels FFT die untersuchten (eindimensionalen) Signale mit 256 Pixeln, die sich aus der limitierten Auflösung des Aufnahmechips der Hochgeschwindigkeitskamera ergeben, für die Bestimmung von charakteristischen Längenskalen sehr kurz sind. Auch für die Ermittlung von dominanten Frequenzen sind Zeitreihen mit 1024 Elementen sehr kurz. Ein weiterer Nachteil der FFT-Analyse ist, dass sich nur Prozesse mit stark ausgeprägten Mustern deutlich hervorheben. Die genaue Lage der Maxima im Frequenzraum lässt sich insbesondere bei kurzen Signalen schwer lokalisieren.

4.4.2.3 Blasenzyklen und -charakteristiken

Für die Charakterisierung des Blasenverhaltens sind insbesondere die Blasenlebensdauer, die Lebensdauer nach dem Ablösen von der Heizfläche und die Entwicklung des Blasendurchmessers von Interesse. Abbildung 4.10 zeigt anhand von 30 Einzelbildern die zeitliche Entwicklung eines Blasenzyklus.

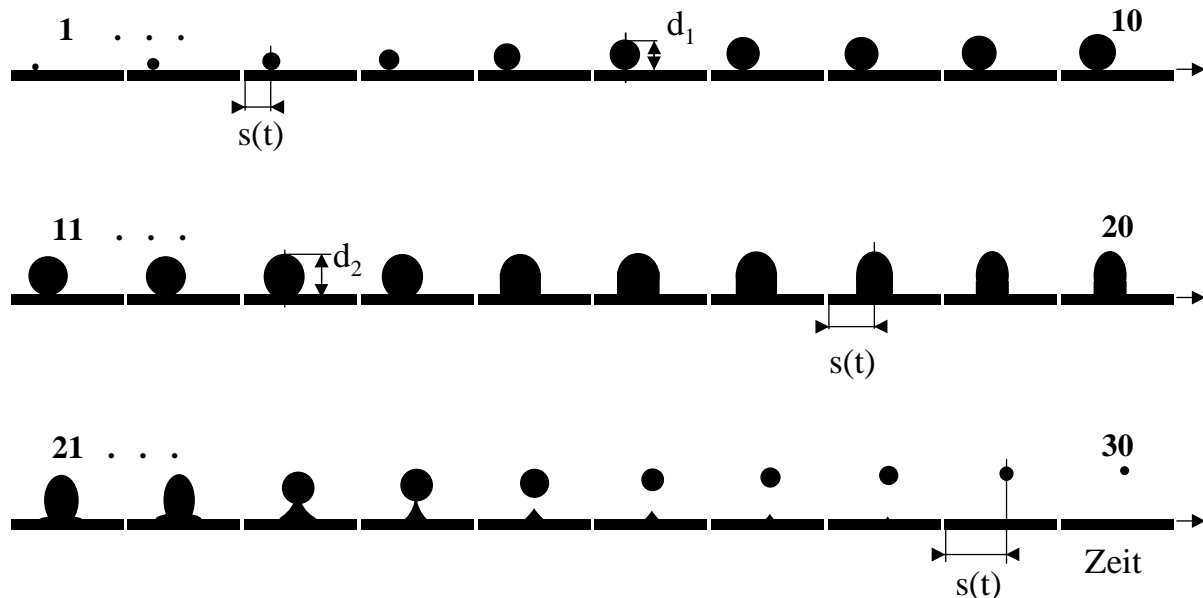


Abbildung 4.10: Zeitlicher Verlauf eines Blasenzyklus

Deutlich zu sehen ist der rasche Anstieg des Blasendurchmessers in den ersten zehn Bildern. Von Bild 11 bis 15 nimmt der Blasendurchmesser nur geringfügig zu. Anschließend löst sich die Blase allmählich aufgrund der Auftriebskraft von der Heizfläche ab, wobei die Blase in der Nähe des Blasenfußes eingeschnürt wird. Während der Aufstiegsphase kondensiert die Blase aufgrund der unterkühlten Umgebung sehr rasch, da sie keine Energie mehr aus der überhitzten Grenzschicht beziehen kann. Beim Ablösevorgang bleiben Dampfreste auf der Heizfläche zurück, die in der nachströmenden unterkühlten Flüssigkeit ebenfalls kondensieren. Der nachfolgend beschriebene Algorithmus soll aus einer Vielzahl von untersuchten Blasenzyklen statistische Informationen liefern. Die Einzelblasenanalyse wird dabei durch die Tatsache erschwert, dass sich jede Blase während des ganzen Zyklus aufgrund der Drift stromabwärts bewegt. Insbesondere die Erkennung und Lokalisierung eines Blasenzyklus in der dreidimensionalen Matrix muss sorgsam durchgeführt werden, um einerseits alle Blasen zu untersuchen und andererseits keine Blasen doppelt zu analysieren. Dafür wird im ersten Schritt der 3D Datensatz nach potentiellen Blasenzyklen untersucht und die Lage, d.h. die Startpositionen für den Algorithmus, und die ungefähre Lebensdauer der Blasen ermittelt. Mit

diesem Wissen kann anschließend jeder Blasenzyklus einzeln detektiert werden. Im zweiten Schritt wird bei der Einzelblasenuntersuchung nur ein kleiner Ausschnitt des gesamten Datensatzes betrachtet, der aus mehreren kleinen Bildfenstern besteht und die Entwicklung der Blase über der Zeit beinhaltet (siehe Abbildung 4.10). Wie bereits erwähnt, bewegt sich die Blase aufgrund der Konvektion stromabwärts. Dies muss für eine automatisierte Auswertung natürlich berücksichtigt werden. Hierbei handelt es sich um eine modellbasierte Objektverfolgung, da die Form der Blasen in etwa bekannt und ähnlich ist, so dass die Algorithmen für die Verfolgung stark vereinfacht werden können. In der Technik sind solche Applikationen bereits bekannt, wie beispielsweise die Personenerkennung und deren Verfolgung, mittels Extraktion der relevanten Information aus Videosequenzen [Mit_02].

Nachdem die gesamten Informationen über das Blasenverhalten im reduzierten Datensatz vorliegen, wird in jedem Bildfenster der maximale Blasendurchmesser und die dazugehörige Position gesucht. Dazu wird die Höhe der Blasenkontur, wie in Abbildung 4.11 zu erkennen ist, entlang der X-Koordinate abgebildet und das Maximum bestimmt.

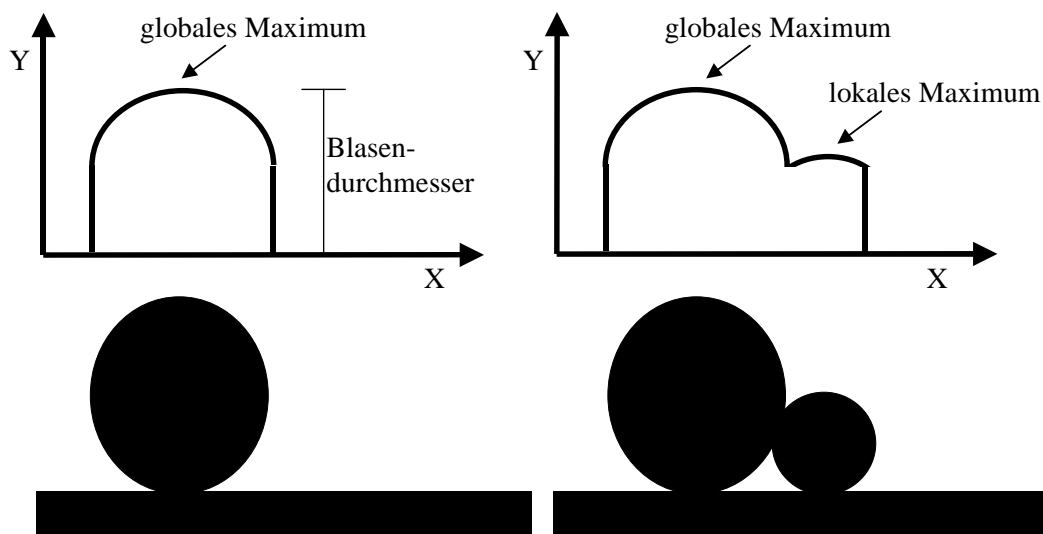


Abbildung 4.11: Bestimmung des maximalen Blasendurchmessers und Kriterium für einen gültigen und verworfenen Blasenzyklus

Solange die Blase auf der Heizfläche haftet entspricht dieses dem maximalen Blasendurchmesser. Für eine bessere Veranschaulichung des Blasenverhaltens ist es sinnvoll, die Maxima aller Bildfenster aus Abbildung 4.10 in einer Y - T Graphik darzustellen (siehe Abbildung 4.12). Diese Vorgehensweise kann sehr gut anhand der Größen d_1 und d_2 , die als Beispiel in den beiden Abbildungen eingezeichnet sind, nachvollzogen werden.

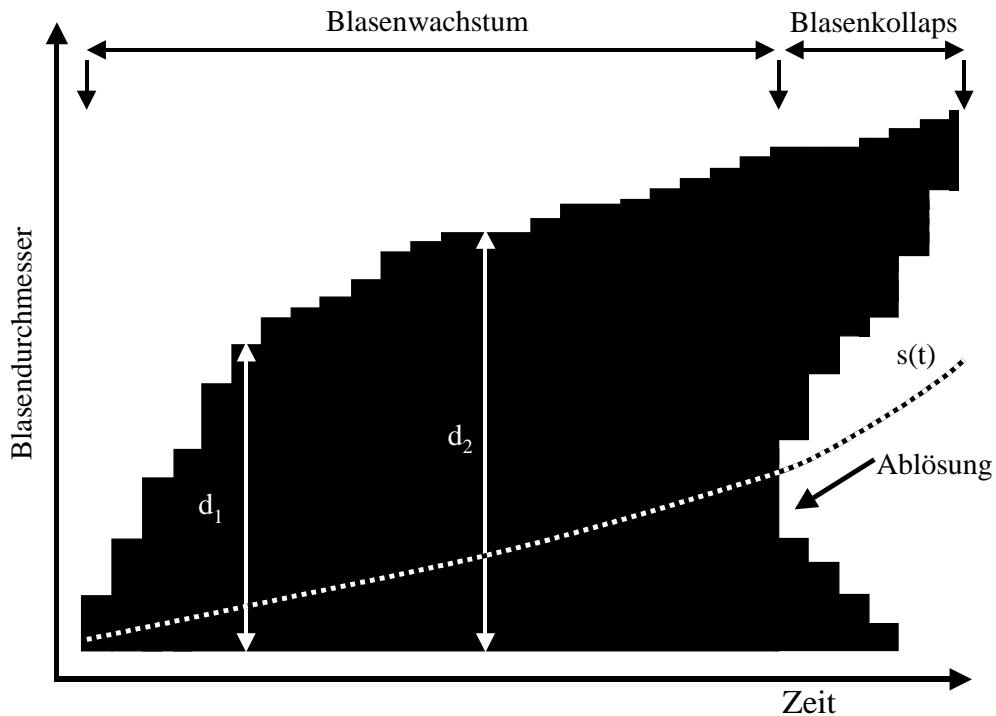


Abbildung 4.12: Zeitliche Entwicklung des Blasendurchmessers und Zeitpunkt der Blasenablösung

Aufgrund der geringen Tiefenschärfe des gewählten Aufnahmeverfahrens mit Durchlichtbeleuchtung ist es möglich, dass während der Analyse eines Blasenzyklus eine zweite Blase, die entweder vor oder hinter der ersten Blase entlang der Beobachtungsrichtung entsteht, in den reduzierten Bildfenstern erscheint. In diesem Fall werden bei der Analyse der Blasenkontur zwei Maxima gefunden (siehe Abbildung 4.11 rechts), nämlich ein globales und ein lokales Maximum. Da in manchen Fällen, bei denen die Blasen dicht beieinander liegen, die beiden Maxima nicht sicher zu den Blasen zugeordnet werden können, werden diese Blasenzyklen sicherheitshalber für die Ergebnisdarstellung nicht gewertet. Mit zunehmender Wärmestromdichte nimmt die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen von hintereinander liegenden Blasen aufgrund der gesteigerten Siedeaktivität zu. Anhand der reduzierten $Y-T$ Grafik (siehe Abbildung 4.12) lassen sich alle Informationen bezüglich des Blasenzyklus extrahieren. Die Kurve $s(t)$ stellt zusätzlich Informationen über die Drift der Blase in Strömungsrichtung dar, die aber im Rahmen dieser Studie nicht weiter ausgewertet wird. Die Ergebnisse aller gültigen Blasenzyklen sind als Verteilungsfunktionen in Kapitel 6 dokumentiert.

4.4.2.4 Phasengrenzflächengeschwindigkeiten

Mit Hilfe des nachfolgend beschriebenen Algorithmus soll die mittlere lokale Phasengrenzflächengeschwindigkeit, die aus einer Mittelung der Phänomene verschiedener Transportprozesse wie z.B. die Blasenwachstumsgeschwindigkeit oder die Blasendrift besteht, über der Höhe der Heizfläche bestimmt werden. Anhand Abbildung 4.13 soll die Funktionsweise des entwickelten Analysealgorithmus verdeutlicht werden.

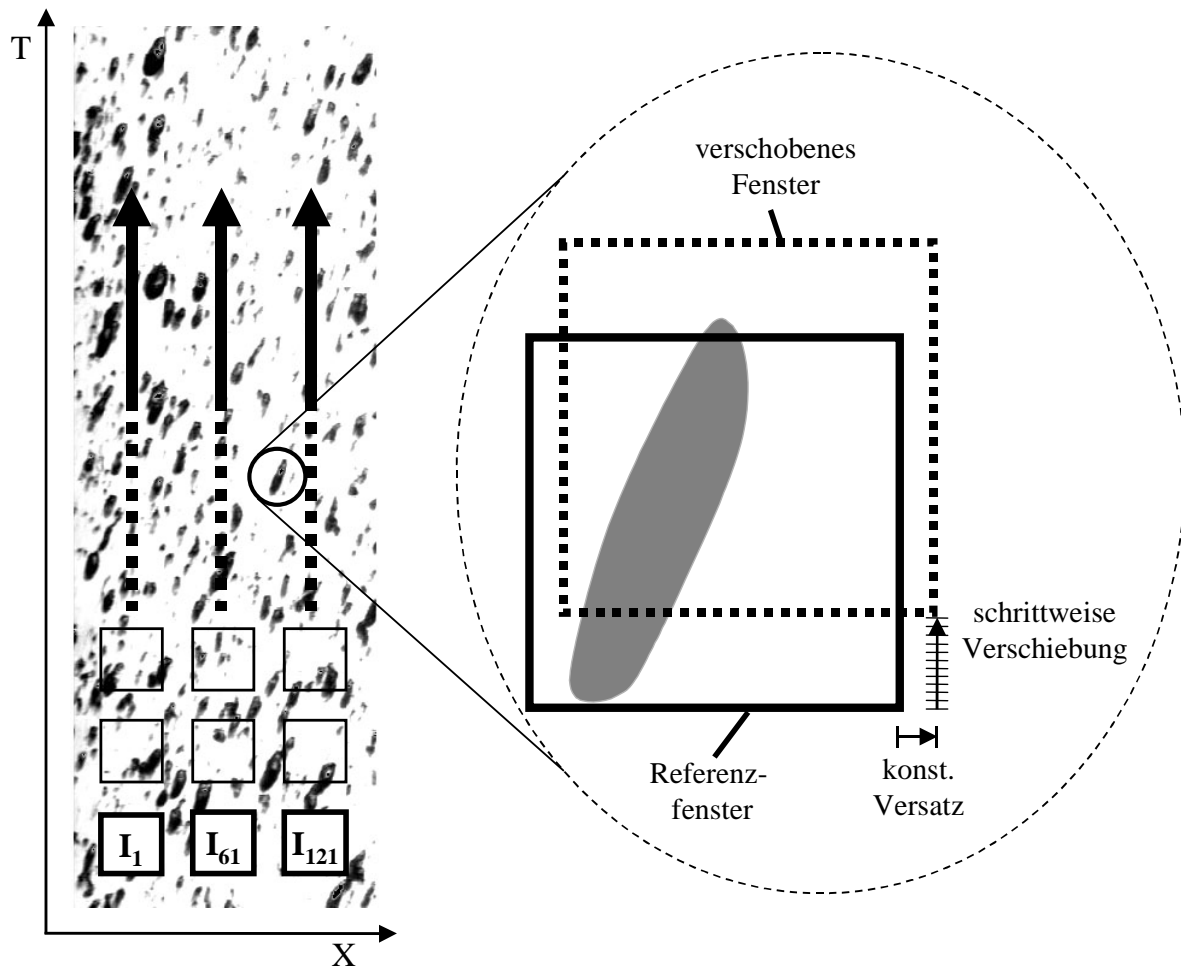


Abbildung 4.13: Methode der Kreuzkorrelation zur Bestimmung der mittleren Grenzflächengeschwindigkeit

Bei einer konstanten Höhe Y wird eine X - T Ebene aus dem dreidimensionalen Datensatz ausgeschnitten. Zu sehen ist einerseits ein weißer Hintergrund, welcher die flüssige Phase repräsentiert. Andererseits sind schwarze streifenförmige Muster zu sehen, die der dampfförmigen Phase zugerechnet werden und die sich alle entlang einer gedachten Gerade in der X - T Ebene orientieren. Aus der Form dieser Cluster kann die zeitliche Entwicklung der Blasenkontur in Strömungsrichtung und aus der Steigung die Geschwindigkeit in X -Richtung berechnet werden. Mit zunehmender Blasengeschwindigkeit werden diese Streifen flacher.

Die Steigung dieser Streifen soll automatisiert an vielen Stellen mit Hilfe der zweidimensionalen Kreuzkorrelation berechnet werden, die gleichartige Strukturen in zweidimensionalen Bilddaten erkennen kann [Mau_01]. Dazu wird das erste Korrelationsfenster an einer definierten Stelle platziert und das zweite relativ zum ersten bewegt (siehe Abbildung 4.13, rechtes Vergrößerungsfenster). Die Kreuzkorrelation berechnet nun die normierte Summe der Produkte zwischen den Pixelreihen des platzierten und des bewegten Fensters¹⁴. Der dadurch berechnete Korrelationskoeffizient liefert den Wert Null für fehlende Übereinstimmung und den Wert eins für identische Bilder.

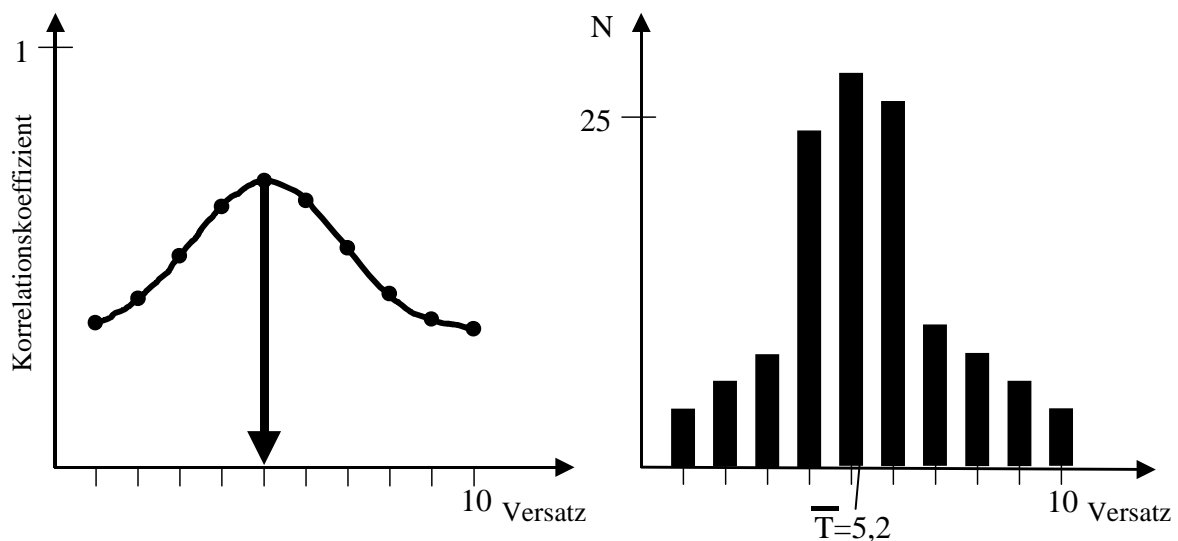


Abbildung 4.14: Bestimmung des Versatzes in T -Richtung mit bestmöglicher Übereinstimmung der beiden Korrelationsfenster (links), Häufigkeitsverteilung aller durch Kreuzkorrelation gefundenen Werte zur Bestimmung des mittleren zeitlichen Versatzes (rechts)

Bei der Wahl der Größe des Korrelationsfensters müssen zwei Effekte beachtet werden. Einerseits soll das Fenster groß genug sein, um das charakteristische Streifenmuster zu beinhalten, andererseits steigt aber der Rechenaufwand mit Zunahme der Fenstergröße rasch an. Die Richtung, in die das zweite Fenster verschoben wird, ist durch die vorgegebene Strömungsrichtung (von links nach rechts) bestimmt, so dass hier ebenfalls der Rechenaufwand reduziert werden kann. Deshalb wird zu Beginn der Rechenprozedur das zweite Fenster mit einem konstanten Versatz in X -Richtung platziert. Dieser Versatz, der die erste Komponente (Länge) für die Geschwindigkeitsberechnung festlegt, darf einerseits nicht zu klein gewählt werden, um die Genauigkeit des Ergebnisses nicht zu gefährden. Andererseits verliert man das Streifenmuster bei zu großem Versatz im verschobenen Fenster. Anschließend wird

¹⁴ Ein ähnliches Verfahren wird für die Berechnung von Geschwindigkeitsvektoren in korrelierenden Bildpaaren der Particle Image Velocimetry angewandt

das zweite Fenster mehrmals schrittweise in T -Richtung verschoben und jeweils der Korrelationskoeffizient mit dem fixierten Fenster errechnet (siehe Abbildung 4.13). Man erkennt in Abbildung 4.14 (links), dass zu Beginn der Prozedur die Übereinstimmung der beiden korrelierten Fenster gering ist, dann nach wenigen Schritten der Wert des Korrelationskoeffizienten ein Maximum erreicht und sich anschließend wieder verringert, wenn sich die Muster in den Fenstern wenig ähneln.

Basierend auf dieser Vorgehensweise wird an 180 verschiedenen Startpositionen (I_1 bis I_{180} in Abbildung 4.13) in der X - T Ebene jeweils der Versatz mit maximalem Korrelationskoeffizient ermittelt. Die resultierenden Werte werden in einer Häufigkeitsverteilung aufgetragen (siehe Abbildung 4.14 rechts). Anhand dieser Häufigkeitsverteilung lässt sich der mittlere zeitliche Versatz berechnen, der in der X - T Ebene einer charakteristischen Zeit entspricht. Allerdings werden nur Werte in die Häufigkeitsverteilung aufgenommen, die gewisse Kriterien erfüllen. So muss der Wert des Korrelationskoeffizienten am Maximum größer sein als ein vorgegebener Schwellenwert, da sonst die beiden Muster nicht als ähnlich genug anzusehen sind. Außerdem darf das Maximum nicht an den Rändern des untersuchten Zeitintervalls liegen.

Wie bereits erwähnt, ist die Größe des Korrelationsfensters zu optimieren. Anhand einer Parameterstudie wurde dessen Einfluss auf die Anzahl der verwertbaren Ergebnisse untersucht. Aus Abbildung 4.15 wird deutlich, dass ein Korrelationsfenster mindestens eine Größe von 40×40 Pixeln besitzen sollte, um die Muster eindeutig zu erfassen und klare Ergebnisse zu liefern. Weiter erkennt man den Einfluss der Höhe über der Heizfläche. So ist nahe der Wand ($Y \rightarrow 0$) der Blasenbesatz so dicht, dass in den Bildern einzelne Blasenkonturen nicht eindeutig erkennbar sind. Oberhalb einer gewissen Höhe ist der Anteil der dampfförmigen Phase durch Kondensation so gering, dass ebenfalls viele Korrelationskoeffizienten nicht verwertet werden können.

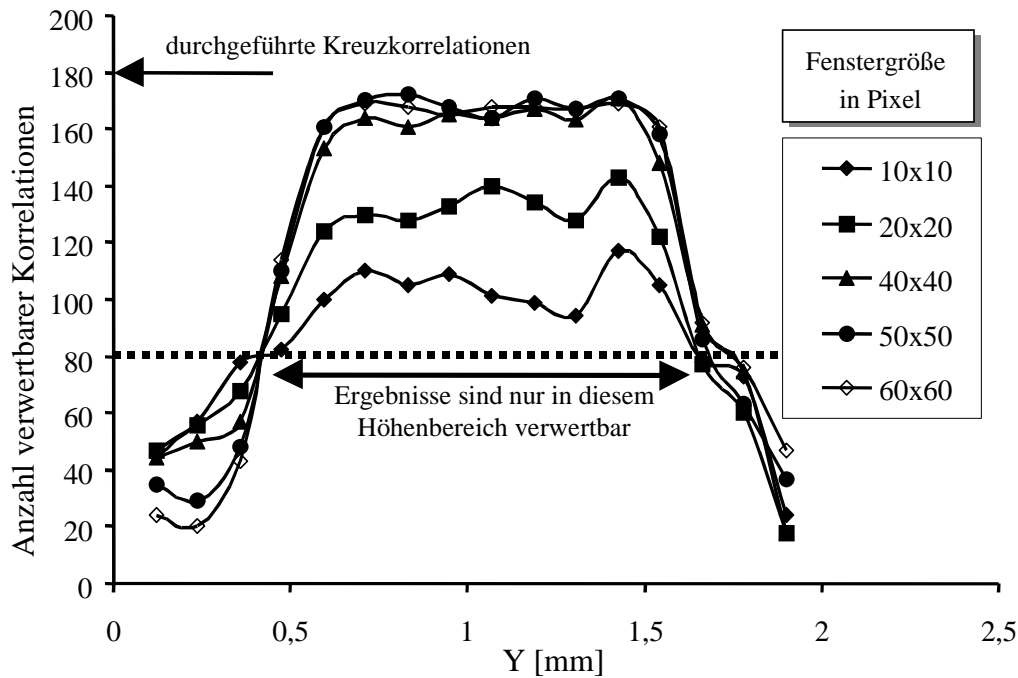


Abbildung 4.15: Einfluss der Größe des Korrelationsfensters auf die Anzahl erfolgreicher Berechnungen

Für eine gesicherte statistische Analyse werden mindestens 80 erfolgreiche Korrelationen gefordert, so dass Ergebnisse zur Phasengrenzflächengeschwindigkeit, wie in Abbildung 4.15 erkennbar ist, nur für einen bestimmten Höhenbereich mittels dieses Algorithmus extrahiert werden können. Nach Durchführung dieser Prozedur für alle Y -Werte lässt sich das Profil der Phasengrenzflächengeschwindigkeit bestimmen.

Diese Prozedur kann noch erweitert werden, um die Geschwindigkeitskomponente normal zur Strömungsrichtung zu berechnen. Dafür wird das zweite Korrelationsfenster nicht entlang derselben X - T Ebene verschoben, sondern entlang einer höhergelegenen Ebene. Die dadurch berechneten Geschwindigkeitsvektoren enthalten neben dem Versatz in X -Richtung auch einen Versatz in Y -Richtung.

Auch diese Methode wurde im Rahmen dieser Studie auf den vorliegenden Datensatz angewendet. Aufgrund der geringen Auflösung des Bildsensors konnte nur ein sehr kleiner Versatz in Y -Richtung (in Form von zwei Pixeln) gewählt werden, um das Muster im ersten Fenster nicht zu verlieren. Folglich schwankten die erzielten Ergebnisse der normalen Geschwindigkeitskomponente sehr stark, so dass dazu keine gesicherten Aussagen getroffen werden konnten, und folglich auf eine Darstellung dieser Ergebnisse verzichtet wird.

4.4.2.5 Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen

Abbildung 4.16 zeigt schematisch einen Y - T Ausschnitt aus dem dreidimensionalen Bilddatensatz, um die Funktionsweise dieses Algorithmus zur Bestimmung der Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen zu verdeutlichen.

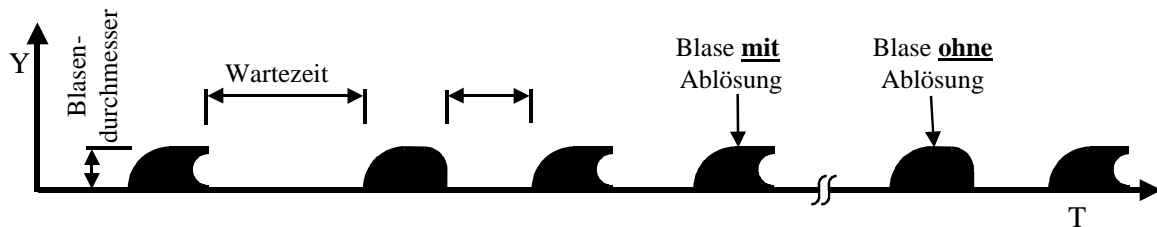


Abbildung 4.16: Bestimmung der Blasenwartezeit und der Wahrscheinlichkeit der Blasenablösung

Der Kehrwert der Blasenwartezeit entspricht der in der Literatur häufig angegebenen Blasenfrequenz. Diese ist durch das Zeitintervall zwischen abgeschlossener Kondensation der vorangegangenen und Beginn des Wachstums der darauffolgenden Blase definiert. Bedingt durch das chaotische Verhalten des Blasensiedens sind die Wartezeiten der Blasen während der beobachteten Zeiträume unterschiedlich lang, so dass die Darstellung der Wartezeit nur in einer Häufigkeitsverteilung sinnvoll ist.

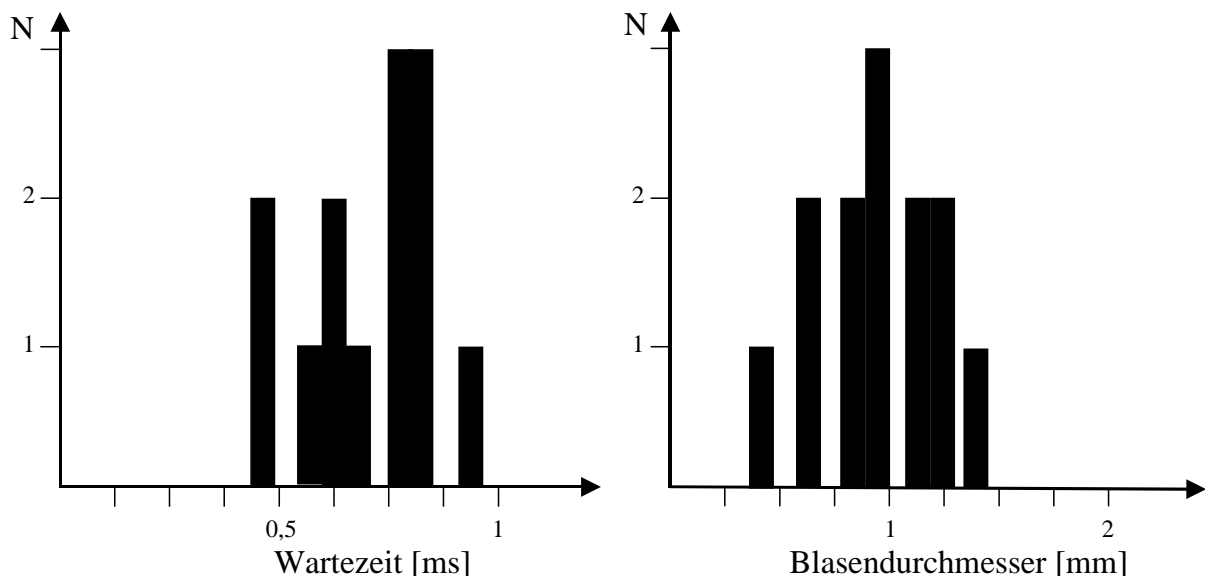


Abbildung 4.17: Häufigkeitsverteilung der Wartezeit und des maximalen Blasendurchmessers

In Abbildung 4.17 sind die Histogramme der Blasenwartezeit und des Blasendurchmessers aufgetragen. Anhand der Form des Blasenzyklus erkennt man, ob sich die Blase von der Heizfläche abgelöst hat, oder ob die Blase an der Heizfläche haftend kollabiert (siehe Abbildung

4.16). Im ersten Fall ergibt sich in dieser Y-T Darstellung eine eingedellte Form am Ende des Blasenzyklus, im letzteren Fall erkennt man eine fast halbkreisförmige Kuppe. Das Verhältnis dieser Zahl der Vorkommnisse dieser beiden Formen liefert für alle untersuchten Blasenzyklen die Wahrscheinlichkeit für die Blasenablösung. Die Ergebnisse werden in Kapitel 6.1.4 diskutiert.

5 Grenzschichtcharakteristik

Ein wichtiger Aspekt für die Untersuchung und Modellierung des Wärmeübergangs von einer beheizten ebenen Platte an das Fluid ist die Charakteristik der fluiddynamischen und thermischen Grenzschicht.

Eine anlaufende Grenzschichtströmung geht ab einer bestimmten Reynolds-Zahl (Umschlagpunkt bei $Re_x \approx 10^5$) von einer laminaren Schichtenströmung in eine irreguläre turbulente Strömung über. Zusätzlich zu den molekularen Austauschprozessen wird die Strömung dann von makroskopischen Turbulenzwirbeln überlagert. Prandtl definierte zum ersten Mal den Begriff der Grenzschicht. Von ihm ging auch der Ansatz der Mischungsweglänge für die Schaffung eines Turbulenzmodells aus. Danach erfährt ein Fluidelement, das sich normal zur Strömungsrichtung in einem Geschwindigkeitsprofil bewegt, eine Schwankungsgeschwindigkeit. Aus diesen Überlegungen lässt sich die Wandschubspannung τ_w definieren und die Geschwindigkeitsverteilung von turbulenten Kanalströmungen in Wandnähe herleiten.

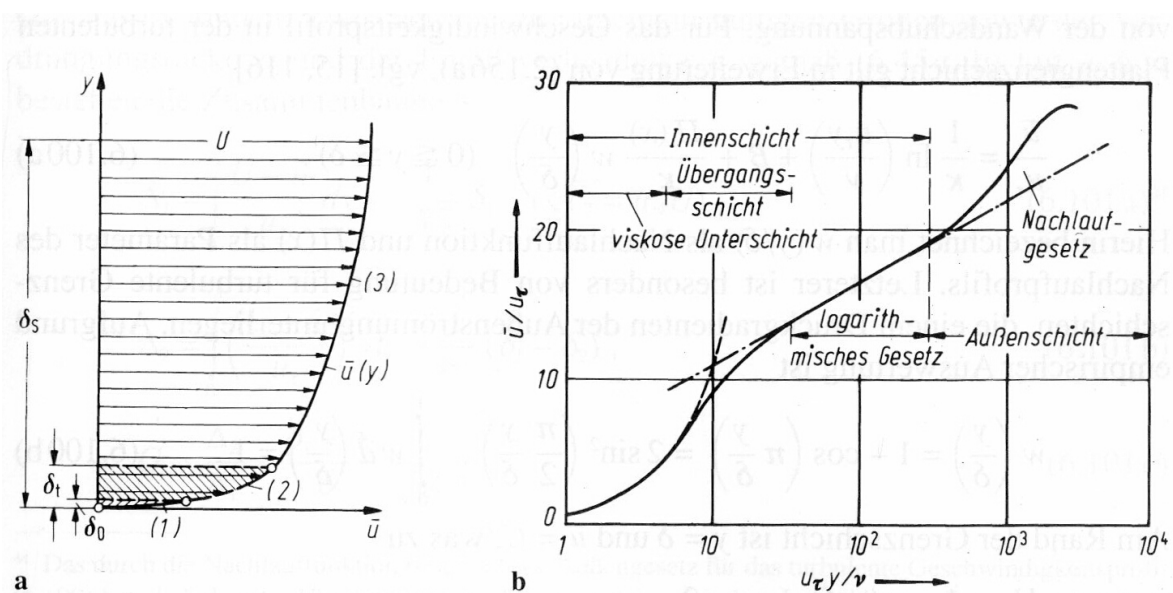


Abbildung 5.1: Bereichseinteilung turbulenter Strömungsgrenzschichten, (links) längsangeströmte Platte, (1) viskose Unterschicht, (2) Übergangsschicht, (3) turbulente Schicht, (rechts) Geschwindigkeitsprofil in dimensionsloser, halblogarithmischer Darstellung (aus [Tru_99])

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.1 die Geschwindigkeitsverteilung in halblogarithmischer Darstellung über dem Wandabstand zu sehen. Auf der Abszisse werden die Daten mit dem dimensionslosen Wandabstand $y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$ und auf der Ordinate durch die dimensionslose Geschwindigkeit $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$ aufgetragen, wobei mit $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ die Wandschubspannungsgeschwindigkeit definiert ist.

In direkter Wandnähe, die auch als viskose Unterschicht bezeichnet wird, ist die Geschwindigkeit im Wesentlichen nur von der Viskosität des Fluids abhängig, da noch keine merklichen turbulenten Mischungseffekte stattfinden. Im Anschluss an den Übergangsbereich folgt der Bereich der Strömung, wo die turbulenten Widerstände praktisch nicht mehr von der Zähigkeit abhängig sind. Die Geschwindigkeitsverteilung kann für diesen Bereich mit dem logarithmischen Wandgesetz beschrieben werden (Gl. 5.1), welches besagt, dass die durchschnittliche Fluidgeschwindigkeit proportional zum logarithmischen Abstand zur Wand ist.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (5.1)$$

Aus einer Vielzahl von experimentellen Studien folgt für die Konstanten $\kappa = 0,4$ und $C = 2,5$. Während für die längsangeströmte ebene Platte diese Gesetzmäßigkeit näherungsweise bis zur Erreichung der freien Strömung gültig ist, weicht das Strömungsprofil bei Umströmungen von Körpern, wo verschiedene Druckgradienten in der Außenströmung auftreten, mit zunehmendem Wandabstand von dieser Gesetzmäßigkeit ab. In diesem Fall wird die Grenzschicht in einen inneren Bereich, in dem die logarithmische Gesetzmäßigkeit gegeben ist, und einen äußeren Bereich unterteilt. Mit zunehmendem Druckgradienten wird in diesem Außenbereich die Kurve (engl. wake) nach oben hin verschoben. Auch dafür wurden Abhängigkeiten gefunden, die durch das Nachlaufgesetz (Gesetz von Coles) berücksichtigt werden können. Auf eine detaillierte Ausführung grenzschichttheoretischer Zusammenhänge wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf die umfangreiche Literatur verwiesen [Schl_82] [Tru_99].

Analog zum Geschwindigkeitsprofil kann auch das Temperaturprofil in dimensionsloser Form ausgedrückt werden und es ergeben sich für Fluide, deren Prandl-Zahl in der Größenordnung von eins liegen, vergleichbare Abhängigkeiten.

$$T^+ = \frac{T_W - T_Y}{T_W - T_L} = \frac{1}{\kappa_T} \ln y^+ + C_T \quad (5.2)$$

Bei der einphasigen turbulenten Strömung in beheizten Kanälen und Rohren haben bisherige Untersuchungen [Kng_01] sowohl für die Geschwindigkeit, als auch für die Temperatur eine gute Übereinstimmung mit dem universell gültigen logarithmischen Wandgesetz [Schl_82] ergeben. Schwieriger ist die Charakterisierung einer Zweiphasenströmung, da einerseits die klassischen Untersuchungsmethoden nicht ohne weiteres angewendet werden können und andererseits die Dimensionalität des Problems aufgrund der zusätzlichen Stoffgrößen und unterschiedlichen Volumenanteile der flüssigen und gasförmigen Phase erhöht wird. Untersuchungen von Blasenströmungen aller Art wurden bereits häufiger durchgeführt. Marie z.B. analysierte den Einfluss von Gasblasen auf das Verhalten der Strömung in Blasensäulen [Mar_97]. Dagegen wurden zweiphasige Strömungen mit Phasenwechsel bezüglich ihrer Grenzschichteigenschaften kaum untersucht. Im Falle des unterkühlten Strömungssiedens liegen ausschließlich Ergebnisse von Hasan [Has_91] vor, der sowohl das Temperaturfeld als auch das Geschwindigkeitsfeld in einem vertikalen Ringspalt mittels einer Hitzdrahtsonde bestimmte. Diese Resultate wurden mit dem Kältemittel R113 erzielt.

Nachfolgend wird die einphasige turbulente Kanalströmung über der Heizfläche sowie die Grenzschichtdicke im verwendeten Versuchskanal für verschiedene Versuchsparameter charakterisiert. Anschließend werden die Geschwindigkeitskomponenten parallel und normal zur Strömungsrichtung mit Blasensieden betrachtet. Diese Ergebnisse, die alle mittels der Particle Image Velocimetry gewonnen wurden, werden am Ende des Kapitels mit den Ergebnissen der mittleren Phasengrenzflächengeschwindigkeit aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verglichen.

5.1 Einphasige Strömung (ohne Sieden)

5.1.1 Geschwindigkeitsprofile und logarithmisches Wandgesetz

Abbildung 5.2 zeigt die einphasigen Geschwindigkeitsprofile für zwei unterschiedliche Massenströme. Zum besseren Vergleich sind die Geschwindigkeiten auf die Geschwindigkeiten der jeweiligen Kernströmung normiert. Man erkennt einen deutlichen Anstieg der Geschwindigkeit in der Grenzschicht mit zunehmendem Anstand zur Wand, die in diesem Falle nicht beheizt wurde. Oberhalb einer Höhe von ca. 6 mm endet die Grenzschicht und es liegt eine freie Strömung vor. Da insbesondere die Viskosität, aber auch die Dichte des Fluids stark von der Temperatur abhängig ist, wurden die einphasigen Messungen mit einer

Fluidtemperatur von 70 °C durchgeführt, so dass die Versuchsbedingungen der einphasigen- und der zweiphasigen Strömung ähnlich sind.

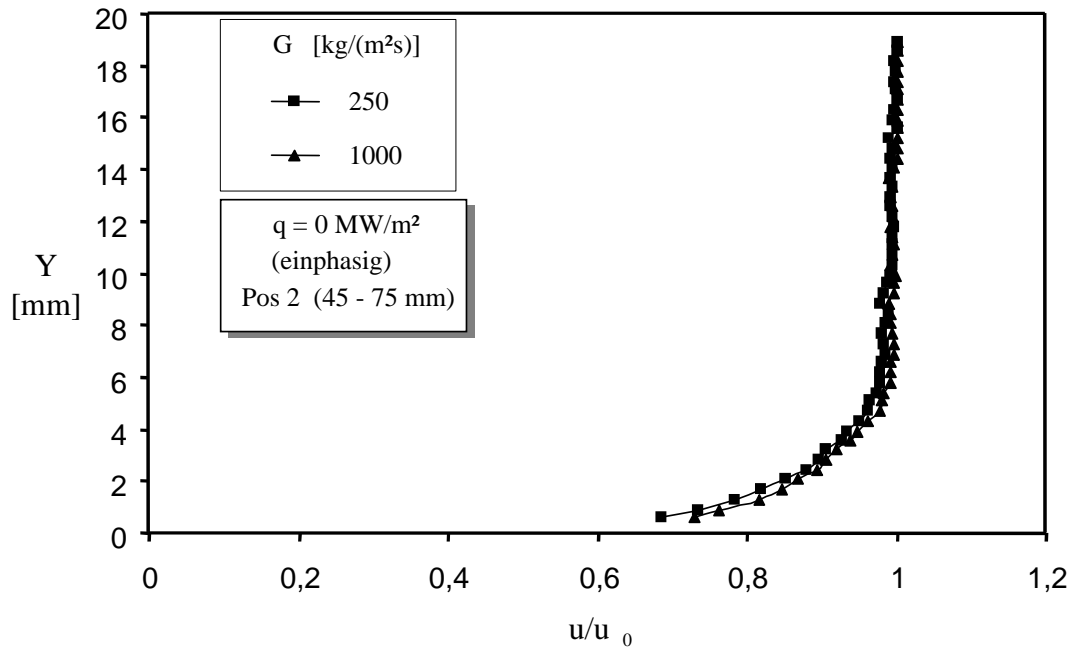


Abbildung 5.2: Normiertes Geschwindigkeitsprofil bei einphasiger Strömung über der Heizfläche

Die Grenzschichtdicke für eine ebene Platte mit glatter Wandoberfläche lässt sich mit der Korrelation 5.3 abschätzen. Eine häufig verwendete Definition der Grenzschichtdicke ist der Wandabstand, bei dem die lokale Fluidgeschwindigkeit 99% der Geschwindigkeit der Außenströmung erreicht hat [Tru_99]. Bei einer Lauflänge von 0,3 m und einer Massenstromdichte von 1000 kg/(m²s) ergibt sich eine Grenzschichtdicke von ca. 7,6 mm, was in erster Näherung (siehe Abb. 5.1) den Resultaten aus den Messungen entspricht.

$$\delta(L) = 0,381 (Re_L)^{-0,2} L \quad (5.3)$$

Bisher haben wir noch keine Aussage, ob die im Kanal vorliegende Strömung den Gesetzmäßigkeiten des universellen Wandgesetzes genügt. Diese ist aber nötig, um die Strömungsform ohne Phasenübergang klar zu charakterisieren und die Ergebnisse mit Blasenbildung mit anderen Arbeiten vergleichen zu können. Deshalb werden die Daten in der Form $u^+ = f(y^+)$ aufgetragen (siehe Gleichung 5.1). Hierfür muss die Wandschubspannung bekannt sein. Um diese zu bestimmen, wird angenommen, dass das logarithmische Wandgesetz bereichsweise gilt. Abbildung 5.3 zeigt die schon in Abbildung 5.2 aufgetragenen Profile nach erfolgreicher Anpassung der Wandschubspannung an die Daten. Die ermittelten Werte für die Wandschubspannung zeigt Tabelle 5.1 zusammen mit den Werten, die sich aus dem Prandtlschen univer-

sellen Wandgesetz (Gleichung 5.4) für glatte Rohre und für große Reynolds-Zahlen ergeben [Schl_82]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,035 \log(Re \sqrt{\lambda}) - 0,91 \quad (5.4)$$

Bezüglich der Profilform ergeben sich für beide Massenstromdichten folgende Erkenntnisse: Die experimentellen Profile folgen der Geraden über einen großen Höhenbereich und zeigen damit eine gute Übereinstimmung mit dem logarithmischen Wandgesetz für turbulent glatte Rohrströmungen.

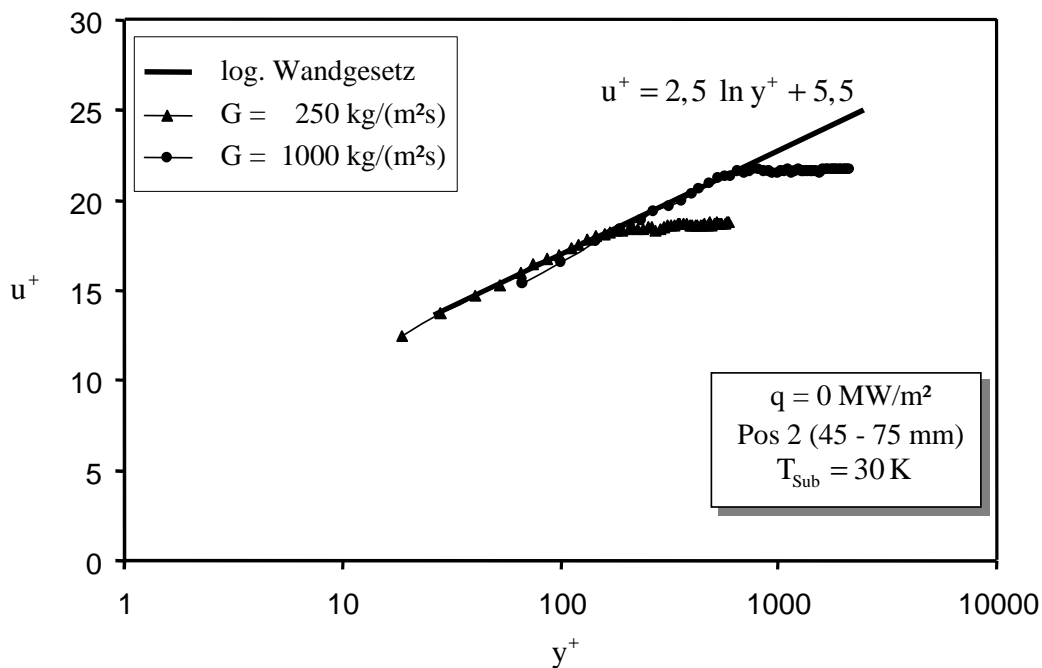


Abbildung 5.3: Halblogarithmische Darstellung der einphasigen Strömungsprofile und Vergleich mit dem logarithmischen Wandgesetz

Aus Tabelle 5.1 erkennt man, dass die Berechnung im Falle der Massenstromdichte von 250 $kg/(m^2s)$ eine um 7 Prozent höhere und im Falle der Massenstromdichte von 1000 $kg/(m^2s)$ eine um 3 Prozent höhere Wandschubspannung als die experimentellen Werte liefert. Im Rahmen der Messgenauigkeit kann man also davon ausgehen, dass die Strömung durch die Messstrecke als turbulent glatt angesehen werden kann, da sowohl ein ausgeprägter Bereich des Geschwindigkeitsprofils mit logarithmischem Verlauf vorliegt als auch die aus diesem Bereich ermittelten Wandschubspannungen die bekannten Gesetzmäßigkeiten zeigen.

Tabelle 5.1: Vergleich der gemessenen Schubspannungsgeschwindigkeiten u_τ mit den Berechnungen aus dem Prandtl'schen universellen Widerstandsgesetz für glatte Rohre

Werte für u_τ [m/s]	Experimentell	Berechnung
Massenstrom (G= 250)	0,0128	0,0138
Massenstrom (G= 1000)	0,0460	0,0472

5.1.2 Temperaturprofile

Die Temperaturprofile über der Heizfläche wurden mittels der in Kapitel 3.3.2 beschriebenen höhenverstellbaren Temperatursonde gemessen. Der Unterkühlungsgrad der Fluidtemperatur wurde so hoch gewählt, dass während der Temperaturprofilmessungen immer eine einphasige Strömung vorliegt, also keine Dampfblasen auf der Oberfläche entstehen können. Die in den Abbildungen 5.4 und 5.5 dargestellten Werte sind über einen längeren Zeitraum gemittelt und stellen die Differenz der gemessenen Temperatur zur Fluidtemperatur am Beginn der Messstrecke dar.

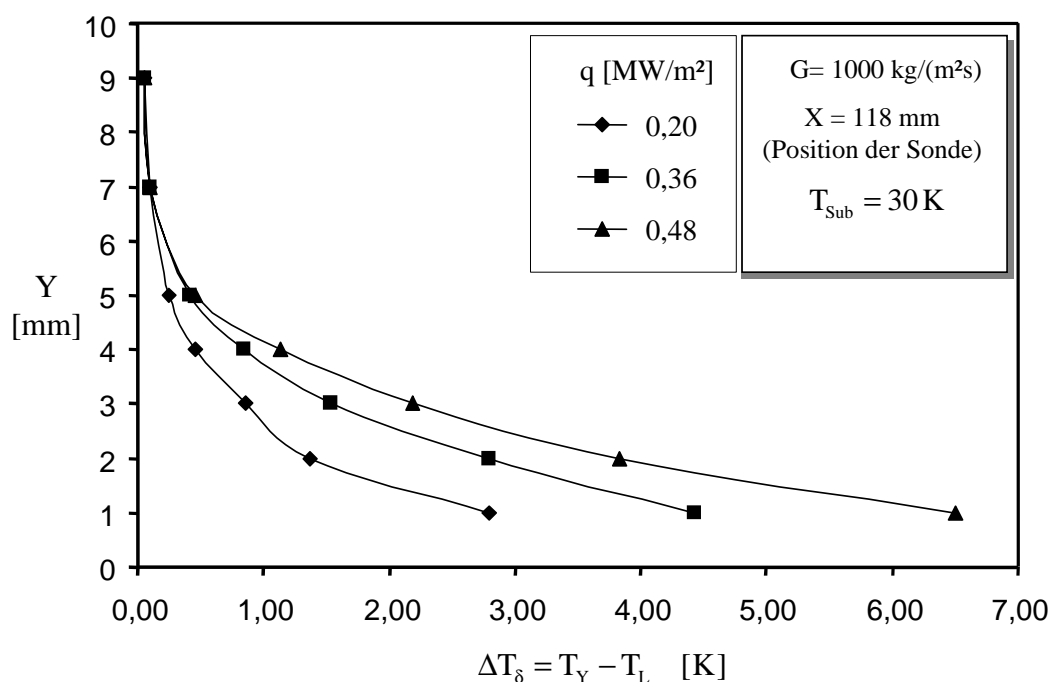


Abbildung 5.4: Temperaturprofil der einphasigen Strömung bei Variation der Wärmestromdichte

Abbildung 5.4 zeigt die Temperaturprofile für eine konstante Massenstromdichte und unterschiedliche Wärmestromdichten. Der Grund für die unterschiedlichen Temperatur-

verläufe liegt in den unterschiedlichen Wandtemperaturen, die mit zunehmender Wärmestromdichte ansteigen.

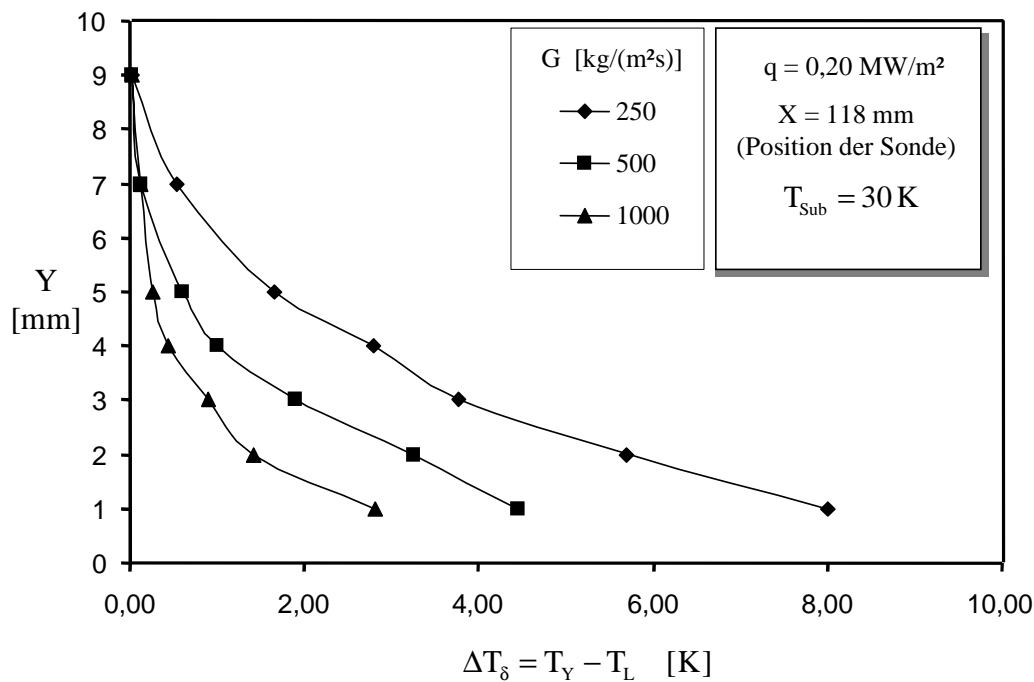


Abbildung 5.5: Temperaturprofil der einphasigen Strömung bei Variation der Massenstromdichte

In Abbildung 5.5 sind die Temperaturprofile für unterschiedliche Massenstromdichten bei einer konstanten Wärmestromdichte aufgetragen. Mit zunehmender Massenstromdichte nimmt der Betrag der konvektiven Wärmeübertragung zu, so dass die Heizfläche geringere Temperaturen annimmt. Folglich zeigen die Temperaturprofile wie zuvor unterschiedliche Verläufe. Ebenso erkennt man, dass die Temperaturgrenzschichtdicken in allen gezeigten Fällen immer ähnlich sind, jedoch mit zunehmender Massenstromdichte geringfügig abnehmen. Der Effekt der Reynolds-Zahlen auf die fluiddynamische Grenzschichtdicke ist, wie Gleichung 5.3 zeigt, mit einem Exponenten von 0,2 sehr klein. Aus der Analogie des Verhaltens der fluiddynamischen und thermischen Grenzschicht folgt, dass z.B. die bei einer Vervierfachung der Massenstromdichte (von 250 auf 1000 kg/(m²s)) die thermische Grenzschichtdicke um ca. 25% abnimmt. Dies wird auch in Abbildung 5.5 beobachtet, wo die Grenzschicht von ca. 9 auf 7 mm abnimmt. Um zu zeigen, dass auch die Temperaturprofile mit den Gesetzmäßigkeiten des logarithmischen Wandgesetzes für turbulent glatte Rohrströmungen übereinstimmen, werden diese in dimensionsloser Form in halblogarithmischer Darstellung über dem dimensionslosen Wandabstand aufgetragen (siehe Abbildung 5.6). Für einen großen Höhenbereich liegen die Werte auf einer Geraden und zeigen damit bereichs-

weise eine gute Übereinstimmung mit dem Wandgesetz. Man erkennt auch, dass mit zunehmendem Wandabstand diese nach rechts hin von der von der Geraden abweichen. In diesem Fall liegen die Messwerte bereits außerhalb der thermischen Grenzschicht.

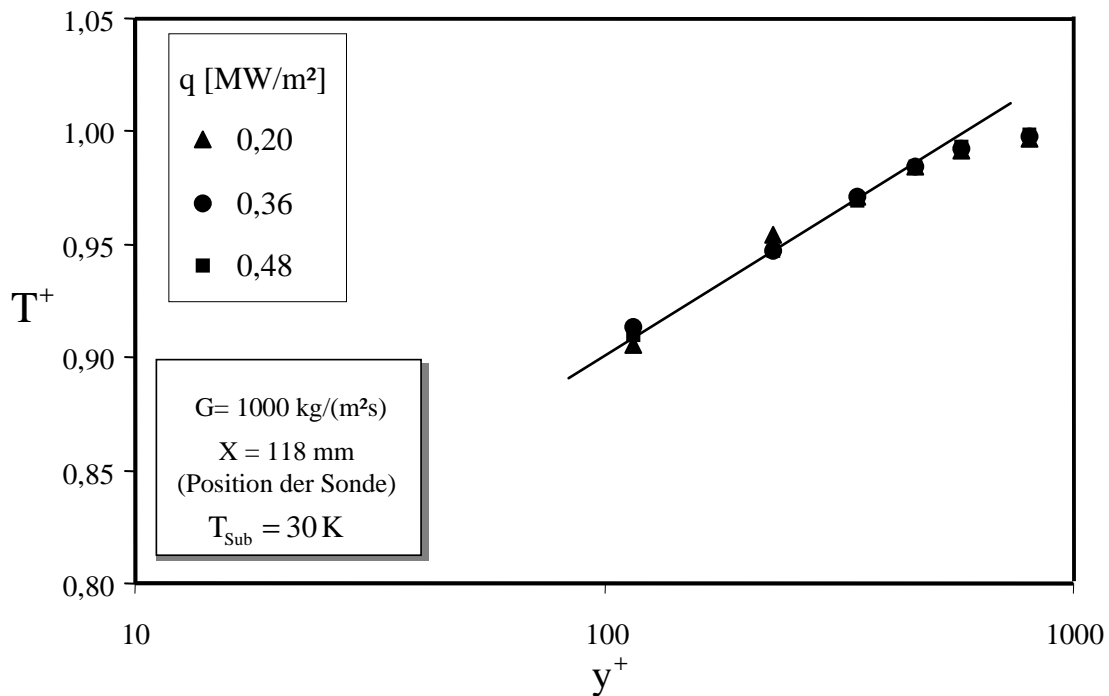


Abbildung 5.6: Dimensionsloses Temperaturprofil der einphasigen Strömung in halblogarithmischer Darstellung über dem dimensionslosen Wandabstand

Vergleicht man die fluiddynamische und thermische Grenzschichtdicke, so muss beachtet werden, dass der hydrodynamische Anlauf bis zur Messposition ($X=118 \text{ mm}$) wesentlich länger als der thermische Anlauf über dem Heizer ist. Gleichung 5.3 liefert für die Position der Temperatursonde eine Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht von ca. $9,9 \text{ mm}$ für die Massenstromdichte $G= 1000 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$.

Durch Verwendung von Gleichung 5.5 kann die lokale Nußelt-Zahl, die ein Maß für die Entwicklung der thermischen Grenzschicht darstellt, für eine einphasige turbulente Strömung über einer Heizfläche mit konstanter Wärmestromdichte berechnet werden [Inc_96].

$$Nu_x = 0,0308 Re_x^{4/5} Pr^{1/3} \quad (5.5)$$

Mittels Gleichung 5.6 wird zudem der Einfluss einer bereits angelaufenen hydrodynamischen Grenzschicht gegenüber der eines gleichzeitigen Anlaufs auf die lokale Nußelt-Zahl berücksichtigt [Inc_96].

$$Nu_x = \frac{Nu_{x(\zeta=0)}}{\left[1 - (\zeta/x)^{9/10}\right]^{1/9}} \quad (5.6)$$

Das Anwachsen der fluiddynamische Grenzschicht beginnt bei $x = 0$ und das der thermischen Grenzschicht bei $\zeta = 0$. Folglich findet für $0 \leq x \leq \zeta$ keine Wärmeübertragung statt. Für den vorliegenden Fall mit unterschiedlichen Startpositionen bedeutet dies nun, dass die lokale Nußelt-Zahl um ca. 20 % größer als bei gleichzeitigem Anlauf ist. Das Verhältnis der beiden Grenzschichtdicken kann mit der einfachen Beziehung beschrieben werden [Pol_00]:

$$\frac{\delta_F}{\delta_T} = Pr^{1/3} \quad (5.7)$$

Die Prandtl-Zahl von Wasser ist aufgrund der kinematischen Viskosität stark temperaturabhängig. Bei einer Fluidtemperatur von $70^\circ C$ nimmt diese den Wert 2,5 an. Nach den Berechnungen sollte also die thermische Grenzschicht an der Position der Temperatursonde eine Dicke von ca. 4 mm haben. Aus den Messungen ergibt sich ein höherer Wert (zwischen 6 und 7 mm). Als Grund hierfür sind Auftriebseffekte zu nennen, die durch die temperaturbedingten Dichteunterschieden in den wandnahen Flüssigkeitsschichten entstehen.

Zusammenfassend ergibt sich für die Ergebnisse bezüglich der fluiddynamischen und thermischen Grenzschicht eine gute Übereinstimmung mit den bekannten Gesetzmäßigkeiten für turbulente Strömungen. Somit liegen gute Referenzdaten vor, die mit den Experimenten mit Blasensieden verglichen werden können.

5.2 Strömungssieden

5.2.1 Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung

Abbildung 5.7 zeigt den Einfluss der Blasen während des unterkühlten Strömungssiedens auf die normierten Geschwindigkeitsprofile in Strömungsrichtung für unterschiedliche Massenstromdichten. Zwei deutliche Tendenzen können beobachtet werden. Der Einfluss des Siedevorgangs auf das Strömungsprofil nimmt mit zunehmender Massenstromdichte ab. Die Blasen gelangen bei der geringen Massenstromdichte von $G=250 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ bis zu einer maximalen Höhe von ca. 6 mm, weil sie aufgrund des Kondensationsprozesses schon in Wandnähe kollabieren. Bei einer Massenstromdichte von $G=1250 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ erreichen sie dagegen nur noch eine Höhe von ca. 3 mm, da aufgrund der höheren Geschwindigkeit die

Temperaturen in der Grenzschicht geringer werden und folglich der Wandabstand, bis zu dem Blasen noch existieren können, entsprechend abnimmt (eine detaillierte Beschreibung der Dampfgehaltsprofile folgt in Kapitel 6.1.3).

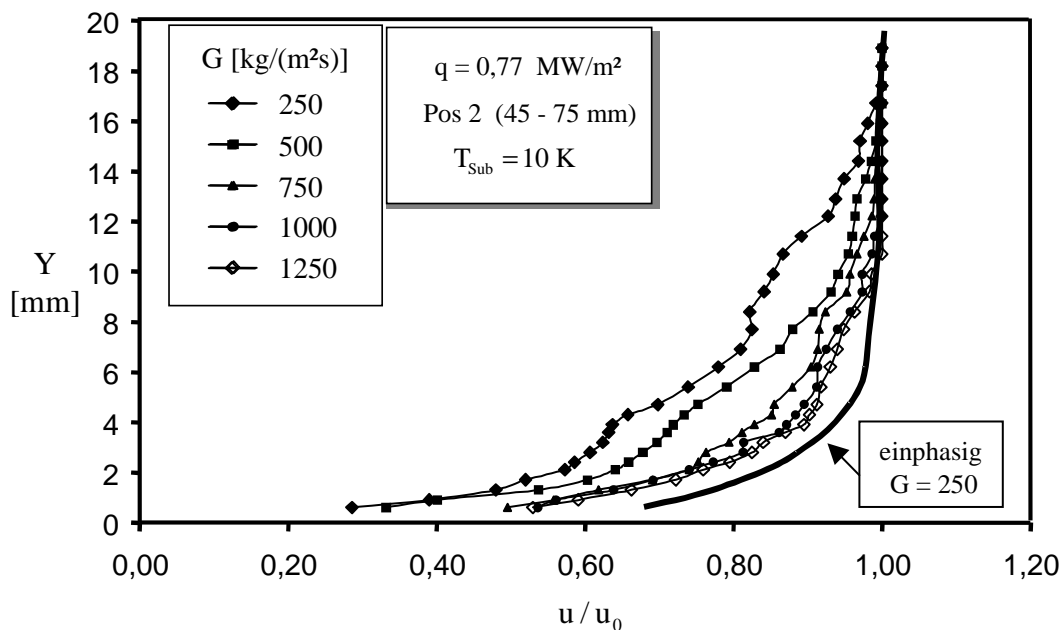


Abbildung 5.7: Geschwindigkeitsprofile der flüssigen Phase in Strömungsrichtung abhängig von der Massenstromdichte beim unterkühlten Strömungssieden.

Die Dicke der Blasenschicht erreicht also maximal 6 mm über der Heizfläche und ist damit noch deutlich dünner als die halbe Kanalhöhe von 20 mm. Bei kleinen Massenstromdichten wird interessanterweise das mittlere Strömungsprofil bis weit in die Kernströmung hinein beeinflusst, wo sich längst keine Blasen mehr aufhalten können (siehe Abb. 5.7). Die Blasen verdrängen die oberhalb liegenden Flüssigkeitsschichten während der raschen Wachstumsphase zur Kanalmitte und erzeugen einen Queraustausch. Gleichzeitig nimmt der Axialimpuls in Wandnähe ab. Dieser Vorgang wurde bereits früher postuliert [Hel_94][May_82], jedoch erfolgen ein Beweis und eine Quantifizierung erstmals in dieser Studie. Die Abhängigkeit der Wärmestromdichte auf das Strömungsprofil zeigt Abbildung 5.8. Mit ansteigender Wärmestromdichte nimmt die Störung des Strömungsprofils besonders in Wandnähe zu, was in der zunehmenden Siedeaktivität und Blasengröße begründet liegt. Mit zunehmender Unterkühlungstemperatur dagegen wird, wie in Abbildung 5.9 ersichtlich, der Einfluss auf das Strömungsprofil aufgrund der kleineren Blasengröße geringer. Für alle verwendeten Versuchsparameter zeigt sich, dass die Präsenz der Blasen beim Siedevorgang eine abbremsende Wirkung auf das Fluid in der Grenzschicht hat, wodurch folglich der Druckverlust der Strömung entlang der Heizfläche zunimmt.

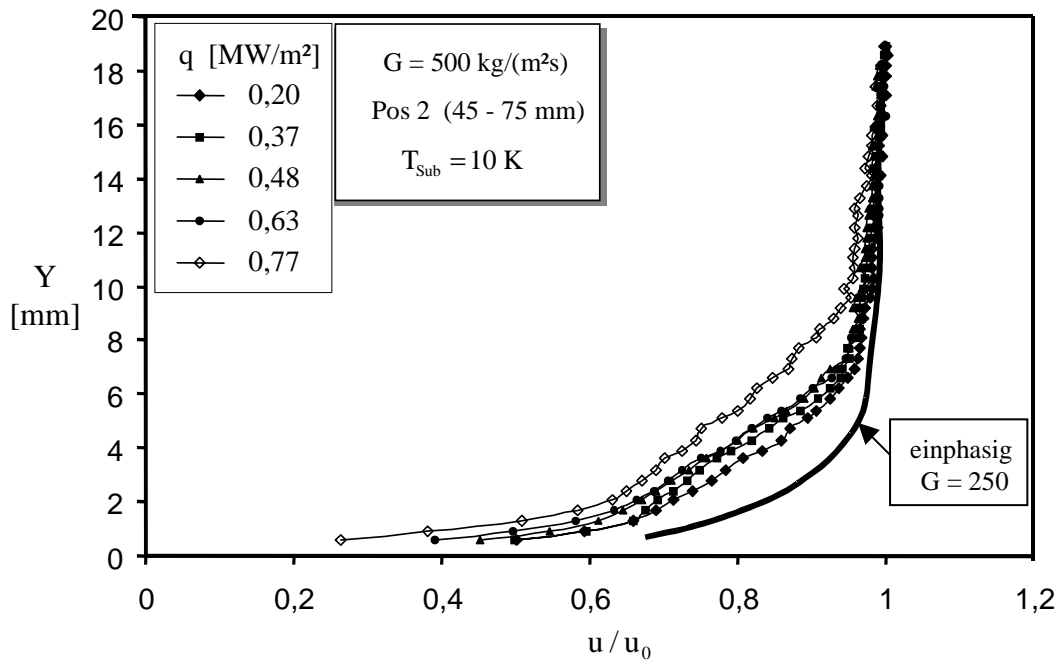


Abbildung 5.8: Geschwindigkeitsprofile der flüssigen Phase in Strömungsrichtung abhängig von der Wärmestromdichte beim unterkühlten Strömungssieden

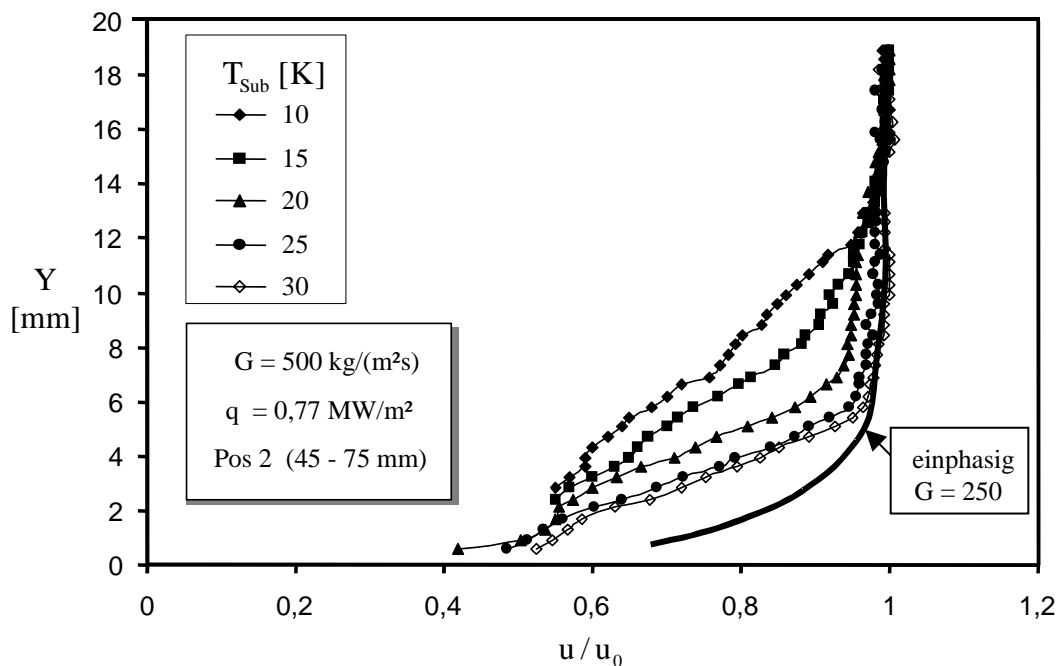


Abbildung 5.9: Geschwindigkeitsprofile der flüssigen Phase in Strömungsrichtung abhängig von der Unterkühlungstemperatur beim unterkühlten Strömungssieden

5.2.2 Geschwindigkeitskomponente normal zur Strömungsrichtung

Während bei der einphasigen turbulenten Grenzschichtströmung die Geschwindigkeitskomponente normal zur Strömungsrichtung sehr klein ist, wird beim Blasensieden durch das rasche Anwachsen der Blasen eine deutliche Zunahme erwartet. Insbesondere die Flüssigkeitselemente, die in unmittelbarer Nähe des Blasenkopfes liegen, werden aus der Strömungsgrenzschicht in Richtung der Kanalmitte, also normal zur Kernströmung, beschleunigt. In Abbildung 5.10 ist dieser Prozess für unterschiedliche Massenstromdichten quantifiziert, wobei zum besseren Vergleich die wandnormalen Geschwindigkeitskomponenten mit den dazugehörigen Kernströmungsgeschwindigkeiten normiert wurden.

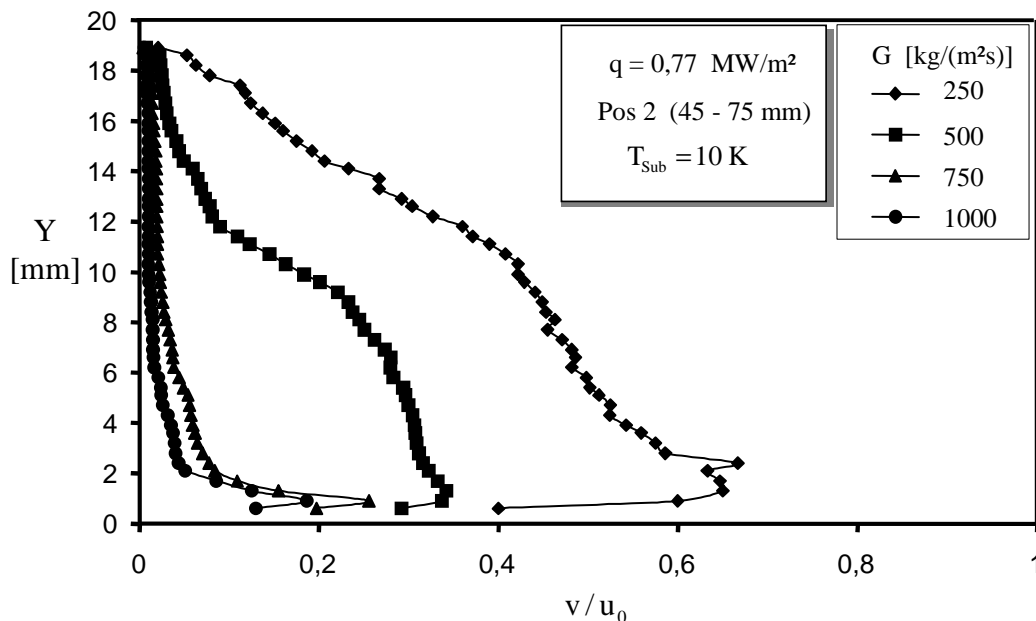


Abbildung 5.10: Geschwindigkeitsprofile der flüssigen Phase normal zur Strömungsrichtung abhängig von der Massenstromdichte beim unterkühlten Strömungssieden

Man erkennt, dass die maximalen mittleren Geschwindigkeiten in die wandnormale Richtung für alle untersuchten Massenstromdichten im Höhenbereich von ca. 1 mm auftreten und mit zunehmendem Wandabstand stetig abnehmen. In unmittelbarer Wandnähe ist die wandnormale Geschwindigkeit ebenfalls geringer, da hier das Fluid, das parallel zur Wand fließt, erst in normaler Richtung beschleunigt werden muss. Bei der geringen Massenstromdichte von $G = 250 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ ist die genaue Lage des Maximums aufgrund des heftigen Siedevorgangs und der damit verbundenen Reduzierung verwertbarer Vektoren aus dem Korrelationsprozess nicht eindeutig bestimmbar. Die wandnormale Geschwindigkeitskomponente erreicht den beträchtlichen Wert von etwa 60% der Kernströmungsgeschwindigkeit, wobei sowohl dieses

Verhältnis als auch die Tiefe des Einflussbereiches bei höheren Massenstromdichten deutlich abnehmen. Bedingt durch die Normierung der normalen Geschwindigkeitskomponente auf die Fluidgeschwindigkeit in der Kanalmitte werden bei dieser Darstellung für die geringste Massenstromdichte die größten Werte ermittelt. Betrachtet man dagegen die Absolutwerte, dann ergeben sich für alle untersuchten Massenstromdichten mittlere Geschwindigkeitswerte im Bereich von 0,15 bis 0,20 m/s . Der Prozess des Queraustausches ist also überraschenderweise unabhängig von der vorherrschenden Konvektionsgeschwindigkeit und nur durch den Prozess des Blasensiedens bestimmt.

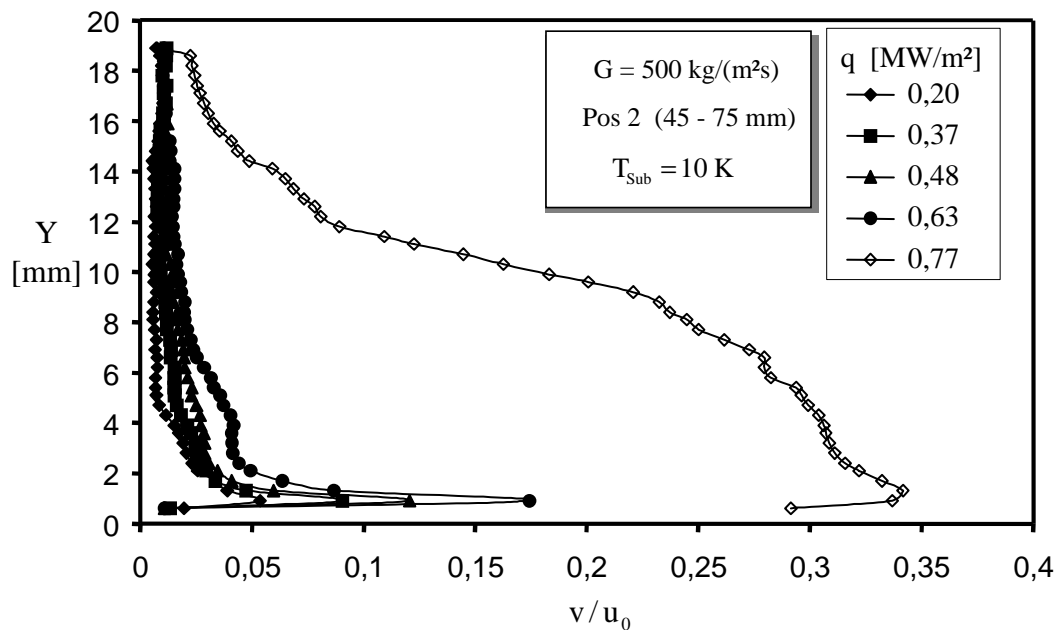


Abbildung 5.11: Geschwindigkeitsprofile der flüssigen Phase normal zur Strömungsrichtung abhängig von der Wärmestromdichte beim unterkühlten Strömungssieden

Abbildung 5.11 zeigt den Einfluss der Wärmestromdichte und auch hier liegen die Maxima in etwa in dem zuvor beschriebenen Bereich. Es fällt jedoch auf, dass die normale Geschwindigkeitskomponente im Gegensatz zu vorher sehr deutlich von der Wärmestromdichte und der damit vorherrschenden Intensität des Siedeprozesses abhängt. Insbesondere bei der höchsten untersuchten Wärmestromdichte von $0,77 \text{ MW/m}^2$ wird eine hohe wandnormale Geschwindigkeit beobachtet. Hier wachsen die Blasen aufgrund der geringen Fluidtemperatur und des reduzierten Kondensationsvorgangs sehr schnell und gelangen in Gebiete, die weiter von der Heizfläche entfernt sind. Dieser Versuchsparameter überschreitet bereits den von Bibeau [Bib_93] definierten Bereich mit starker Unterkühlung und geringer Dampfbildung (siehe Kapitel 2.3). In Abbildung 5.12 ist der Einfluss der Unterkühlungstemperatur aufgetragen. Bezüglich der Lage der Maxima ergeben sich keine Änderungen zu den vorab beschrie-

benen Ergebnissen. Mit zunehmendem Unterkühlungsgrad klingt die normale Geschwindigkeitskomponente und auch die Höhe des Einflussbereichs auf die Grenzschicht deutlich ab. Ähnlich wie bei der hohen Wärmestromdichte nehmen die wandnormalen Geschwindigkeiten und der Einflussbereich mit sinkendem Unterkühlungsgrad deutlich zu. Dies liegt in dem verlangsamten Kondensationsvorgang begründet, welcher bewirkt, dass die Blasen weiter in die Strömung hineinwachsen können.

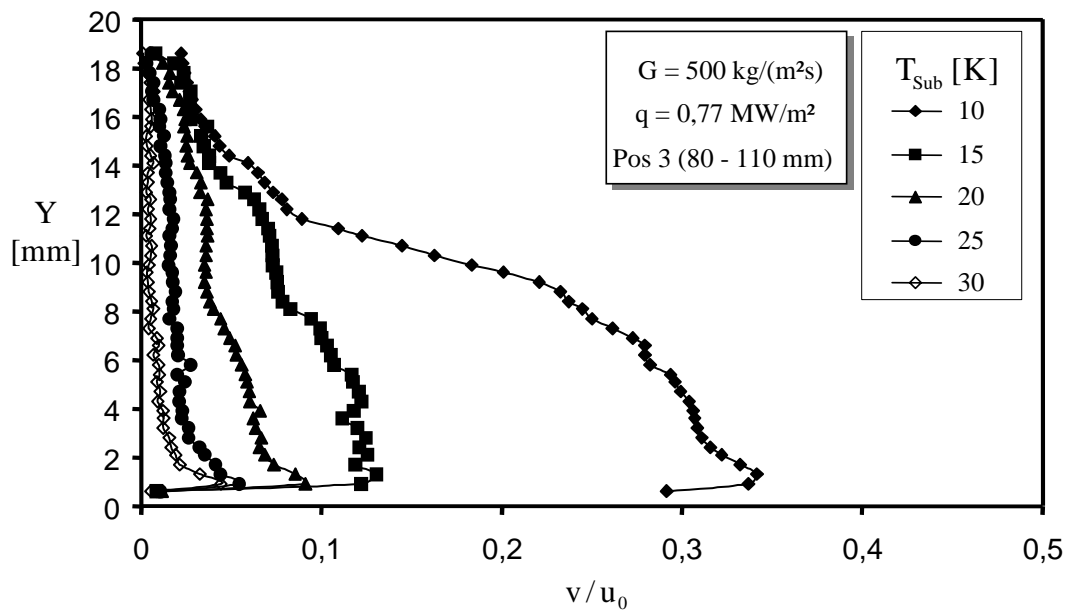


Abbildung 5.12: Geschwindigkeitsprofile der flüssigen Phase normal zur Strömungsrichtung abhängig von der Unterkühlungstemperatur beim unterkühlten Strömungssieden

Wie bereits eingangs erwähnt, liegen für das Geschwindigkeitsfeld beim unterkühlten Strömungssieden kaum Vergleichsdaten aus der Literatur vor. Die hier präsentierten Ergebnisse quantifizieren erstmalig den Einfluss der Blasen auf das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfeld über der Heizfläche.

Zusammenfassend ergibt sich aus den Messungen, dass mit zunehmender Siedeaktivität auf der Heizfläche einerseits die Strömung stärker abgebremst und gleichzeitig die Geschwindigkeit normal zur Strömungsrichtung gesteigert wird. Sehr überraschend sind die Resultate bezüglich der Beeinflussung der Strömung weit über die Höhe der sichtbaren Blasenzone hinaus. Vergleicht man die Daten dieser Studie mit den Werten von Hasan [Has_91], der das Geschwindigkeitsfeld normal und parallel zur Strömungsrichtung beim unterkühlten Strömungssieden von Kältemittel R113 in einem vertikalen Ringspalt mittels einer invasiven Hitzdrahtsonde bestimmte, ergeben sich teilweise übereinstimmende, aber auch konträre Beobachtungen. Obwohl der Vergleich aufgrund der unterschiedlichen Orientierungen der Heizflächen zum Gravitationsfeld nur näherungsweise zulässig ist, sind es die einzigen in der

Literatur bekannten Daten, die das Strömungsprofil beim unterkühlten Strömungssieden quantifiziert haben. Hasan et. al. stellen in guter Übereinstimmung mit dieser Studie fest, dass die normale Geschwindigkeitskomponente sowohl mit zunehmender Massenstromdichte als auch mit zunehmendem Unterkühlungsgrad deutlich abnimmt. Ferner wächst die Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung mit zunehmender Wärmestromdichte an und liegt um ca. 10 bis 15 Prozent höher als die im einphasigen Fall. Die Abnahme der Geschwindigkeit mit zunehmender Heizleistung, also eine zu dieser Studie konträre Beobachtung, kann mit dem von Hasan beobachteten raschen auftriebsbedingten Aufsteigen der Blasen im vertikalen Ringspalt begründet werden. Diese Diskrepanz zu den Messwerten für die horizontale Anordnung der Heizfläche lässt sich leicht erklären, da in diesem Fall die Flüssigkeit, die die Blase umgibt, ebenfalls über die mittlere Fluidgeschwindigkeit beschleunigt wird. Somit ergibt sich letztendlich ein erfreulich konsistentes Bild der beiden mit unterschiedlichen Messmethoden durchgeführten Untersuchungen.

5.2.3 Mittlere Phasengrenzflächengeschwindigkeit

Die mittlere Phasengrenzflächengeschwindigkeit hängt von mehreren Einzelprozessen ab, die sich beim unterkühlten Strömungssieden zeitgleich überlagern. Dazu zählt der zeitliche Ablauf des Blasenwachstums bis zum Blasenkollaps. So beobachtet Nordmann [Nor_80] beim Einblasen von überhitztem Dampf in unterkühlte Flüssigkeit, dass sich die Form der Blasen aufgrund des Kondensationsprozesses an der Phasengrenze ständig ändert. Die Blasendynamik ist wiederum von deren Größe abhängig. Zudem werden die Blasen aufgrund des Anwachsens in die Strömungsgrenzschicht parallel zur Strömungsrichtung beschleunigt und mitgerissen. Hierbei spielt es wiederum eine Rolle, ob die Untersuchungen an einer horizontalen oder vertikalen Messstrecke durchgeführt werden, da sich die Auftriebseffekte unterschiedlich auswirken. Die nachfolgenden Ergebnisse wurden mit Hilfe des in Kapitel 4.4.2.4 beschriebenen Kreuzkorrelationsalgorithmus aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gewonnen. Abbildung 5.13 zeigt das Profil der mittleren Grenzflächengeschwindigkeit in Strömungsrichtung für verschiedene Massenstromdichten im Höhenbereich von 0,5 bis 1,5 mm über der Heizfläche. Auf diesen Bereich konzentriert sich die gewählte Aufnahme- und Auswertetechnik für die Blasenuntersuchung hauptsächlich, da einerseits der Bereich unterhalb von 0,5 mm wegen diffus gestreuter Lichtreflexionen an der Heizeroberfläche nicht ausgewertet werden kann und andererseits nur wenige Blasen einen Durchmesser von mehr als 1,5 mm für die meisten der untersuchten Versuchsparameter erreichen, insbesondere für geringe Wärmestromdichten und höhere Massenstromdichten. Oberhalb von

1,5 mm wurde daher auf eine automatisierte Auswertung verzichtet. Für alle untersuchten Massenstromdichten steigt die Grenzflächengeschwindigkeit mit zunehmendem Wandabstand an, wobei diese insbesondere für kleine Massenstromdichten unter $750 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ mit der Massenstromdichte korreliert. Dagegen hat diese bei höheren Werten keinen bedeutenden Einfluss mehr auf das Profil der Grenzflächengeschwindigkeit. Bei sehr hohen Massenstromdichten erreichen die Blasen aufgrund der raschen Kondensation am Blasenkopf nur kleine Durchmesser, so dass die Geschwindigkeitskurve in Abbildung 5.13 bereits bei einer Höhe von $0,9 \text{ mm}$ ein Maximum erreicht und mit zunehmendem Wandabstand abnimmt.

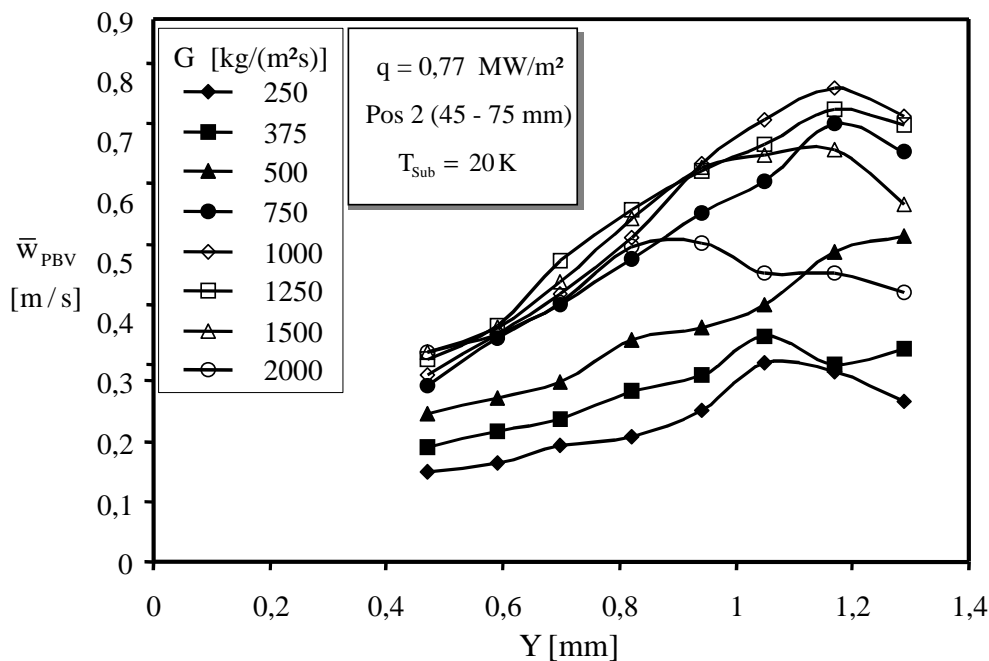


Abbildung 5.13: Mittlere Grenzflächengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Massenstromdichte

In Abbildung 5.14 erkennt man, dass der Einfluss der Wärmestromdichte auf das Profil der Grenzflächengeschwindigkeit bis zu einer Höhe von 1 mm sehr gering ist. Oberhalb dieser Höhe wird die Phasengrenzflächengeschwindigkeit wieder vom Vorgang der Blasen Kondensation dominiert. Mit der Wärmestromdichte nimmt, wie später in Kapitel 6.1.2 gezeigt wird, die Blasengröße zu. Damit findet der Blasen kollaps ebenfalls bei einem größeren Abstand zur Heizfläche statt.

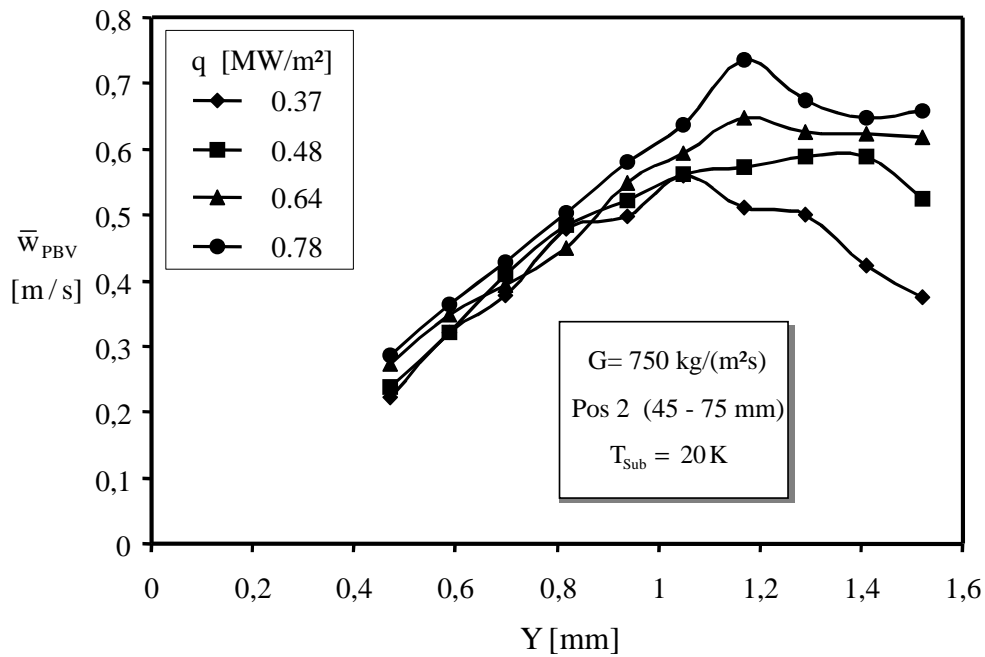


Abbildung 5.14: Mittlere Grenzflächengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte

Die Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit der Unterkühlungstemperaturen sind in Abbildung 5.15 aufgetragen. Mit zunehmendem Unterkühlungsgrad nehmen die Geschwindigkeiten ab und die Zone, die durch das Kollabieren der Blasen maßgeblich beeinflusst wird, liegt näher an der Heizfläche.

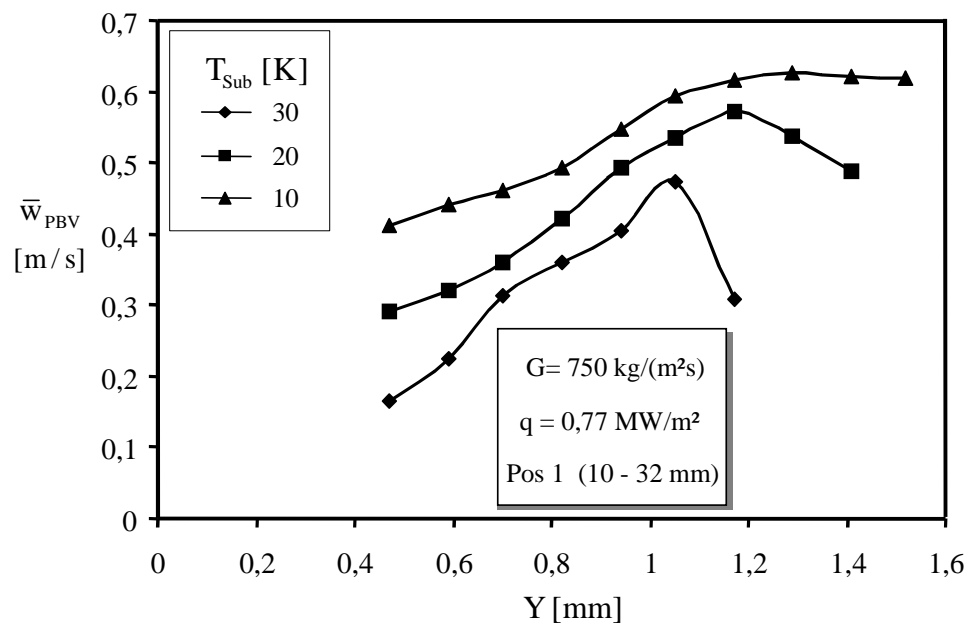


Abbildung 5.15: Mittlere Grenzflächengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Unterkühlungstemperatur

Umgekehrt verhält es sich mit der Steigung der Profile, die mit ansteigender Fluidtemperatur flacher werden. Die Abhängigkeit der beheizten Länge auf das Geschwindigkeitsprofil zeigt Abbildung 5.16. Bis zu einer Höhe von 1 mm ändert sich dieses unwesentlich. Darüber zeigten sich die vorab genannten Effekte der unterschiedlichen Blasengrößen.

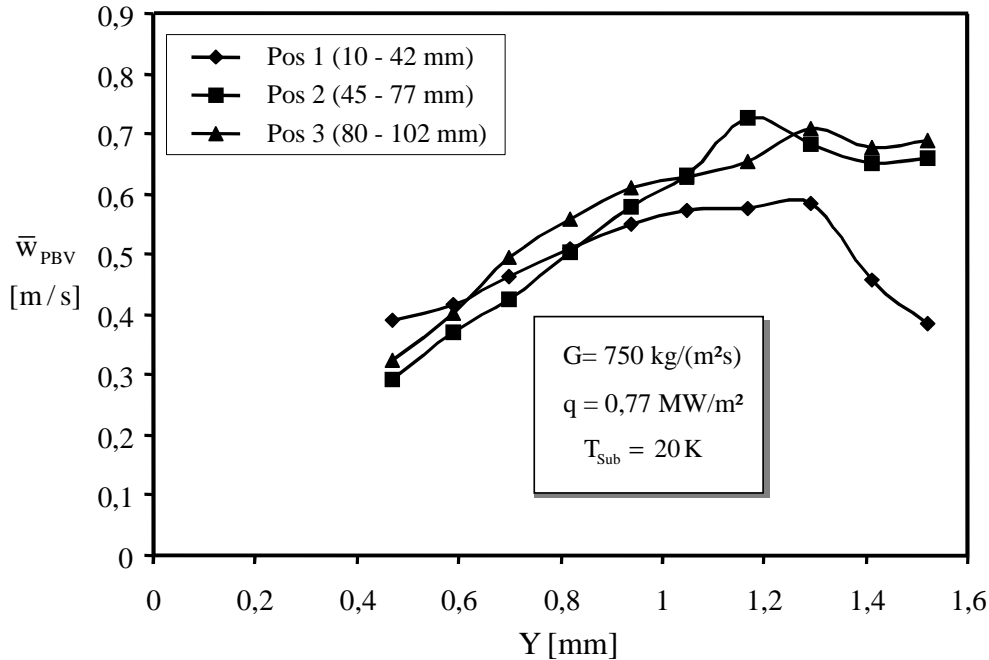


Abbildung 5.16: Mittlere Grenzflächengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der beheizten Länge

Nachdem sowohl das Geschwindigkeitsprofil der einphasigen als auch der mittleren Grenzflächengeschwindigkeit separat betrachtet wurden, soll jetzt das Verhältnis der axialen Grenzflächen- und der axialen Strömungsgeschwindigkeiten im wandnahen Bereich ($Y = 0,5$ bis $1,5 \text{ mm}$) für unterschiedliche Versuchsparameter untersucht werden. Dabei wurden jeweils vier Geschwindigkeitsverhältnisse der Wandabstände $Y = 0,5$, $Y = 0,85$, $Y = 1,2$, und $Y = 1,5 \text{ mm}$ berechnet und anschließend die Mittelwerte der gemittelten Geschwindigkeitsverhältnisse aufgetragen. Man erkennt, dass ausgehend von einem Referenzpunkt vier Versuchsparameter getrennt variiert wurden. Die Werte des Referenzpunktes sind in der Tabelle von Abbildung 5.17 eingetragen.

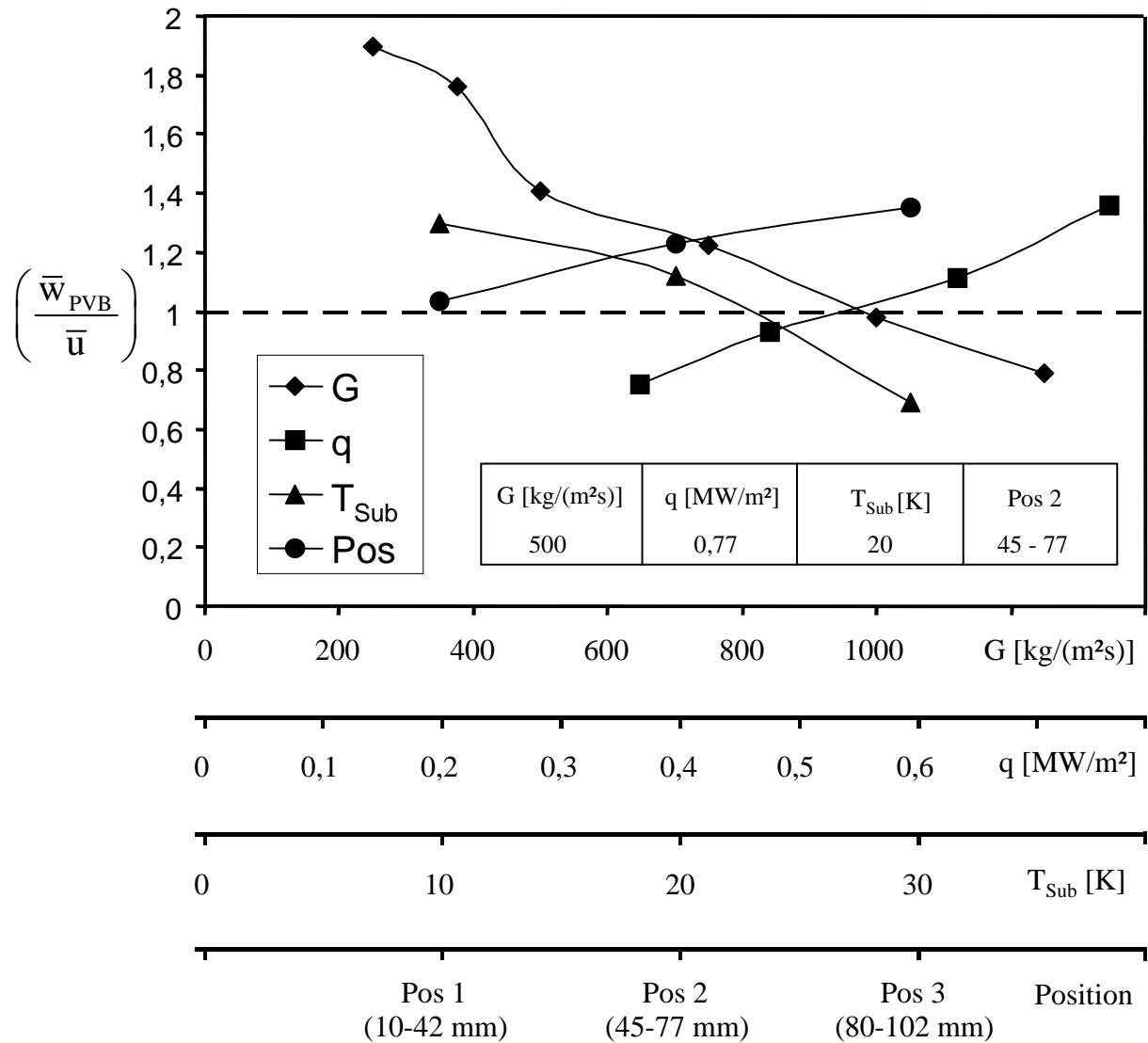


Abbildung 5.17: Mittleres Verhältnis der axialen Grenzflächen- und Strömungsgeschwindigkeiten im wandnahen Bereich ($Y=0,5$ bis $1,5$ mm) für verschiedene Versuchsparameter

Für geringe Wärmestromdichten, hohe Unterkühlungstemperaturen und hohe Massenstromdichten ist die mittlere Grenzflächengeschwindigkeit stets kleiner als die mittlere axiale Fluidgeschwindigkeit. Sonst ist dagegen die mittlere Grenzflächengeschwindigkeit immer größer als die Fluidgeschwindigkeit. Insbesondere bei geringen Massenstromdichten (bis $G=250$ kg/(m²s)) ist die Phasengrenzflächengeschwindigkeit fast doppelt so hoch wie die Fluidgeschwindigkeit. Mit zunehmender Massenstromdichte nimmt dieses Verhältnis stetig ab. Mit zunehmender Unterkühlungstemperatur ergibt sich ein ähnlicher Trend und das Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten nimmt kleinere Werte an. Konträr verhält sich die Wärmestromdichte, wo die mittlere Phasengrenzflächengeschwindigkeit gegenüber der Fluidgeschwindigkeit dominiert.

Es fällt auf, dass die Ergebnisse aus Abbildung 5.17 scheinbar mit der Größe der Blasen korrelieren (siehe dazu Ergebnisse in Kapitel 6). Bei großen Blasen wird eine höhere mittlere Phasengrenzflächengeschwindigkeit beobachtet als bei kleinen Blasen. Erklären lässt sich dies aus der Tatsache, dass der Grad der Blasendeformation mit der Blasengröße steigt. Kleinere Blasen sind in ihrer Form aufgrund der Oberflächenspannung stabiler. Das Blasenwachstum und die Blasen Kondensation erfolgt bei kleinen Blasen hauptsächlich trägheitsbedingt und somit formstabiler, während bei großen Blasen vor allem der Kondensationsprozess thermisch kontrolliert abläuft. Somit lässt sich als Grund für die Deformation einerseits der Kondensationsvorgang an der Phasengrenze und das auf die Blase wirkende Strömungsprofil nennen und andererseits die beim Blasenwachstum in unterkühlter Flüssigkeit auftretende Marangonikonvektion [Bhu_01] ausmachen. Auch der Ablösevorgang der Blasen dürfte die Phasengrenzflächengeschwindigkeit beeinflussen, denn für Versuchsparameter, bei denen das Siedebild vermehrt große Blasen zeigt, ist der Anteil der ablösenden Blasen deutlich höher als bei kleinen Blasen (eine ausführliche Betrachtung dazu findet in Kapitel 6.1.4 statt). Nach dem Ablösevorgang wird die Blase von der Strömung erfasst und mitgerissen, bis sie in der unterkühlten Kernströmung kollabiert. Während Gunther [Gun_51] und Akiyama [Aki_74] angeben, dass die Blasengeschwindigkeiten insbesondere bei hohen Massenstromdichten kleiner als die vorherrschenden Fluidgeschwindigkeiten sind, beobachteten Bibeau [Bib_93] und Thorncroft [Tho_97] bei geringen Massenstromdichten einen entgegengesetzten Trend, also dass die Blasendriftgeschwindigkeit höher als die Fluidgeschwindigkeit ist. Diese Erkenntnisse stimmen mit den in Abbildung 5.17 vorgestellten Ergebnissen überein.

Eine genaue physikalische Interpretation ist aufgrund der Überlagerung der oben genannten Effekte sehr schwierig. Auch der Vergleich der Ergebnisse mit den Angaben aus der Literatur ist nur bedingt möglich, da andere Autoren die Geschwindigkeit der ganzen Blase und nicht wie hier die Geschwindigkeit der Phasengrenzfläche untersuchten. Qualitativ dagegen bestätigen die Ergebnisse die Vorstellung, wonach sich der Wärmeübergang beim konvektiven Sieden aus zwei unabhängigen Phänomenen zusammensetzt. Bei geringen Massenstromdichten und hohen Wärmestromdichten wird die Wärme im Wesentlichen von den Vorgängen und der Dynamik der Blasenbildung, also dem Siedeprozess, dominiert. Mit der Massenstromdichte nimmt der konvektive Anteil der Wärmeübertragung zu und bei hohen Massenstromdichten wird die Strömung durch die Blasenagitation nur noch geringfügig beeinflusst.

6 Blasencharakteristik

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse zum Blasenverhalten beim unterkühlten Strömungssieden dargestellt und mit den Angaben anderer Autoren verglichen. Es wird zwischen den Parametern, die Längsinformationen liefern, und denen, die charakteristische Zeitinformationen ausgeben, unterschieden. Besonders interessant ist die Abhängigkeit des Blasenverhaltens von den Versuchsparametern Unterkühlungstemperatur, Massen- und Wärmestromdichte.

6.1 Charakteristische Längenskalen

In Kapitel 4.4.2.2 wurde ein Algorithmus auf der Basis der Fourier-Transformation für die Bestimmung von charakteristischen Längsinformationen vorgestellt. Dabei wurde auch auf das Problem der geringen Länge der Filmsequenzen eingegangen. Trotz dieser systembedingten Grenzen der Methode können aufgrund der vielen zur Verfügung stehenden Videosequenzen Aussagen darüber getroffen werden, ob sich beim unterkühlten Sieden wiederkehrende Strukturen längs des Heizers herausbilden. Nach der Analyse des kompletten vorliegenden Datensatzes für das partielle und voll ausgebildete unterkühlte Strömungssieden konnten keine eindeutigen und signifikanten Längenskalen und Tendenzen extrahiert werden. Zwar werden bei der Analyse einzelner Sequenzen einige dominante Frequenzen beobachtet. Nach einer zeitlichen Mittelung jedoch heben sich keine eindeutigen Frequenzen mit signifikantem Signal-Rauschverhältnis mehr ab, und das gilt für alle untersuchten Versuchsparameter. Wie bereits von mehreren Autoren vermutet wurde [Ell_96], scheinen die Längenskalen des Siedemusters über der Zeit gesehen statistisch rein zufällig verteilt zu sein. Andere Autoren [Nis_98] dagegen berichten von regelmäßigen wiederkehrenden Blasenstrukturen, die auf der Heizfläche periodisch auftreten. Vermutlich kommt es zu diesen Beobachtungen aufgrund von Unregelmäßigkeiten bei der Heizerfertigung oder auf der Heizeroberfläche. Diese können in dieser Studie weitgehend ausgeschlossen werden, da bei der Auslegung des Heizers, die in Kapitel 3.2 bei der Optimierung der Heizpatronenanordnung beschrieben wurde, großer Wert auf eine gleichmäßig verteilte Wärmestromdichte gelegt wurde. Auch die Oberfläche der Heizfläche wurde mit großer Sorgfalt bearbeitet und anschließend auf deren Qualität hin geprüft, so dass lokale keimbildungsbeeinflussende Effekte ausgeschlossen werden können.

Für das Erscheinungsbild des Siedeprozesses in der Nähe der kritischen Wärmestromdichte werden im Vergleich zur Blasengröße häufig großskalige Strukturen beobachtet. Sturgis [Stu_99] beschreibt das Siedemuster beim Strömungssieden in der Nähe der kritischen Wärmestromdichte als periodischen Wechsel zwischen Dampfphase und flüssiger Phase, wobei die Wellenlänge dieser wechselnden Struktur mit der Länge der Heizung zunimmt. Untersuchungen nahe der kritischen Wärmestromdichte konnten nicht durchgeführt werden. Aus den bisherigen Erfahrungen kann jedoch etwas spekulativ gefolgert werden, dass mit dem vorgeschlagenen Verfahren der Fourier-Transformation solche großflächigen Strukturen mit unterschiedlichen Periodizitäten nicht zuverlässig bestimmt werden können. Die Beobachtungen des Siedevorgangs und die Analyse der Bilder durch eine räumliche Fourier-Transformation zeigen, dass großräumige Muster zumindest dann nicht existieren, wenn wie in der vorliegenden Studie die Wärmestromdichte deutlich unter der kritischen liegt. Auch charakteristische Frequenzen des Siedevorgangs lassen sich mit ähnlichen Methoden nicht ermitteln. Einen detaillierteren Zugang zum Siedeprozess erhält man offensichtlich nur durch Methoden, die das Verhalten jeder einzelnen Blase von Blasenkollektiven quantifizieren können. Aus diesem Grund wurde z.B. ein Algorithmus (siehe Kapitel 4.4.2.3) entwickelt, der jede einzelne Blase nach charakteristischen Größen quantifiziert und dessen Ergebnisse in Form von Histogrammen dargestellt werden, wodurch ein wesentlich höherer Charakterisierungsgrad des Siedeprozesses erreicht wird.

6.1.1 Keimstellendichte

Die nachfolgenden Abbildungen 6.1 bis 6.3 zeigen die „momentane Keimstellendichte“ für unterschiedliche Versuchsparameter. Die digitalen Bilder, aus denen mit Hilfe der in Kapitel 4.3 beschriebenen Bildanalysealgorithmen die Keimstellendichte ermittelt werden kann, wurden mit einer normal zur Heizfläche positionierten hochauflösenden CCD Kamera aufgenommen. Abbildung 6.1 zeigt die momentane Keimstellendichte auf der Siedefläche für verschiedene Massenstromdichten und bei unterschiedlichen Wärmestromdichten, wobei die Unterkühlungstemperatur konstant bei 20 K gehalten wurde. Mit zunehmender Wärmestromdichte steigt die Keimstellendichte deutlich an. Bis zu einer Wärmestromdichte von 0,77 MW/m^2 ergibt sich bei zunehmender Massenstromdichte eine lineare Abnahme der Keimstellendichte. Für hohe Wärmestromdichten und kleine Massenstromdichten (siehe die dünneren Linien in Abbildung 6.1) zeigen die Kurven keinen einheitlichen Trend. Der Grund hierfür liegt im bereits stattfindenden Zusammenwachsen einzelner Blasen bei diesen Versuchspara-

metern, so dass diese von der Auswertesoftware nicht mehr als eigenständige Blasen erkannt werden können. Hier wurden die Grenzen dieser Aufnahme- und Auswertetechnik deutlich.

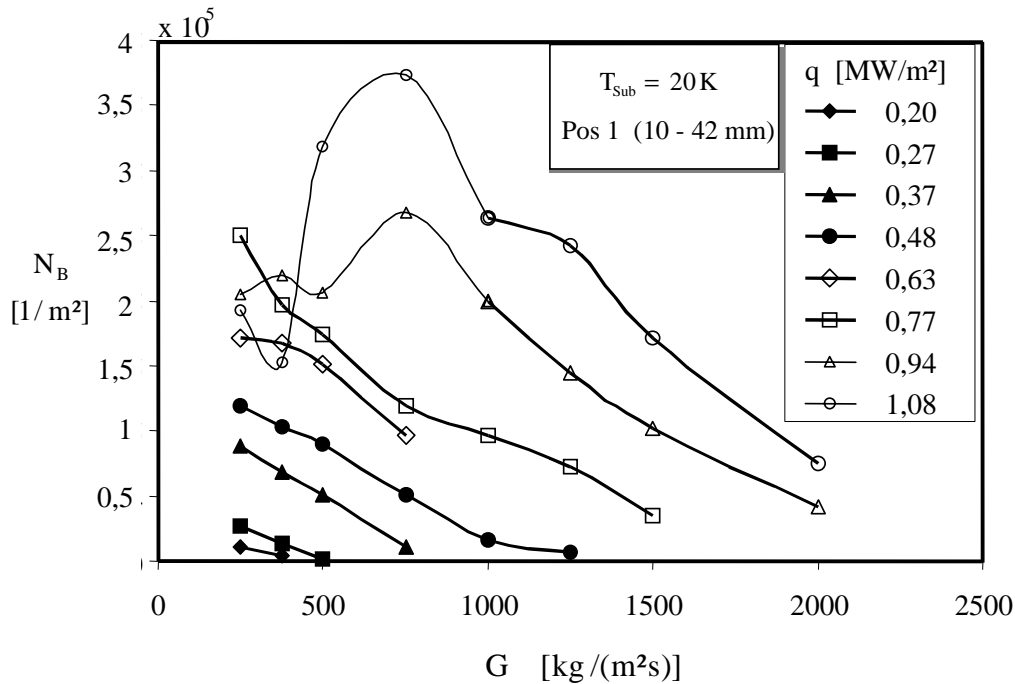


Abbildung 6.1: Einfluss der Wärmestromdichte und der Massenstromdichte auf die momentane Keimstellendichte

Abbildung 6.2 zeigt die Abhängigkeit der Keimstellendichte von der beheizten Einlaulänge für zwei unterschiedliche Wärmestromdichten. Man erkennt deutlich, dass die Keimstellendichte sowohl für geringere als auch höhere Wärmestromdichten sowohl von der Länge der Beheizung als auch von der Massenstromdichte abhängig ist. Es fällt auf, dass die Keimstellendichte von der aufgenommenen Position 1 nach Position 2 wesentlich stärker steigt, als von Position 2 nach Position 3. Dieses Resultat lässt sich in erster Näherung anhand der Überhitzungstemperaturen entlang des Heizers erklären, da die Keimbildung in erster Linie von der Heizflächentemperatur und der Dicke der überhitzten Grenzschicht abhängig ist. Am Heizerbeginn ist die thermische Grenzschicht extrem dünn, was zu einem hohen konvektiven Wärmeübergang führt. Folglich wird der Heizfläche anfangs sehr viel Wärmeenergie entzogen, was sich in geringeren Wandtemperaturen widerspiegelt. Mit zunehmender Länge nimmt die thermische Grenzschichtdicke zu und damit die konvektive Wärmeübertragung ab. Daraus folgt, dass die Heizflächentemperatur von Position 1 nach Position 2 stärker ansteigt als von Position 2 nach Position 3. Das Verhalten der Siedeaktivität mit der Heizerlänge lässt sich somit gut erklären. Allerdings sei an dieser Stelle erwähnt, dass der beschriebene Effekt von zwei weiteren Vorgängen überlagert wird, die jedoch im Gegensatz zum ersteren

schwerer zu quantifizieren sind. Einerseits wird die Strömung durch die Blasen verzögert, wodurch der Betrag der konvektiven Wärmeübertragung stromabwärts abnimmt. Aufgrund der dadurch bedingten Temperaturerhöhung nimmt die Blasendichte zu, so dass der Anteil der Wärmeübertragung durch den Siedeprozess gesteigert wird. Anhand der beschriebenen Effekte und deren Interaktionen wird nochmals die Komplexität des Siedeprozesses deutlich.

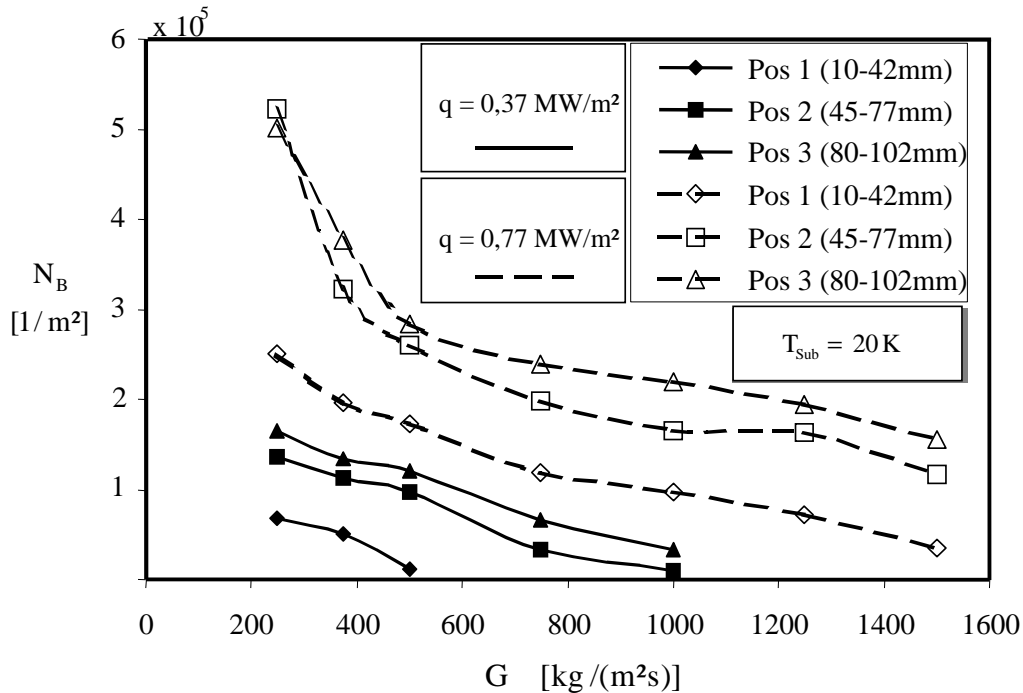


Abbildung 6.2: Einfluss der beheizten Länge und der Massenstromdichte für kleine und mittlere Wärmestromdichten auf die momentane Keimstellendichte

Der Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf die Keimstellendichte wird für eine niedrigere und eine höhere Wärmestromdichte in Abbildung 6.3 gezeigt. Mit zunehmender Unterkühlungstemperatur sinkt die Keimstellendichte aufgrund der abnehmenden Heizflächentemperatur sehr stark. Die Abnahme der Keimstellendichte mit der Massenstromdichte korreliert nahezu linear.

Die meisten Untersuchungen zu Keimstellendichten wurden bisher beim Behältersieden durchgeführt. Einen guten Überblick über die Arbeiten findet sich in den Publikationen von Luke [Luk_02], Barthau [Bar_92] und Sultan [Sul_78]. Zusammenfassend ergibt sich aus diesen Studien eine Zunahme der Keimstellendichte mit der Wärmestromdichte. Mit zunehmender Flüssigkeitsunterkühlung dagegen nimmt die Anzahl der aktiven Keimstellen ab, was auch den Beobachtungen dieser Studie entspricht. Allerdings unterscheiden sich die Anzahl der Keimstellen beim Behältersieden gegenüber der beim Strömungssieden sehr wesentlich.

Sind beim Behältersieden Keimstellendichten von 10^7 l/m^2 üblich, so werden beim Strömungssieden wesentlich weniger Keimstellen um 10^5 l/m^2 beobachtet.

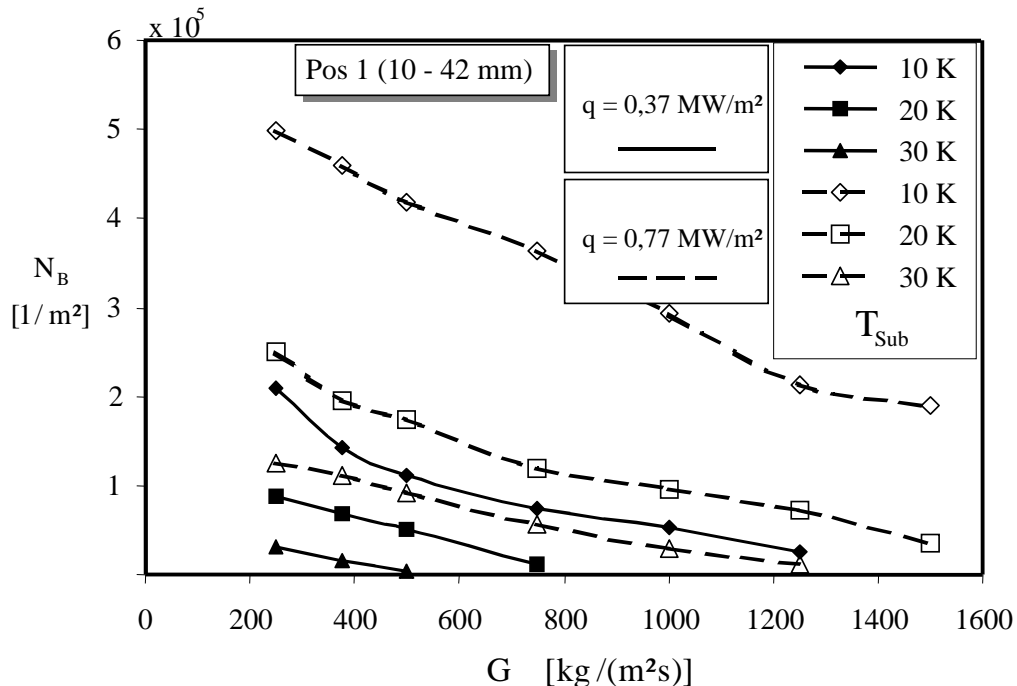


Abbildung 6.3: Einfluss der Unterkühlungstemperatur und der Massenstromdichte für kleine und mittlere Wärmestromdichten auf die momentane Keimstellendichte

Werte für das unterkühlte Strömungssieden von Wasser liegen aus den Untersuchungen von Kandlikar [Kan_95] vor. Er beobachtete, dass mit ansteigendem Unterkühlungsgrad des Fluids die Keimstellendichte abnimmt und mit ansteigender Wärmestromdichte dagegen zunimmt. Diese Beobachtungen stimmen sowohl mit den Vorstellungen für die Keimbildung als auch mit den Ergebnissen dieser Studie gut überein. Im Gegensatz zu Kandlikar, der die Massenstromdichte bei seinen Untersuchungen nicht variierte, wurde in der vorliegenden Studie der Einfluss der Konvektion intensiv untersucht. Für alle untersuchten Versuchsparameter, die im Wesentlichen das partielle Sieden und für hohe Wärmestromdichten den unteren Bereich des vollausgebildeten Siedens beinhalten, sinkt die Keimstellendichte in etwa linear mit zunehmender Massenstromdichte ab. Dies liegt darin begründet, dass mit ansteigender Massenstromdichte der konvektive Anteil der Wärmeübertragung beim partiellen Sieden erhöht wird und dadurch die Heizfläche effizienter gekühlt wird, so dass sich niedrigere Wandüberhitzungstemperaturen einstellen und weniger Keimstellen aktiviert werden können. Für das vollausgebildete Sieden dürfte die Abhängigkeit der Keimstellendichte von der Massenstromdichte sicherlich deutlich kleiner sein, da eine Erhöhung der Querkonvektion die Heizflächentemperatur aufgrund der vollständigen Belegung der Heiz-

fläche durch Dampfblasen nur unwesentlich beeinflusst. Auch die Form der Siedekurve in Abbildung 2.5 lässt auf diesen Effekt schließen.

6.1.2 Blasengrößenverteilungen

Neben den Keimstellendichten werden alle Blasen auf ihre Größe hin mit den Algorithmen für die Einzelbildanalyse untersucht. Beim unterkühlten Strömungssieden werden dabei generell Blasen mit unterschiedlicher Größe beobachtet. Die Varianz der Durchmesser-Verteilung beträgt dabei bis zu eine Größenordnung. Deshalb ist es sinnvoll, die Ergebnisse der Blasengröße in Form von Größenverteilungsfunktionen anzugeben.

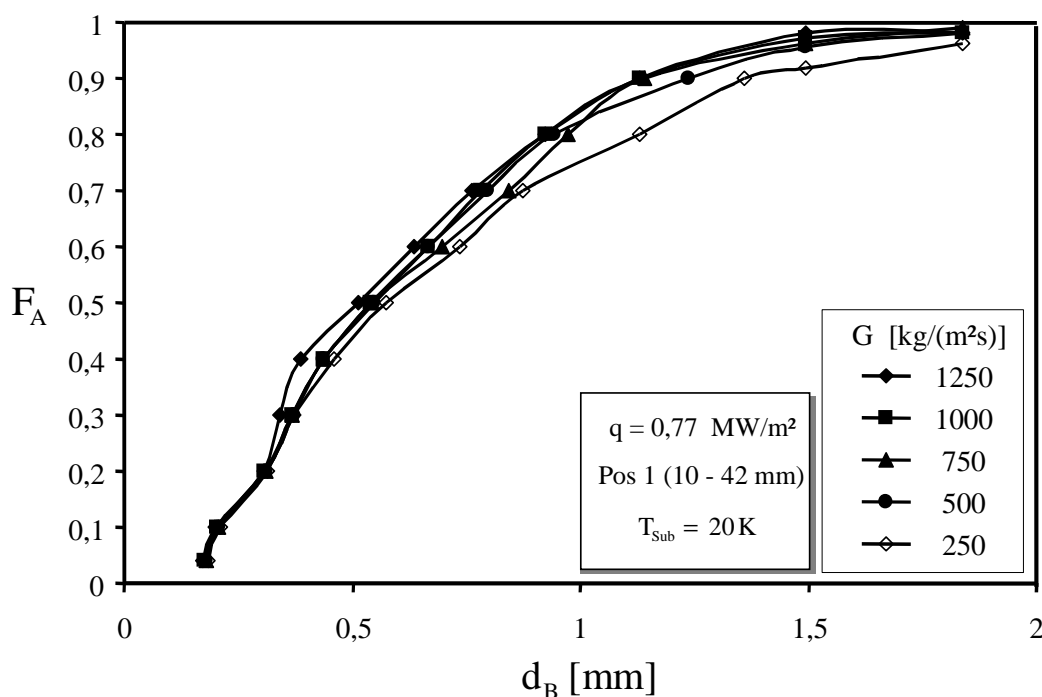


Abbildung 6.4: Einfluss der Massenstromdichte auf die Größenverteilung der Blasen

Diese Verteilungsfunktionen zeigt Abbildung 6.4 für verschiedene Massenstromdichten. Man sieht, dass der Anteil kleiner Blasen während des unterkühlten Blasensiedens für alle Versuchsparameter sehr hoch ist. So besitzen beispielsweise rund 50% der beobachteten Blasen einen Durchmesser, der kleiner als $d_B = 0,5 \text{ mm}$ ist. Die Größenverteilungen der Blasen, die in Abbildung 6.4 aufgetragen sind, haben interessanterweise unabhängig von der Massenstromdichte einen weitgehend ähnlichen Verlauf, obwohl die Keimstellendichte und damit die Anzahl der beobachteten Blasen sehr stark von der Massenstromdichte abhängen. Lediglich die Verteilungsfunktion für geringe Massenstromdichten von $G = 250 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ tendiert zu größeren Blasen. Unabhängig von der Anzahl der Blasen auf der Heizfläche ist das Verhältnis von großen zu kleinen Blasen in etwa konstant. Im Gegensatz zur Massenstrom-

dichte hat die Variation der Wärmestromdichte einen etwas größeren Einfluss auf die Verteilungsfunktionen (siehe Abbildung 6.5). Mit zunehmender Wärmestromdichte verschieben sich die Verteilungsfunktionen nach rechts, was einer Zunahme der Blasendurchmesser entspricht. Eine Ausnahme bezüglich der Form der Verteilungsfunktion ergibt sich für die kleinste untersuchte Wärmestromdichte ($q=0,27 \text{ MW/m}^2$), die aufgrund der geringen Keimstellendichte einen stufenförmigen Verlauf hat.

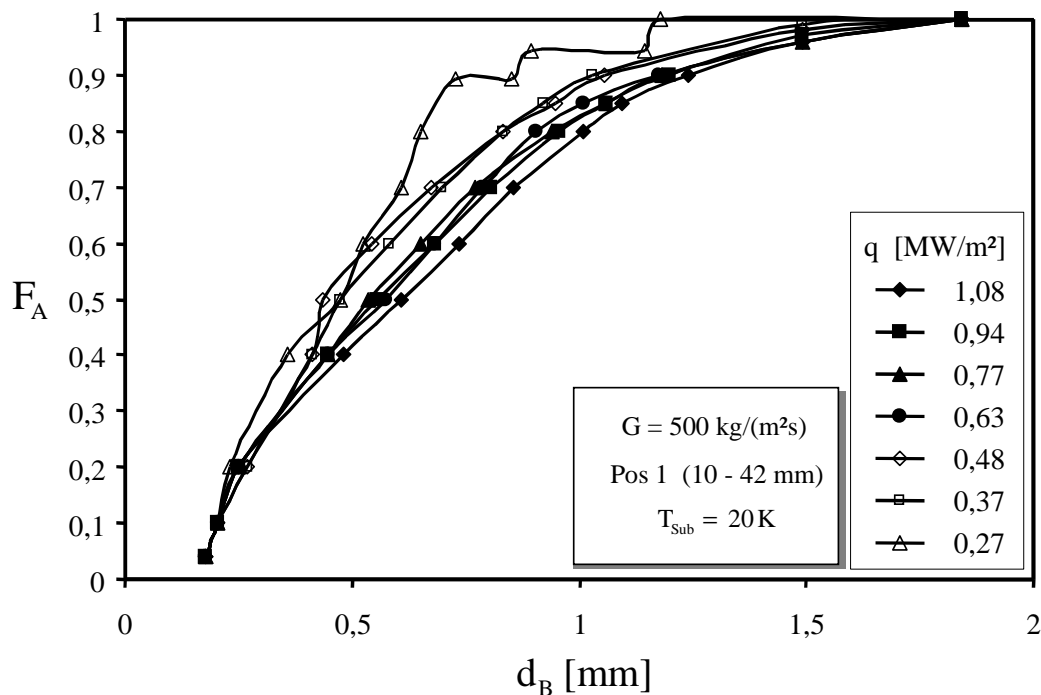


Abbildung 6.5: Einfluss der Wärmestromdichte auf die Größenverteilung der Blasen

Wie oben erwähnt, sind die Literaturangaben zu Blasengrößen beim Strömungssieden spärlich. Abdelmessih et al. [Abd_72] beobachteten das Blasenverhalten mittels der Hochgeschwindigkeitskinematographie beim unterkühlten Strömungssieden von Wasser an einem vertikal beheizten Edelstahlstreifen und beobachteten, dass mit zunehmender Massenstromdichte die Keimstellendichte, die Blasengröße und die Lebensdauer abnehmen, dagegen mit zunehmender Wärmestromdichte aber zunehmen. Levy [Lev_67] untersuchte mit einer ähnlichen Versuchsanordnung die Blasengröße und beobachtete dieselben Tendenzen. Als erster gibt Klausner [Kla_93] eine Häufigkeitsverteilung der Blasengröße für unterschiedliche Massen- und Wärmestromdichten an. Er untersuchte ebenfalls das Blasenverhalten mit der Hochgeschwindigkeitskinematographie an einem beheizten Edelstahlstreifen in einem horizontalen Kanal. Als Versuchsfluid verwendete er leicht unterkühltes Kältemittel R 113. Für alle untersuchten Versuchsparameter beobachtete er Blasen mit einer fast konstanten Größe von ca. $0,3 \text{ mm}$. Mit zunehmender Massenstromdichte nimmt die Blasengröße ab und

ein entgegengesetzter Trend wird bei steigender Wärmestromdichte beobachtet. Nach Ablösung der Blasen von der Heizfläche gleiten die Blasen stromabwärts entlang der Heizfläche. Auch hier zeigen die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse eine gute Übereinstimmung mit den Studien anderer Autoren. Allerdings wurde im Gegensatz zu früheren Arbeiten keine derartig große Spreizung der Blasengröße beobachtet, wie sie die Größenverteilungen in Abbildung 6.4 und 6.5 zeigen. Ein Grund hierfür mag in der sorgfältigen Bearbeitung der Heizfläche liegen, die eine homogene Verteilung der Keimstellen mit einer definierten Größenverteilung gewährleistet. Grundsätzlich ist es eher unwahrscheinlich, dass sich sehr enge Blasengrößenverteilungen ergeben, da jede Aufnahme immer Blasen allen Lebensalters von der Erzeugung bis zum Kollaps enthält. Daher ist es eher wahrscheinlich, dass die sehr reproduzierbar und automatisch gemessenen Verteilungsfunktionen eher der Wirklichkeit entsprechen, als die Ergebnisse anderer Arbeiten, die auf einer kleineren Datenbasis beruhen. Die Studie der Blasengrößenverteilung zeigt zusammenfassend, dass beim Siedevorgang auf Heizflächen mit homogener Oberflächenstruktur keine charakteristische Blasengröße beobachtet werden kann. Die Größenverteilungen werden bei Variation der Versuchsparameter lediglich zu größeren oder kleineren Blasengrößen hin verschoben, was im Wesentlichen aus der Dicke der thermischen Grenzschicht und dem damit verbundenen Blasenwachstum resultiert.

6.1.3 Dampfgehalte

Der Dampfgehalt auf der Heizfläche wird aus der Summe der Dampfgehalte aller Blasen abgeleitet und stellt somit eine gemittelte Größe dar. Er ist eine wichtige Größe zur Charakterisierung des Siedezustands auf der Heizfläche. Durch die Beobachtung des Dampfgehaltes kann beispielsweise ein Überschreiten der kritischen Wärmestromdichte verhindert werden. Aus diesem Grund wurde die Entwicklung des globalen Dampfgehaltes entlang der Heizfläche untersucht [Bib_93]. Im Rahmen der Untersuchung der Konvektion und der Wärmestromdichte auf die Dampfgehalte musste über Globaluntersuchungen hinausgegangen werden, um Aussagen über die Dampfverteilung normal zur Heizeroberfläche gewinnen zu können.

In diesem Abschnitt werden die mit beiden unterschiedlichen Kameras bzw. Ansichten zur Heizfläche ermittelten Ergebnisse vorgestellt und mit Hilfe einer einfachen Modellannahme auf Konsistenz geprüft.

6.1.3.1 Momentane Dampfgehalte auf der Heizfläche

Die in Abbildung 6.6 bis Abbildung 6.8 dargestellten Dampfverteilungen wurden, wie schon in Kapitel 4.3 beschrieben, aus Aufnahmen mit der normal zur Heizfläche positionierten hochauflösenden CCD Kamera gewonnen.

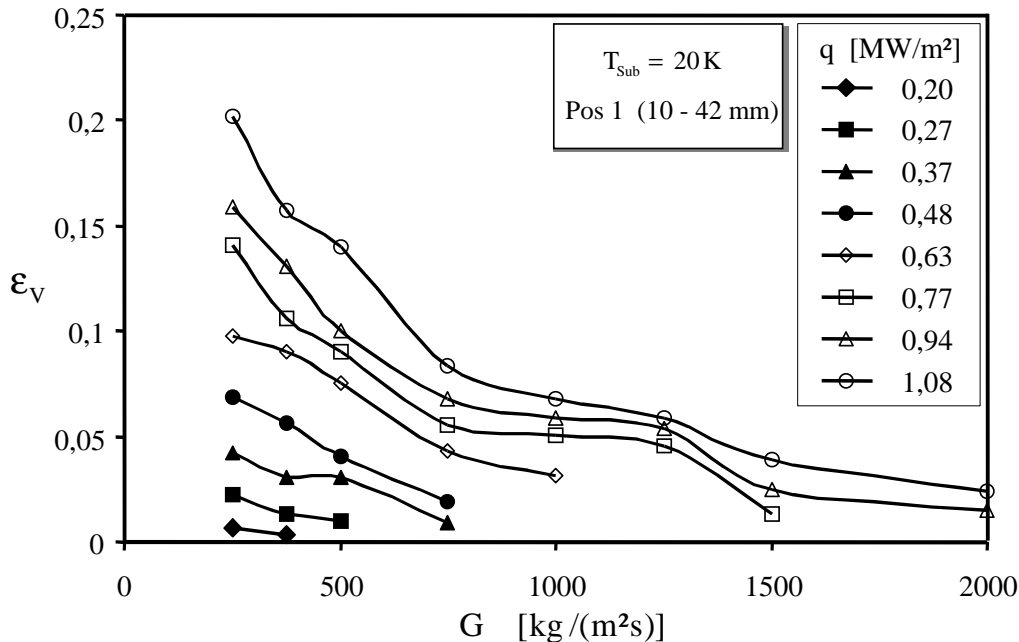


Abbildung 6.6: Einfluss der Wärmestromdichte und der Massenstromdichte auf den Dampfgehalt

In Abbildung 6.6 ist der Dampfgehalt über die Versuchsparameter Massenstromdichte und Wärmestromdichte aufgetragen. Zwei Tendenzen können klar beobachtet werden: Der Dampfgehalt sinkt mit zunehmender Massenstromdichte, und das für alle gewählten Wärmestromdichten. Mit zunehmender Heizleistung dagegen steigt der Dampfgehalt deutlich an. Abbildung 6.7 zeigt den Einfluss der beheizten Länge auf den Dampfgehalt in Abhängigkeit von der Massenstromdichte für zwei unterschiedliche Wärmestromdichten. Wie zuvor bei der Analyse der Keimstellendichte, steigt der Dampfgehalt mit zunehmender Einlauflänge für beide untersuchte Wärmestromdichten an. Auch die Zunahme des Dampfgehaltes von Position 1 zu Position 2 fällt wesentlich deutlicher aus als zwischen Position 2 und Position 3. Untersucht man den Einfluss der Unterkühlungstemperatur, wie in Abbildung 6.8 dargestellt, so erkennt man ein äquivalentes Verhalten zu der vorab untersuchten Keimstellendichte: Mit zunehmender Unterkühlung fällt der Dampfgehalt ab. Alle diese Ergebnisse sind gemäß des bisherigen Verständnisses zum Siedevorgang so erwartet worden und stimmen mit den Beobachtungen anderer Autoren [Pro_01] überein. Auch dort nehmen die Anzahl der Keimstellen und damit der Dampfgehalt mit zunehmender Massenstromdichte ab. Bei einer

höheren Wärmestromdichte werden sowohl mehr als auch größere Blasen auf der Heizfläche beobachtet. Bei einem erhöhten Unterkühlungsgrad der Flüssigkeit sinkt einerseits die Keimstellendichte und andererseits nimmt der Dampfgehalt durch den beschleunigten Kondensationsvorgang am Blasenkopf ebenfalls ab. Weiterhin ist festzustellen, dass der Dampfgehalt sehr gut mit der Keimstellendichte korreliert.

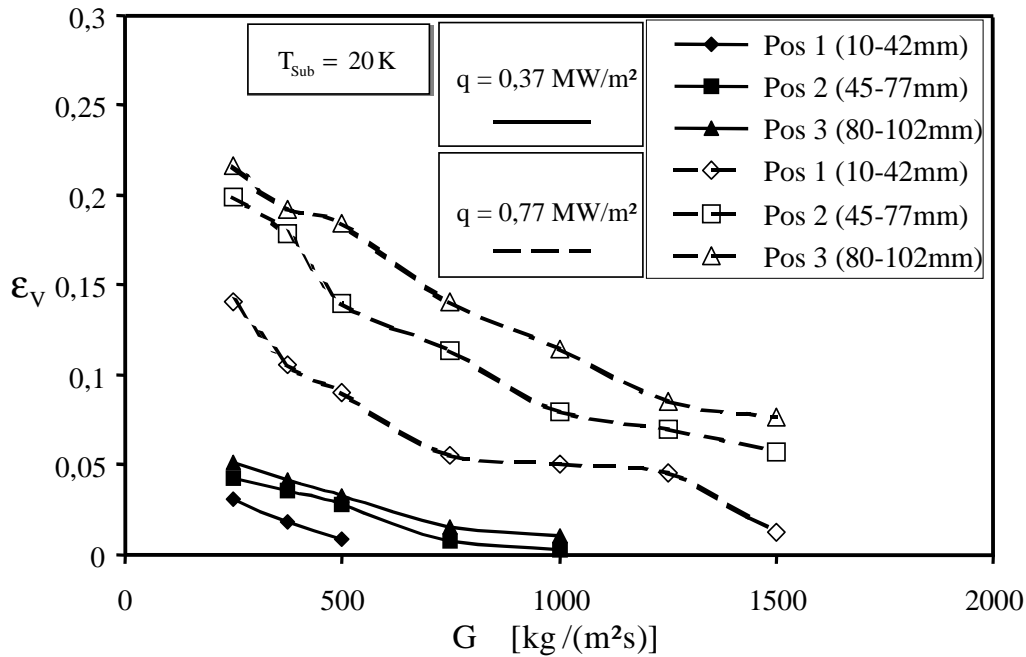


Abbildung 6.7: Einfluss der beheizten Länge und der Massenstromdichte auf den Dampfgehalt

Hier sei angemerkt, dass aufgrund der gewählten Messmethode stets das obere Limit des Dampfgehaltes jeder beobachteten Blase registriert wird. Der Grund hierfür ist, dass die aufgenommenen Blasen die Projektion einer dreidimensionalen, kugelförmigen Blase auf eine zweidimensionale Ebene zeigen. Somit wird jede Blase als kreisförmiges Gebilde mit ihrem maximalen Durchmesser aufgenommen und ausgewertet. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird nun gezeigt, dass mit Hilfe einfacher Modellannahmen die Maximalwerte der Dampfgehalte korrigiert und die Dampfgehalte im Profil dargestellt werden können.

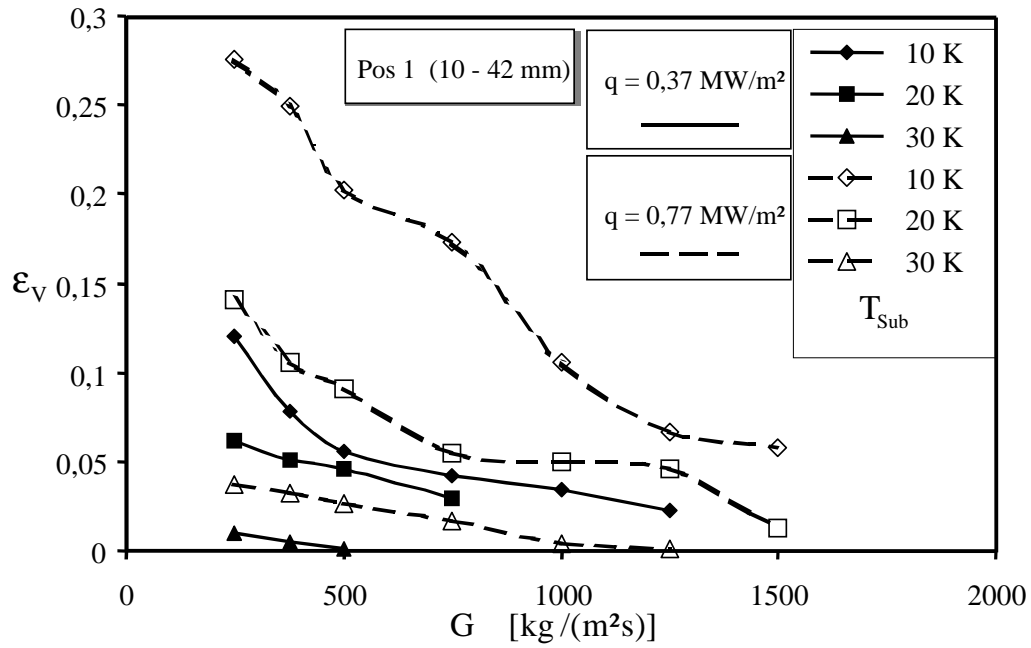


Abbildung 6.8: Einfluss der Unterkühlungstemperatur und der Massenstromdichte auf den Dampfgehalt

6.1.3.2 Zeitlich gemittelte Dampfgehaltsprofile

Die hier vorgestellten qualitativen Ergebnisse zu den Dampfgehaltsprofilen wurden aus den Bildfolgen der Hochgeschwindigkeitskamera bei paralleler Ansicht zur Heizfläche gewonnen. Die Auswertemethodik wurde bereits in Kapitel 4.4.2.1 beschrieben.

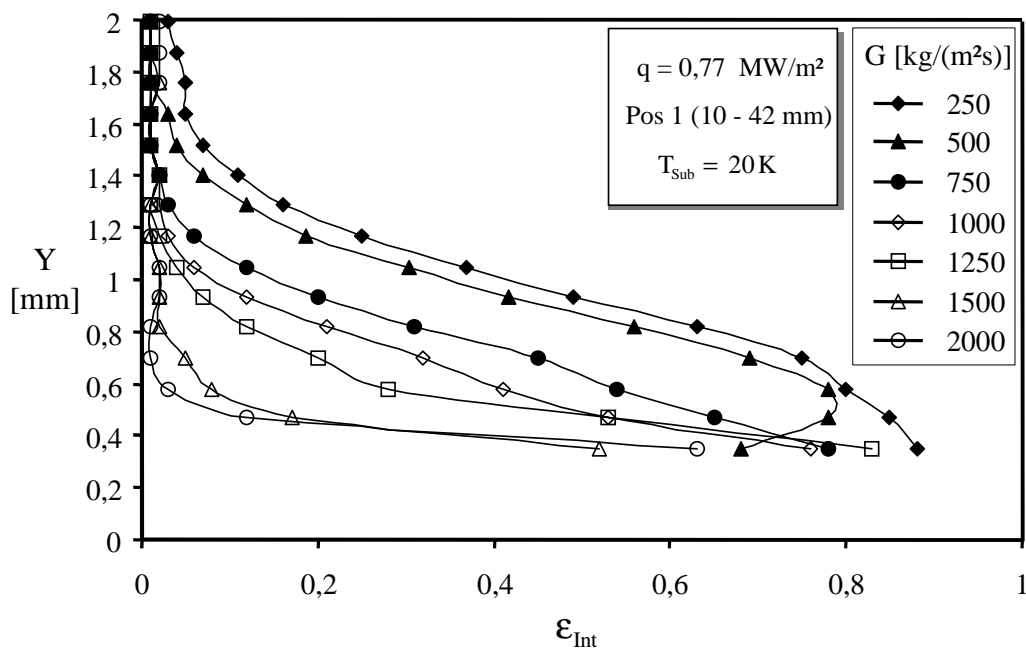


Abbildung 6.9: Einfluss der Massenstromdichte auf das scheinbare Dampfgehaltsprofil

Abbildung 6.9 zeigt die zeitlich und lokal gemittelte Phasenverteilung über der Heizfläche bei Variation der Massenstromdichte. In unmittelbarer Wandnähe (für Werte von $Y < 0,38 \text{ mm}$) konnten aufgrund von Lichtreflexionen an der Heizwand keine aussagekräftigen Ergebnisse gewonnen werden. Oberhalb dieser Höhe zeigen die Kurven bei konstanter Wärmestromdichte einen deutlichen Rückgang des Dampfgehaltes mit zunehmender Massenstromdichte, wobei der Einfluss im wandnahen Bereich ($Y = 0,4 \text{ mm}$) etwas geringer als im Bereich von $Y = 0,8 \text{ mm}$ ist. Oberhalb von $Y = 1,5 \text{ mm}$ ist der Dampfgehalt unabhängig von der Massenstromdichte unbeträchtlich. Abbildung 6.10 zeigt die qualitative Phasenverteilung für verschiedene Wärmestromdichten bei konstanter Massenstromdichte. Mit ansteigender Wärmestromdichte steigt der Dampfgehalt besonders im Höhenbereich um $Y = 0,5 \text{ mm}$ stark an. Dagegen laufen die Kurven in größerer Höhe ($Y = 1,4 \text{ mm}$) aufeinander zu.

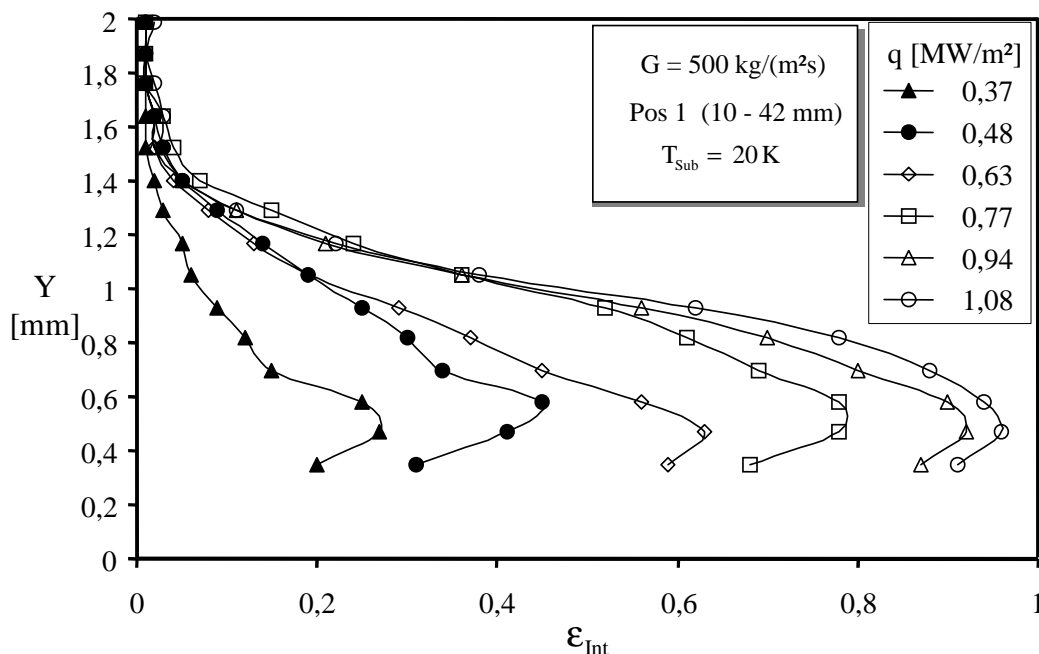


Abbildung 6.10: Einfluss der Wärmestromdichte auf das scheinbare Dampfgehaltsprofil

In Abbildung 6.11 ist der Einfluss der beheizten Länge auf die Phasenverteilung für zwei unterschiedliche Wärmestromdichten aufgetragen. Mit zunehmender Heizlänge steigt der Dampfgehalt bei höherer Heizleistung geringfügig an und bei kleineren ist dieser in etwa gleichbleibend. Dagegen hat die Unterkühlungstemperatur auf die Dampfgehaltsprofile einen großen Einfluss (siehe Abbildung 6.12). Für beide dargestellten Wärmestromdichten ist der Dampfgehalt stark vom Grad der Unterkühlung abhängig.

Obwohl die vorgestellten Ergebnisse aufgrund der integralen Aufnahme keine absoluten Aussagen über den tatsächlichen Dampfgehalt ermöglichen, können aus der Parameterstudie interessante Tendenzen bezüglich der Dampfverteilung normal zur Heizfläche beobachtet

werden. Diese Art der Messmethode ist natürlich auf schmale Heizer begrenzt, da sinnvolle Signale nur dann zu erwarten sind, wenn die Lichtstrahlen entlang der Heizfläche nur an einzelnen Blasen gestreut werden. Der Vorteil dieser Messmethode, bei der die scheinbaren Dampfgehalte aus 1000 Einzelbildern zeitlich gemittelt werden, liegt darin, dass die berechneten Werte aus einer großen Datenbasis stammen und damit nur kleinen statistischen Schwankungen unterliegen. Für die physikalische Interpretation können die gleichen, mit bekannten Vorstellungen zum Blasensieden übereinstimmenden Schlüsse wie zuvor bei der normalen Sicht zur Heizfläche gezogen werden. Besonders deutlich wird aus den Ergebnissen, dass der Einfluss der Wärmestromdichte auf das Siedemuster mehr im wandnahen Bereich von $Y=0,5 \text{ mm}$ über der Heizfläche liegt, wohingegen der Einfluss der Konvektion auf die Dampfverteilung in dieser Höhe deutlich geringer ist und erst in größerer Entfernung zur Heizfläche dominant wird.

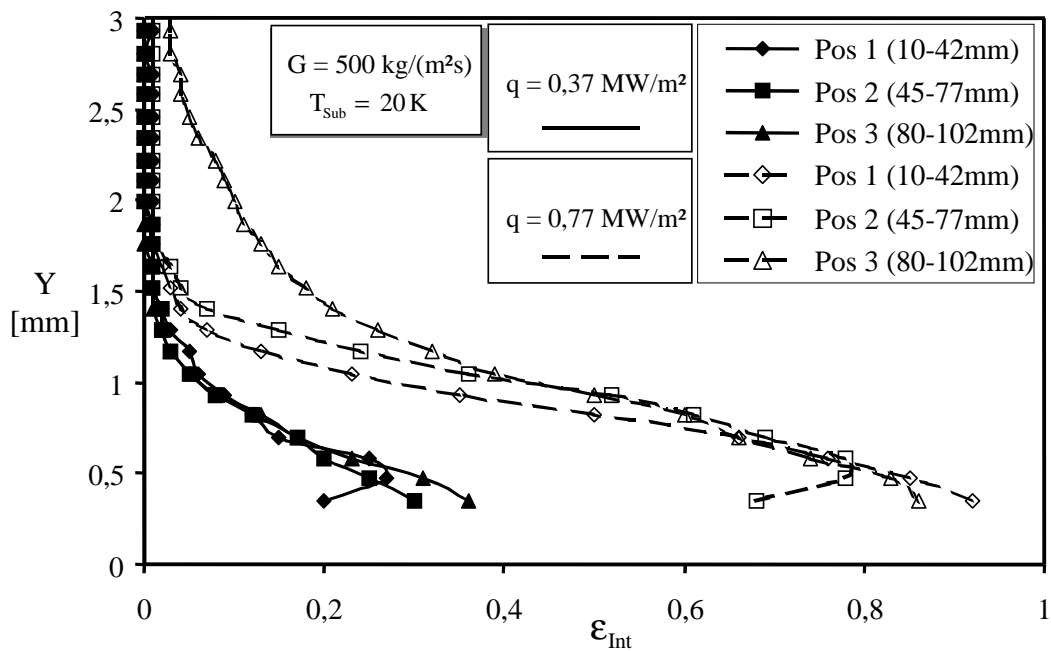


Abbildung 6.11: Einfluss der beheizten Länge auf das scheinbare Dampfgehaltsprofil

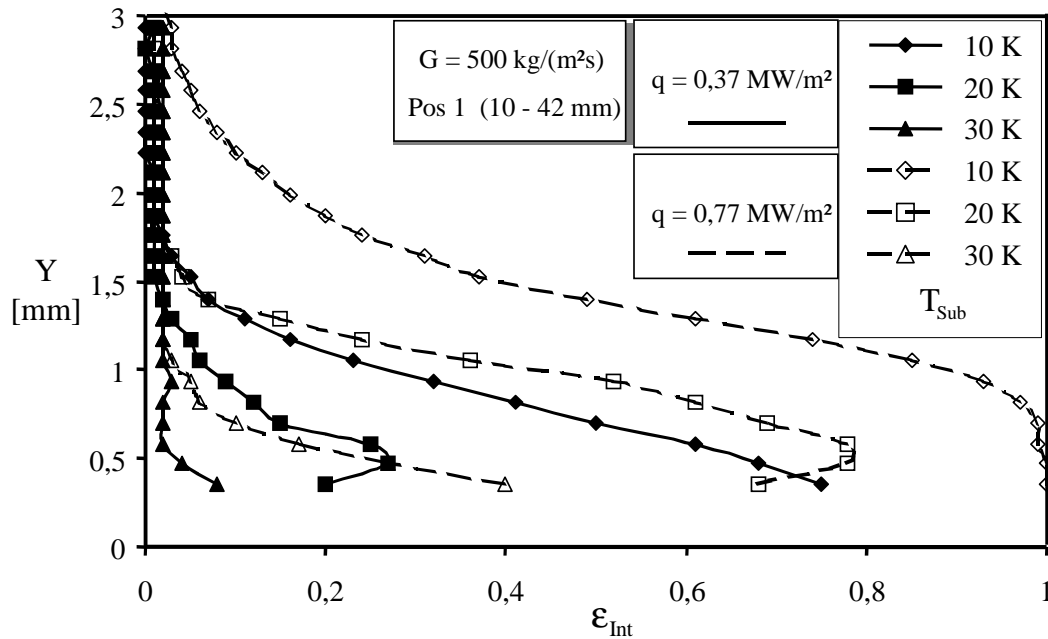


Abbildung 6.12: Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf das scheinbare Dampfgehaltsprofil

6.1.3.3 Modellbasierte Berechnung der Dampfgehaltsprofile

In Kapitel 6.1.3 wurde bereits erwähnt, dass die in Abbildung 6.6 dargestellten Phasenverteilungen ein oberes Limit des Dampfgehaltes ohne Information zur Phasenverteilung im Profil darstellen, die nun aufgrund von modellbasierten Überlegungen korrigiert und mit den zeitlich gemittelten Dampfgehaltsprofilen verglichen werden sollen. Als Modellvoraussetzung wird angenommen, dass die Blasen eine Kugelform besitzen und im ständigen Kontakt mit der Heizfläche sind. Aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann man erkennen, dass die erste Annahme bezüglich der Form als gerechtfertigt erscheint. Die zweite Annahme besagt, dass die Blasen sich nicht von der Heizfläche ablösen. Die visuelle Betrachtung der Bilddaten zeigt aber, dass sich ein Teil der Blasen von der Heizfläche ablöst und sehr schnell in unmittelbarer Wandnähe kollabiert. Die Fehler bei dieser Annahme treten insbesondere für die berechneten Dampfgehalte in den wandentfernten Schichten auf, da durch den Ablösevorgang die Blasen bis zur vollständigen Kondensation in Richtung der Kernströmung wandern können. Inwieweit die Versuchsparameter das Ablöseverhalten der Blasen beeinflussen wird im folgenden Kapitel zur Untersuchung der Ablösewahrscheinlichkeit der Blasen diskutiert. Allerdings kann bereits jetzt abgeschätzt werden, dass die Fehler der zweiten Annahme größer werden, je mehr Blasen sich von der Heizfläche ablösen können.

Zur näheren Erläuterung des Modells dient Abbildung 6.13, welches die Projektion dreier kugelförmiger Blasen von der normalen zur parallelen Sicht zur Heizfläche zeigt.

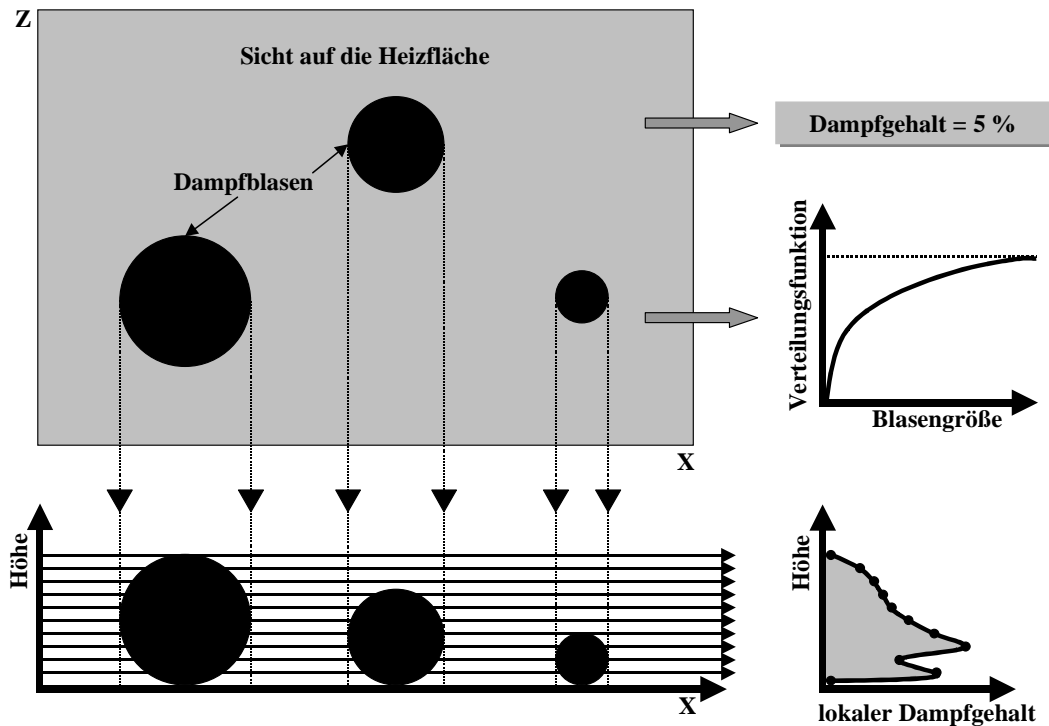


Abbildung 6.13: Modellskizze zur Beschreibung des Algorithmus zur Berechnung des lokalen Dampfgehalts aus den Ergebnissen mit normaler Sicht zur Heizfläche

Als Eingabeparameter benötigt das Modell den flächenbezogenen Dampfgehalt, der in Kapitel 6.1.3 in Abbildung 6.6 dargestellt ist, sowie zum jeweiligen Dampfgehalt die dazugehörige Blasengrößenverteilung aus Abbildung 6.4 und 6.5. Der Modellalgorithmus liefert dann anhand der Modellvorgaben die lokale Dampfverteilung über der Heizfläche, die in Abbildung 6.14 für verschiedene Massenstromdichten und in Abbildung 6.15 für unterschiedliche Wärmestromdichten zu finden ist. Die beiden Diagramme zeigen eine ähnliche Profilform, denn in direkter Wandnähe ist der lokale Dampfgehalt jeweils gering, bei einer bestimmten Höhe über der Heizfläche erreicht er ein Maximum und fällt anschließend mit zunehmender Höhe stetig ab. Die Höhenebene mit maximalem Dampfgehalt ist dabei vom absoluten Dampfgehalt auf der Heizfläche abhängig und steigt mit dem Dampfgehalt leicht an. Die Pfeile, die in den beiden Diagrammen eingezeichnet sind, zeigen die jeweiligen flächenbezogenen Dampfgehalte, welche in Abbildung 6.6 in der normalen Ansicht zur Heizfläche gemessen wurden. Es wird deutlich, dass die Abweichungen zwischen Messung und Korrektur mit zunehmendem Dampfgehalt größer werden.

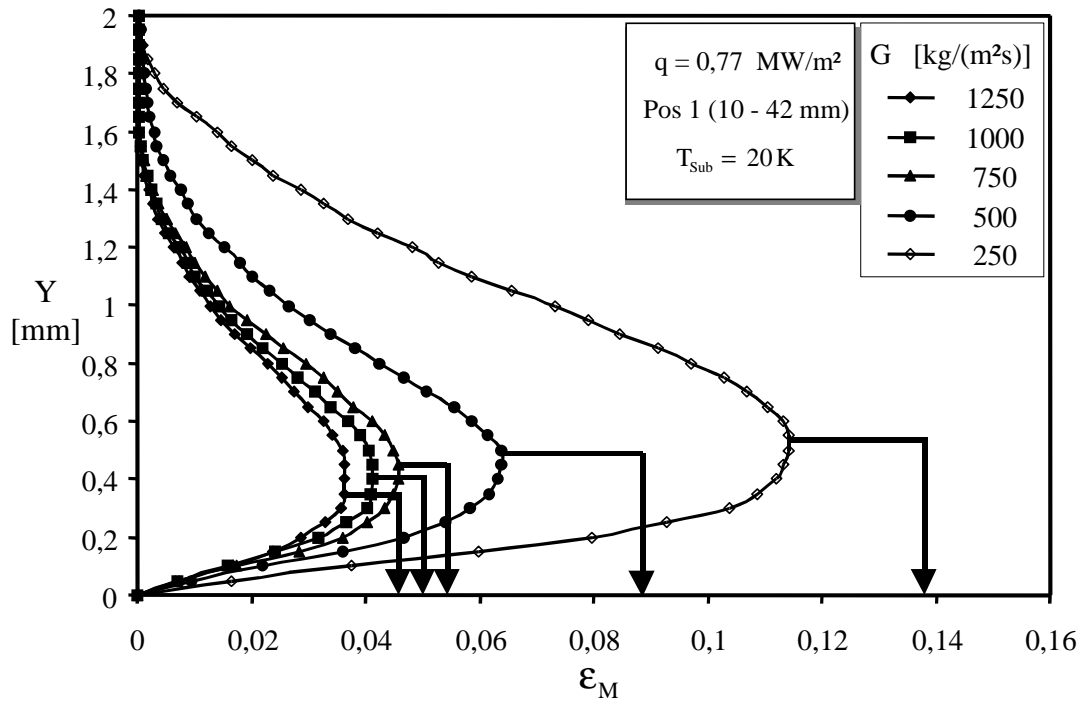


Abbildung 6.14: Modellbasiert berechnete Dampfgehaltsprofile bei Variation der Massenstromdichte

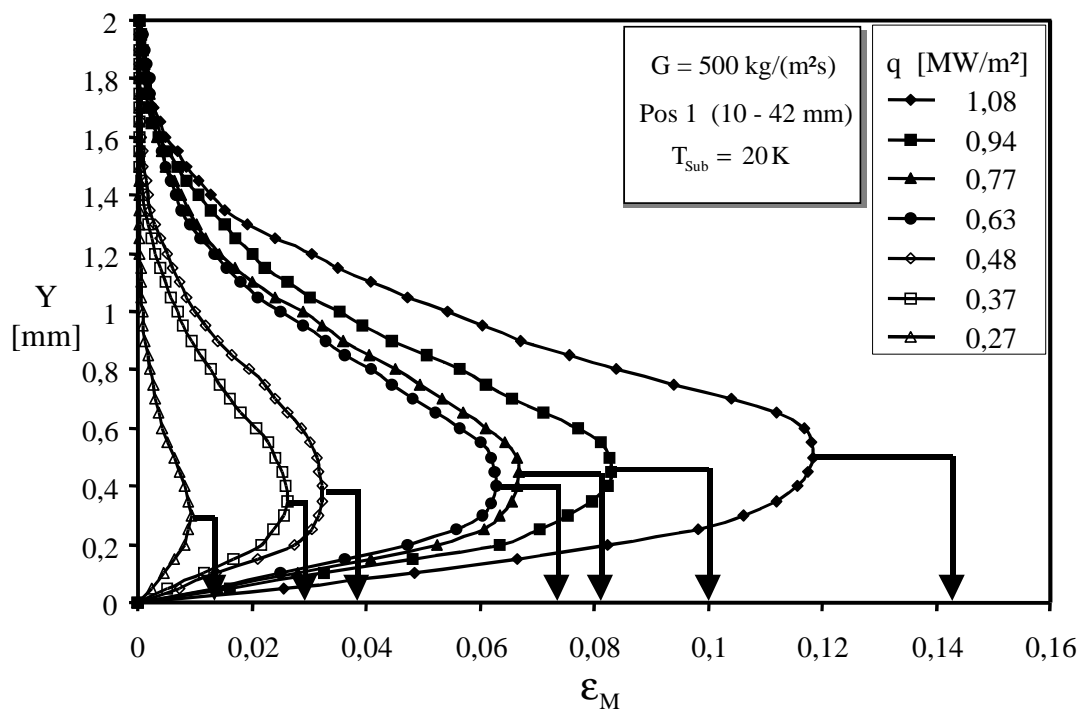


Abbildung 6.15: Modellbasierte berechnete Dampfgehaltsprofile bei Variation der Wärmestromdichte

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Werten anderer Autoren, so muss unterschieden werden, mit welchen Versuchsapparaturen und –fluiden die Ergebnisse zu den Dampfgehaltsprofilen gewonnen und welche Versuchsparameter gewählt wurden.

Für das Behältersieden untersuchte Hohl [Hoh_97] mittels einer optischen Probe das lokale Dampfgehaltsprofil für alle Siedebereiche. Im Bereich des partiellen Blasensiedens stellte er fest, dass in unmittelbarer Wandnähe ($<0,1\text{mm}$) die Heizfläche im zeitlichen Mittel stets mit Flüssigkeit bedeckt ist, was den Vorstellungen einer Mikrozonenschicht entspricht. Der Bereich mit maximalem Dampfanteil korreliert mit der Wandtemperatur und liegt zwischen $0,1$ und $0,5\text{ mm}$ über der Heizfläche. Mit einer ähnlichen Versuchsanordnung und dem Versuchsstoff Wasser bestimmte Carrica [Carr_92] das Maximum im Höhenbereich zwischen $2,5$ und 4 mm über der Heizfläche. Stängl [Sta_91] untersuchte mit Hilfe der Gamma-Densitometrie den Dampfgehalt beim unterkühlten Strömungssieden in einem vertikal beheizten Ringspalt und dem Versuchsfluid R12. Die zeitlich gemittelten Werte ergaben für alle Versuchsparameter den maximalen Dampfanteil in einem Abstand von ca. $0,5\text{ mm}$ zur Heizfläche, wobei der Dampfanteil mit zunehmender Wärmestromdichte stark anstieg. Dieser Trend wurde von Liaw [Lia_89] bestätigt, jedoch lag der Bereich mit maximalem Dampfanteil im Bereich von 1 bis $1,5\text{ mm}$ über der Heizfläche. Hasan [Has_91] bestimmt mit der Hitzdrahtanemometrie den Dampfgehalt beim unterkühlten Strömungssieden in einem vertikalen Ringspalt mit dem Kältemittel R 113. Aufgrund der geringeren Wärmeleitfähigkeit der dampfförmigen Phase kann mit dieser Methode die Dampfphase zeitlich und lokal aufgelöst werden. Er beobachtete für alle untersuchten Versuchsparameter eine exponentielle Abnahme der zeitlich gemittelten Dampfanteile mit zunehmendem Abstand zur Wand, die wiederum mit der Wärmestromdichte deutlich zunahm. Für zwei unterschiedliche Massenstromdichten stellte er fest, dass bei der kleineren Massenstromdichte der Dampfanteil deutlich größer ist. Ebenso nahm dieser mit zunehmender Unterkühlungstemperatur zu. Besonders die Ergebnisse von Stängl und Hasan, deren Versuchsanordnungen mit der hier vorgestellten vergleichbar sind, stimmen mit den Ergebnissen dieser Studie sehr gut überein. Interessant ist auch, dass die maximalen Dampfgehalte nicht, wie man vermuten könnte, unmittelbar auf der Heizfläche anzutreffen sind, sondern in einer bestimmten Entfernung. Diese Beobachtung deckt sich mit denen anderer Autoren. Die Höhenposition der Maxima, die in etwa dem mittleren Blasenradius entspricht, deckt sich mit den Vorstellungen, wonach der Dampfanteil aus dem kugelförmigen Volumen aller Blasen resultiert.

6.1.4 Blasenablösewahrscheinlichkeit

Bei der Vorstellung des Algorithmus zur Blasenverfolgung in Kapitel 4.4.2 wurden die Kriterien dafür beschrieben, ob sich eine Blase von der Heizfläche ablöst oder an der Oberfläche haftend kollabiert. Die Abbildungen 6.16 und 6.17 zeigen die Ablösewahrscheinlichkeit der Blasen in Abhängigkeit von der Massenstromdichte, der Wärmestromdichte und der Unterkühlungstemperatur. Aus den beiden Abbildungen wird deutlich, dass die Ablösewahrscheinlichkeit je nach Wahl der Versuchsparameter zwischen 20 und 70 % liegt. Mit zunehmender Massen- und Wärmestromdichte nimmt der Anteil der sich ablösenden Blasen ab. Nach Abbildung 6.17 ist der Ablösevorgang auch von der Temperatur der Kernströmung abhängig, da mit zunehmender Unterkühlung der Anteil ablösender Blasen geringer wird. Für eine Unterkühlungstemperatur von 10 K ist dieser Anteil von der Massenstromdichte annähernd unabhängig.

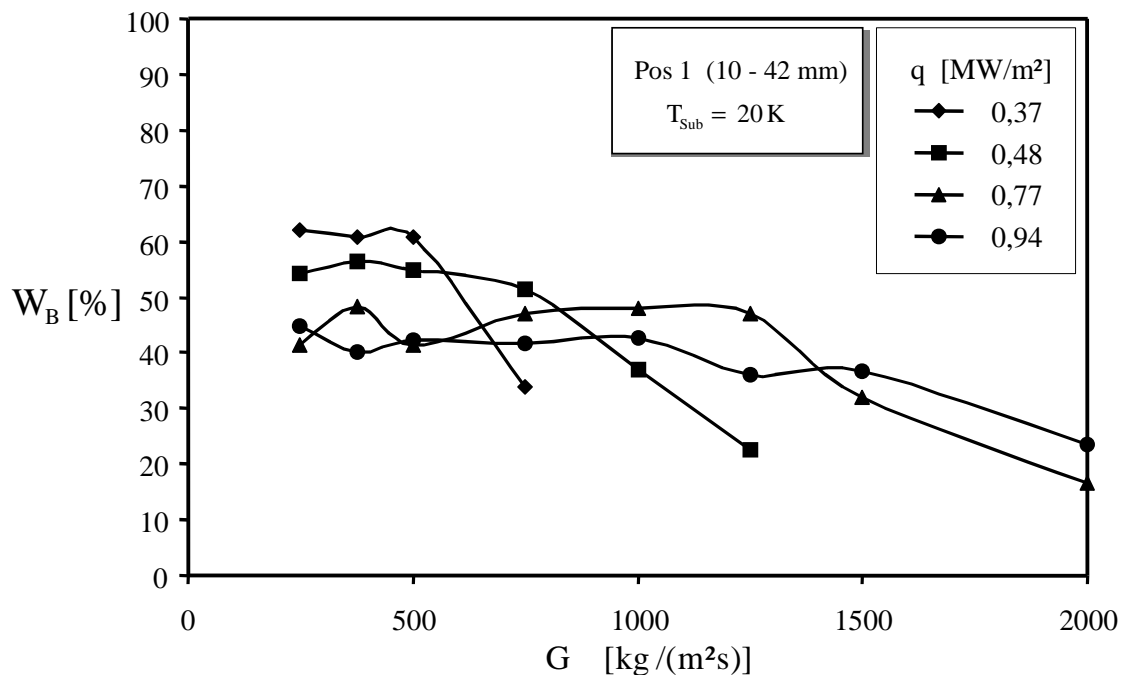


Abbildung 6.16: Einfluss der Massenstromdichte und der Wärmestromdichte auf die Blasenablösewahrscheinlichkeit

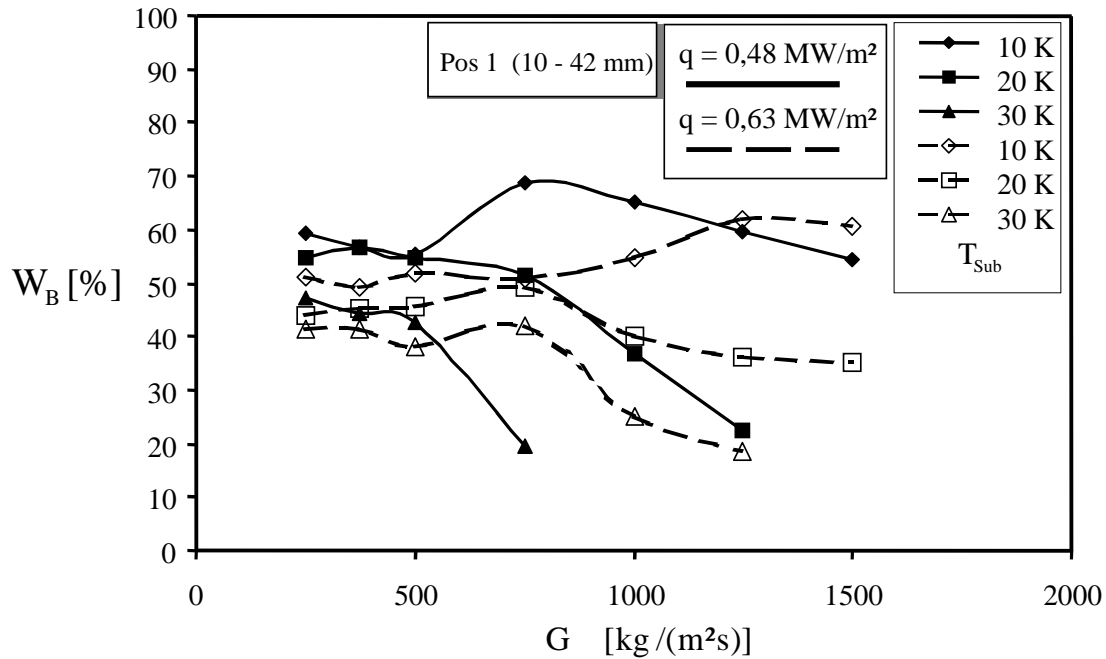


Abbildung 6.17: Einfluss der Massenstromdichte und der Unterkühlungstemperatur auf die Blasenablösewahrscheinlichkeit

Die Frage der Blasenablösung ist in der Vergangenheit des Öfteren konträr diskutiert worden. So waren sich die Autoren bei ihren Untersuchungen oft nicht einig, ob sich die Blasen von der Heizfläche ablösen oder an dieser kondensieren. So beobachtete Del Valle [Val_85] und Dix [Dix_71] an horizontalen Heizern keine Blasenablösung. Nach Bibeau [Bib_93] und Thorncroft [Tho_97] dagegen, die das Blasenverhalten an vertikal beheizten Rohren untersuchten, lösen sich fast alle Blasen von der Heizfläche ab und gleiten entlang der Heizfläche stromabwärts und kondensieren teilweise sehr weit vom Ablösepunkt entfernt. Bibeau, der Dampfblasen beim unterkühlten Strömungssieden von Wasser mittels der Hochgeschwindigkeitskinematographie untersuchte, unterschied dabei zwischen normaler und paralleler Ablösung. Er beobachtete Blasen, die sich bereits kurz nach der Blasenbildung von dem Ort der Blasenentstehung ablösten (parallele Ablösung) und während ihres Gleitens entlang der Heizfläche weiter wuchsen, wobei sie die dafür notwendige Energie aus der wandnahen überhitzten Flüssigkeitsschicht bezogen. Dagegen erfolgte die normale Ablösung unmittelbar nachdem der Kondensationsvorgang am Blasenkopf einsetzte.

Wie zu erwarten, spielt die Orientierung der Schwerkraft eine entscheidende Rolle. Bei vertikaler Anordnung der Heizfläche überlagern sich die Auftriebskraft und die „Zugkraft“ der Strömung, so dass hier fast immer ein Ablösevorgang beobachtet wird, wobei Bibeau zwei Arten von Ablöseeffekten beschreibt.

Bei horizontalen Heizern ist allein die Auftriebskraft für den Ablösevorgang verantwortlich, die mit dem Volumen der von der Blase verdrängten Flüssigkeit zusammenhängt. Das Volumen der Blase dagegen ist wiederum von der Oberflächenspannung des Fluids abhängig. So ist es nicht verwunderlich, dass bei Fluiden mit geringerer Oberflächenspannung, wie beispielsweise Kältemittel oder Alkohole, beim unterkühlten Strömungssieden keine Blasenablösung beobachtet wird. Das hier verwendete Fluid Wasser dagegen besitzt eine hohe Oberflächenspannung, so dass sich relative große Blasen auf der Heizfläche bilden, die genug Auftriebskraft besitzen, um sich von der Heizfläche ablösen zu können. Der von Bibeau beschriebene Effekt der parallelen Ablösung mit anschließendem Gleiten der Blase entlang der Heizfläche wurde in dieser Studie nicht beobachtet, was wahrscheinlich durch die Auftriebskraft, die auf die Blase wirkt und diese dadurch von der Heizfläche wegtransportiert, verhindert wird. In dieser Studie wurde folgerichtig nur eine normale Ablösung der Blasen beobachtet. Die Beobachtung vieler Blasenzyklen erlaubt erstmals anzugeben, von welchen Parametern die Ablösewahrscheinlichkeit abhängig ist. Die Ergebnisse zeigen auf, bei welchen Versuchsparametern eine Blasenablösung begünstigt wird. Im Wesentlichen korrelieren diese mit dem Auftreten der Blasengröße. Allerdings streuen die Werte in den Abbildung 6.16 und 6.17 teilweise stark, weshalb für eine gesichertere Aussage sicherlich weitere Untersuchungen notwendig sind. Dafür wird ein Experiment mit einer Heizfläche, deren Orientierung zum Erdgravitationsfeld stufenlos einstellbar ist, vorgeschlagen, um das Blasenverhalten und insbesondere den Ablösevorgang beobachten und auf die Mechanismen der parallelen und normalen Ablösung schließen zu können.

Das im vorangegangenen Kapitel benutzte Modell zur Korrektur des Dampfgehaltes lässt sich nun bis zu einem gewissen Grade validieren. Es können Aussagen darüber getroffen werden, bei welchen Versuchsparametern die Annahme gerechtfertigt erscheint und wo eventuell größere Fehler auftreten können. Je größer der Anteil der Blasen ist, die sich von der Heizfläche ablösen, desto größer ist der Fehler bei der Berechnung des lokalen Dampfgehaltes. In den wandentfernteren Schichten, in welche die abgelösten Blasen aufsteigen, ist der Wert zu niedrig. Allerdings wird im folgenden Kapitel 6.2.1 bei der Diskussion der Blasenlebensdauer gezeigt, dass diese im Vergleich zur Lebensdauer der Blasen nach dem Ablösevorgang deutlich (um den Faktor fünf bis zehn) größer ist. Durch die äußerst kurze Lebensdauer der Blasen nach dem Ablösevorgang und dem geringen Volumen der abgelösten Blasen sind die Fehler gering. Obwohl die Quantifizierung nicht ohne weiteres präzise möglich ist, kann

gefolgt werden, dass die in Abschnitt 6.1.3.3 präsentierten Ergebnisse der Realität sehr nahe kommen.

6.2 Charakteristische Zeitskalen

6.2.1 Blasenlebensdauer

Die Blasenlebensdauer setzt sich aus der Zeit des Blasenwachstums und der Kondensation zusammen, unabhängig davon, ob sich die Blase von der Heizfläche ablöst. Abbildung 6.18 zeigt die Verteilungsfunktionen der Blasenlebensdauer für verschiedene Massenstromdichten.

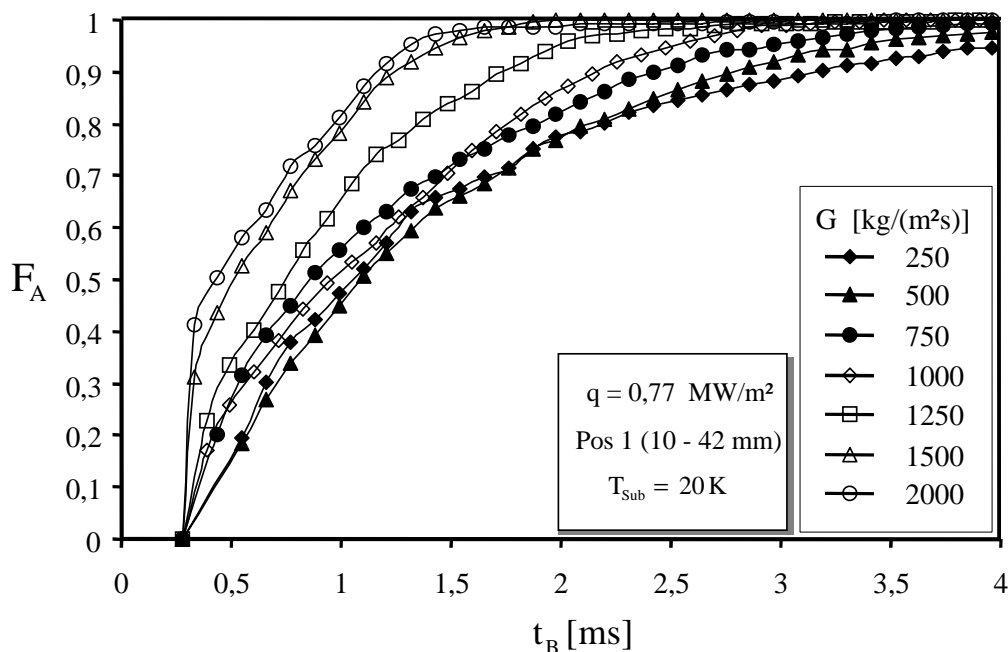


Abbildung 6.18: Einfluss der Massenstromdichte auf die gesamte Blasenlebensdauer

Die Form der Kurven ähnelt den in Abbildung 6.4 und 6.5, wo die Blasengrößenverteilungsfunktion aufgetragen ist. Dies ist nicht verwunderlich, da nach den Beobachtungen von Bibeau [Bib_93] die Lebensdauer der Blasen mit deren Größe korreliert. So zeigt Abbildung 6.18 einen hohen Anteil von Blasen geringer Lebensdauer. Mit ansteigender Massenstromdichte nimmt die Blasenlebensdauer stark ab. Betrachtet man nun die Massenstromdichten von $250 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ und $2000 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$, fällt auf, dass fünfzig Prozent der Blasen bei kleiner Massenstromdichte eine Lebensdauer von bis zu einer ms, bei hohen Massenstromdichten dagegen nur bis zu $0,3 \text{ ms}$ haben. Außerdem geht aus Abbildung 6.18 hervor, dass bei hohen Massenstromdichten keine Blasen beobachtet werden, die eine Lebensdauer von $1,5 \text{ ms}$

überschreiten. Abbildung 6.19 zeigt den Einfluss der Wärmestromdichte auf die Blasenlebensdauer bei konstanter Massenstromdichte. Man erkennt, dass sich die Verteilungsfunktionen mit ansteigender Wärmestromdichte zu größeren Lebensdauern verschieben, jedoch diese Abhängigkeit nicht so dominant ist wie bei der Variation der Massenstromdichte.

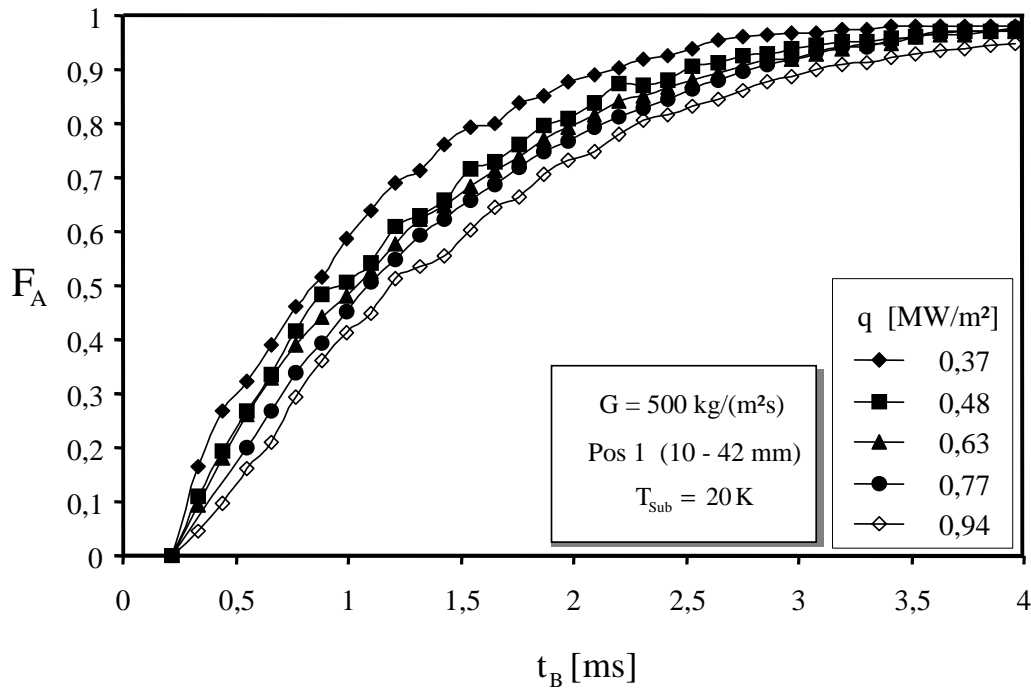


Abbildung 6.19: Einfluss der Wärmestromdichte auf die gesamte Blasenlebensdauer

Den Einfluss der beheizten Länge auf die Lebensdauer zeigt Abbildung 6.20. Die Verteilungsfunktionen liegen für beide verwendeten Wärmestromdichten sehr dicht beieinander, was auf eine geringere Abhängigkeit schließen lässt. Dagegen wird der große Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf die Lebensdauer in Abbildung 6.21 deutlich. Während bei hohen Unterkühlungstemperaturen die Blasenlebensdauer sehr kurz ist, steigt diese für Temperaturen, die näher an der Sättigungstemperatur liegen, bedeutend an.

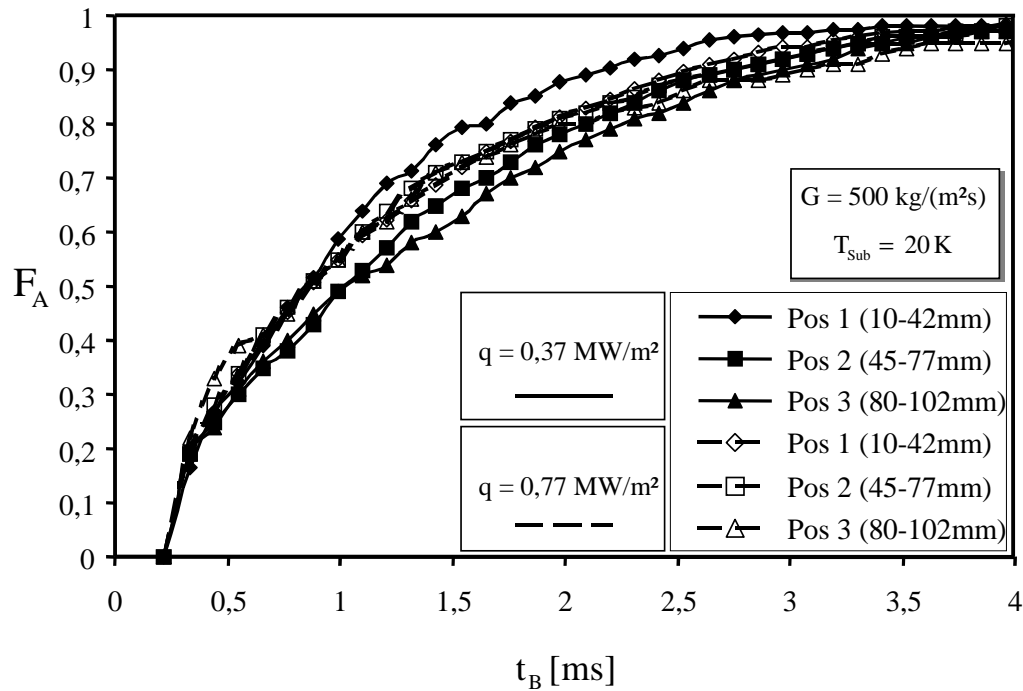


Abbildung 6.20: Einfluss der beheizten Länge auf die gesamte Blasenlebensdauer

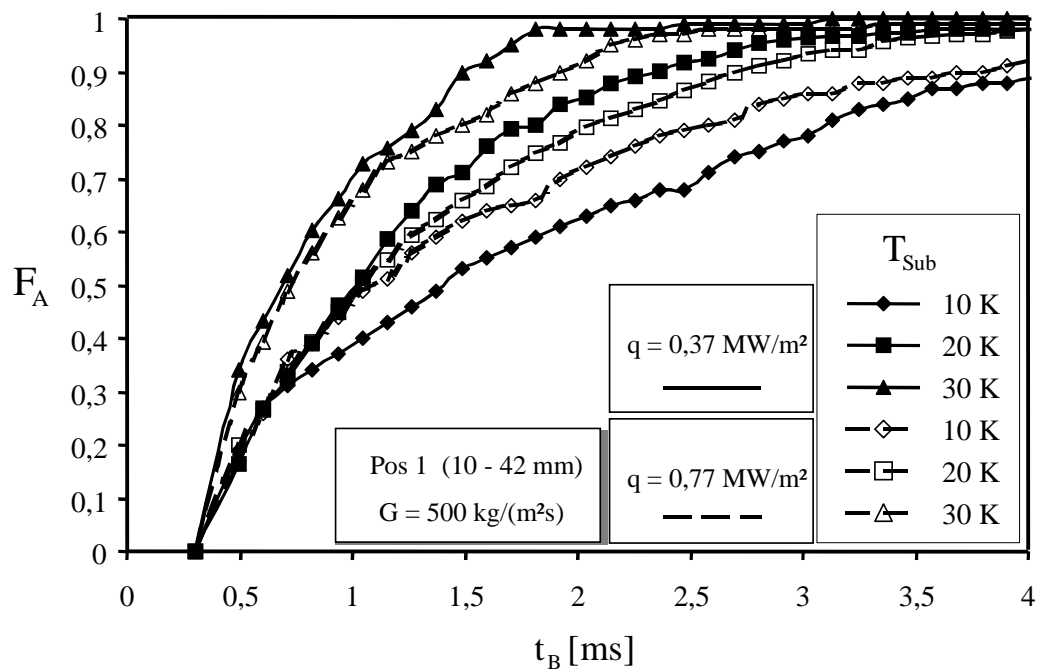


Abbildung 6.21: Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf die gesamte Blasenlebensdauer

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Erkenntnissen anderer Autoren (Gunther [Gun_51], Zeitoun [Zei_96], Akiyama [Aki_74] und Kandlikar [Kan_95]), welche die Blasenlebensdauer beim unterkühlten Strömungssieden untersuchten, findet man bezüglich Variation der Unterkühlungstemperatur und der Massenstromdichte eine gute Übereinstimmung. Die Blasenlebensdauer wird im Falle unterschiedlicher Unterkühlungsgrade im Wesentlichen vom

temperaturabhängigen Kondensationsprozess an der Phasengrenze gesteuert, was die Beobachtungen aller Autoren auch bestätigen. Mit zunehmender Massenstromdichte nehmen die Temperaturen in der Grenzschicht im Mittel ab und gleichzeitig wird der Turbulenzgrad der Strömung erhöht, so dass die Blasen ebenfalls schneller durch den beschleunigten Kondensationsvorgang kollabieren. Die Abhängigkeit von der Heizleistung wird dagegen konträr diskutiert. Während Abdelmessih [Abd_72] ein Ansteigen der Blasenlebensdauer mit zunehmender Wärmestromdichte beobachtete, was auch den Beobachtungen dieser Studie Temperaturgrenzschicht entspricht, berichtete Gunther [Gun_51], der die Blasenlebensdauer einer mittleren Blase angibt, deren Größe nicht weiter spezifiziert wurde, von einem leichten, aber dennoch umgekehrten Trend. Gleiches gilt für die Beobachtungen von Prodanovic [Pro_01], der sich bei der Auswertung der Blasen auf die größeren Blasen konzentrierte. Tolubinsky [Tol_70] stellte keinen Einfluss der Wärmestromdichte auf die Lebensdauer der Dampfblasen fest.

Wenn in der Literatur, wie in dem hier vorliegenden Fall, konträre Effekte beschrieben werden, ist es immer schwierig, die Gründe für die unterschiedlichen Ergebnisse zu finden. Möglicherweise ergibt sich die Diskrepanz aus der Auswahl der Blasen, die für die Ergebnisbildung herangezogen wurden. Beim Blasensieden werden, wie in Kapitel 6.1.2 beschrieben, Blasen unterschiedlichster Größe beobachtet. Gunther ermittelt die Lebensdauer aus den Beobachtungen einer „mittleren Blase“, und berücksichtigt damit nicht die Blasengrößenverteilung. Dagegen berücksichtigt diese Studie bei der statistischen Betrachtung alle Blasengrößen. Insbesondere die Lebensdauer der kleinen Blasen ist aus folgenden Überlegungen wichtig: Während die Blasen, die sich von der Heizfläche lösen, rasch in der unterkühlten Flüssigkeit kollabieren, werden die kleineren Blasen, die während ihres Blasenzyklus auf der Heizfläche sitzen, aus der überhitzten Flüssigkeitsschicht mit Dampf versorgt, so dass der Kondensationsvorgang längere Zeit in Anspruch nimmt. Daraus erklärt sich die Diskrepanz zu den Beobachtungen von Prodanovic, der das Blasenverhalten an einem vertikalen Rohr untersuchte, wo beobachtet wird, dass sich die große Mehrzahl der Blasen von der Heizfläche ablösen.

6.2.2 Blasenlebensdauer nach dem Ablösevorgang

In diesem Abschnitt wird die Restlebensdauer einer Blase nach ihrem Ablösen von der Heizfläche untersucht. In den nachfolgenden Abbildungen (6.22 bis 6.24) sind die Ergebnisse als Verteilungsfunktionen aufgetragen. Abbildung 6.22 zeigt den großen Einfluss der Massen-

stromdichte bei konstanter Wärmestromdichte und Unterkühlungstemperatur. Mit ansteigender Massenstromdichte nimmt die Lebensdauer der Blasen nach dem Ablösevorgang rasch ab.

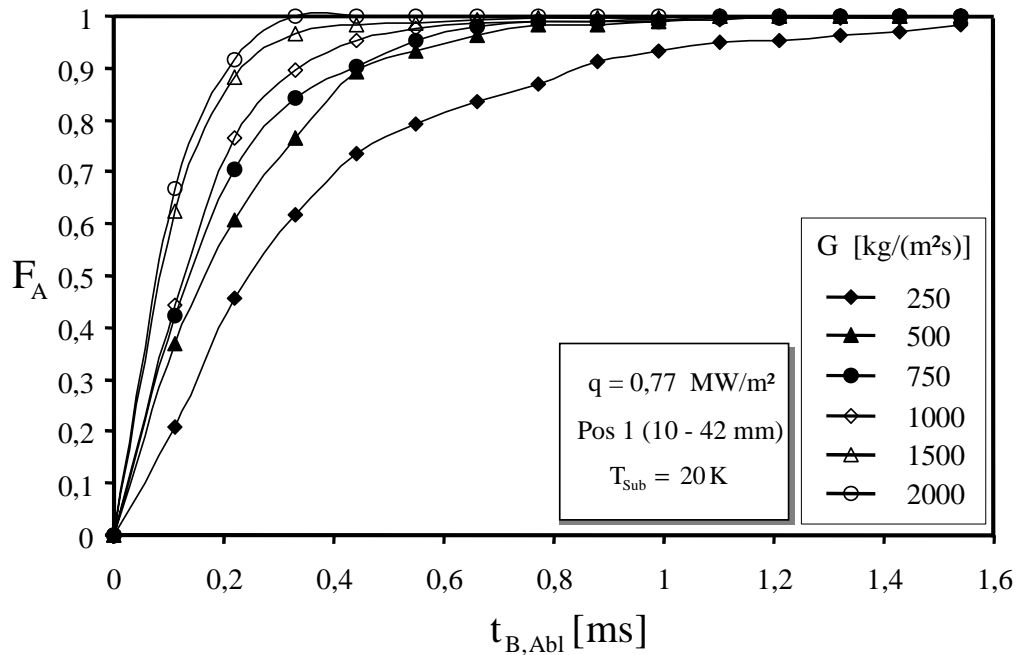


Abbildung 6.22: Einfluss der Massenstromdichte auf die Blasenlebensdauer nach dem Ablösevorgang

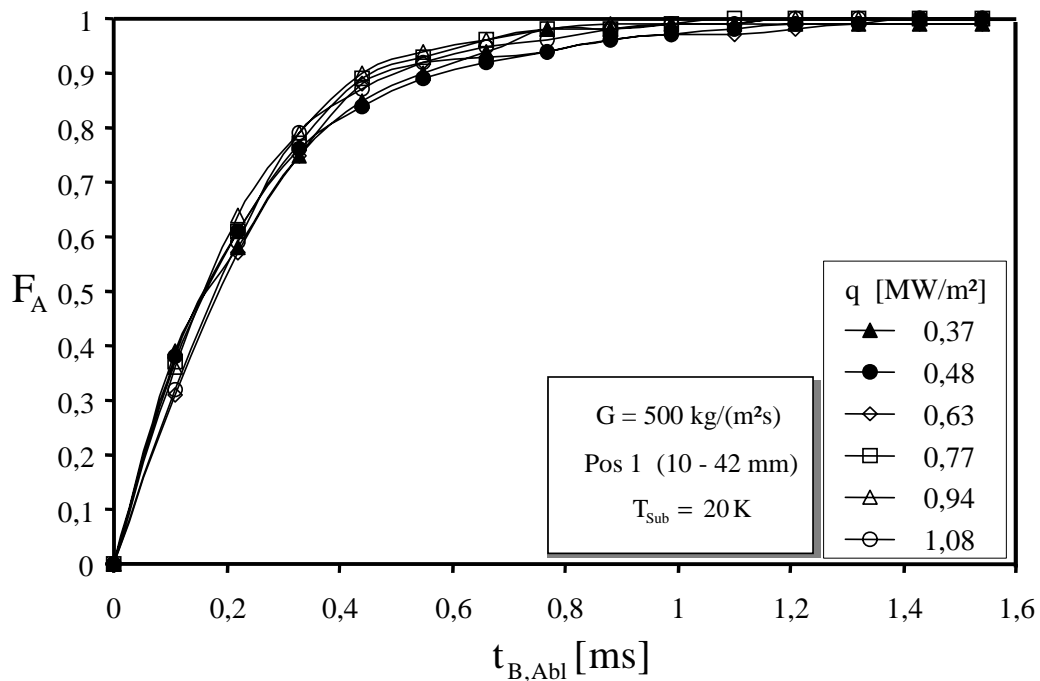


Abbildung 6.23: Einfluss der Wärmestromdichte auf die Blasenlebensdauer nach dem Ablösevorgang

Anhand Abbildung 6.23 wird deutlich, dass die Wärmestromdichte fast keinen Einfluss auf die Restlebensdauer hat; alle Verteilungsfunktionen liegen sehr dicht zusammen.

In Abbildung 6.24 ist der Einfluss der Unterkühlungstemperatur für zwei verschiedene Wärmestromdichten auf die Lebensdauer der abgelösten Blasen zu erkennen. Mit zunehmendem Unterkühlungsgrad nimmt diese aufgrund des temperaturabhängigen Kondensationsprozesses rasch ab.

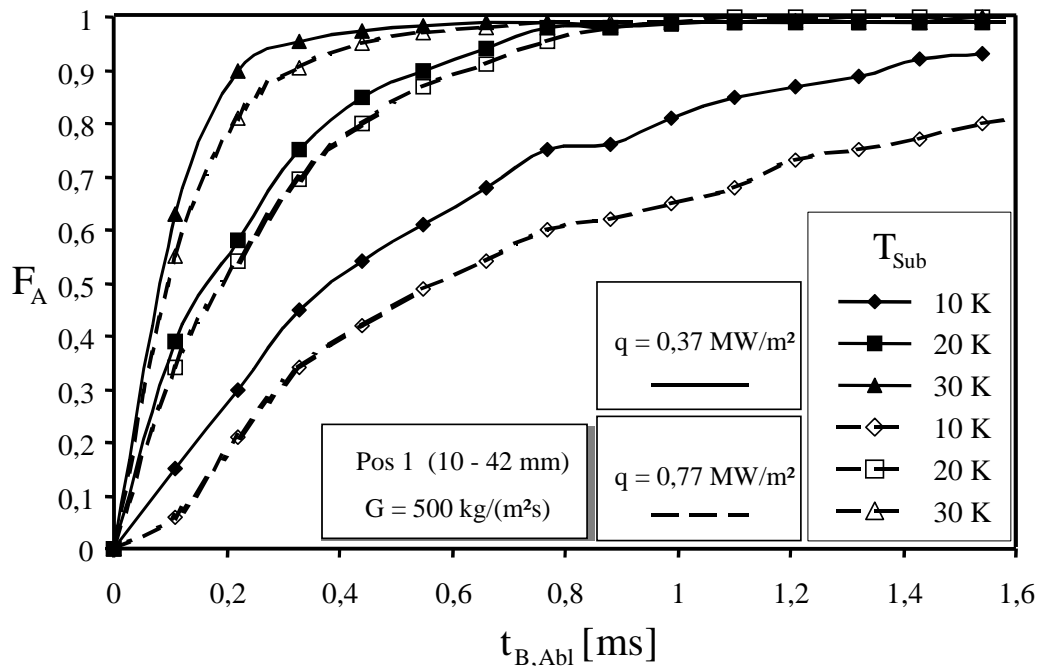


Abbildung 6.24: Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf die Blasenlebensdauer nach dem Ablösevorgang

Für alle gewählten Versuchsparameter wird deutlich, dass die Restlebensdauer der Blasen nach dem Ablösevorgang nur einen Bruchteil der gesamten Lebensdauer ausmacht (siehe Abschnitt 6.2.1 und insbesondere Abbildung 6.18). Analog wurde eine große Abhängigkeit der Massenstromdichte auf die gesamte Lebensdauer beobachtet. Begründen lässt sich dieser Vorgang mit der Zunahme der Turbulenz der Kernströmung mit der Massenstromdichte. Die latente Wärme aus dem Blasenvolumen, die bei der Kondensation der Blase an der Phasengrenze anfällt und an die umgebende Flüssigkeit abgegeben wird, kann bei erhöhter Turbulenz schneller von der Phasengrenzfläche wegtransportiert werden. Wahrscheinlich wird hierdurch der Kondensationsprozess beschleunigt.

Die Wärmestromdichte hat auf die gesamte Lebensdauer einen geringen, auf die Restlebensdauer kaum einen Einfluss. Die Versuche wurden für eine konstante Massenstromdichte ($G=500 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$) durchgeführt (siehe Abbildung 6.23), so dass die Turbulenz der Strömung ebenfalls eine ähnliche Intensität hatte. Aus diesen Beobachtungen kann gefolgert werden,

dass der Kondensationsprozess neben dem Temperaturgradienten auch sehr stark von der Turbulenzintensität gesteuert wird. Qualitativ wurden diese Beobachtungen von Lucic [Luc_02], [Luc_00] bestätigt, die derzeit detaillierte Untersuchungen zum Einfluss der Massenstromdichte auf das Kondensationsverhalten von Dampfblasen in unterkühlter Strömung an einer vertikalen Heizfläche in einer Parallelaktivität am Lehrstuhl durchführt.

Die vorgestellten Ergebnisse zur Restlebensdauer von Blasen nach dem Ablösevorgang lassen sich mit den Beobachtungen anderer Autoren nicht oder nur qualitativ vergleichen. In dieser Studie wird erstmals eine zeitliche quantitative Aussage für eine horizontale Messstrecke dokumentiert, die zudem auf einer statistischen Betrachtung basiert. Wiederum muss, wie bereits in Kapitel 6.1.4 bei den Untersuchungen zur Ablösewahrscheinlichkeit, zwischen einer horizontalen und einer vertikalen Anordnung der Heizfläche unterschieden werden, da die Orientierung der Auftriebskraft eine unterschiedliche Wirkung auf die Blasenablösung besitzt. Für horizontale Anordnungen beschreibt Gunther [Gun_51] qualitativ, dass die Blasen nach dem Ablösevorgang in unmittelbarer Wandnähe sehr rasch kollabieren. Akiyama [Aki_74] beschreibt das Blasenverhalten sehr ähnlich und er gibt erstmals qualitativ an, dass die Restlebensdauer sehr stark von der Temperatur der Kernströmung abhängig ist. Beide Beobachtungen stimmen mit den Ergebnissen dieser Studie überein.

Für vertikale Versuchsanordnungen gleiten die Blasen nach der Blasenablösung entlang der Heizfläche. Sie nehmen im Bereich des Blasenfußes Energie aus der überhitzten Grenzschicht auf und geben die Wärmeenergie durch Kondensation am Blasenkopf an die Kernströmung ab [Bib_93][Kla_93]. Nur aufgrund dieses Effektes, der bei horizontalen Anordnungen nicht beobachtet wird, erreicht die Blase eine sehr hohe Lebensdauer, die weit über die Zeit des Blasenwachstums reichen kann.

6.2.3 Wartezeiten zwischen den Blasenzyklen

Die Verteilungsfunktionen für die Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen wurden mit Hilfe des in Kapitel 4.4.2.5 beschriebenen Auswertalgorithmus aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gewonnen. Abbildung 6.25 zeigt die Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen für unterschiedliche Massenstromdichten. Es wird deutlich, dass mit der Massenstromdichte die Wartezeit deutlich abnimmt. Der Einfluss der Wärmestromdichte wird in Abbildung 6.26 gezeigt, wo alle Verteilungsfunktionen dicht zusammen liegen. Dennoch nimmt die Wartezeit mit zunehmender Wärmestromdichte geringfügig ab. Aus Abbildung 6.27 kann die Abhängigkeit der Wartezeit von der Unterkühlungstemperatur für zwei verschiedene Wärme-

stromdichten entnommen werden. Auch hier nimmt in beiden Fällen die Wartezeit mit zunehmender Unterkühlungstemperatur ab.

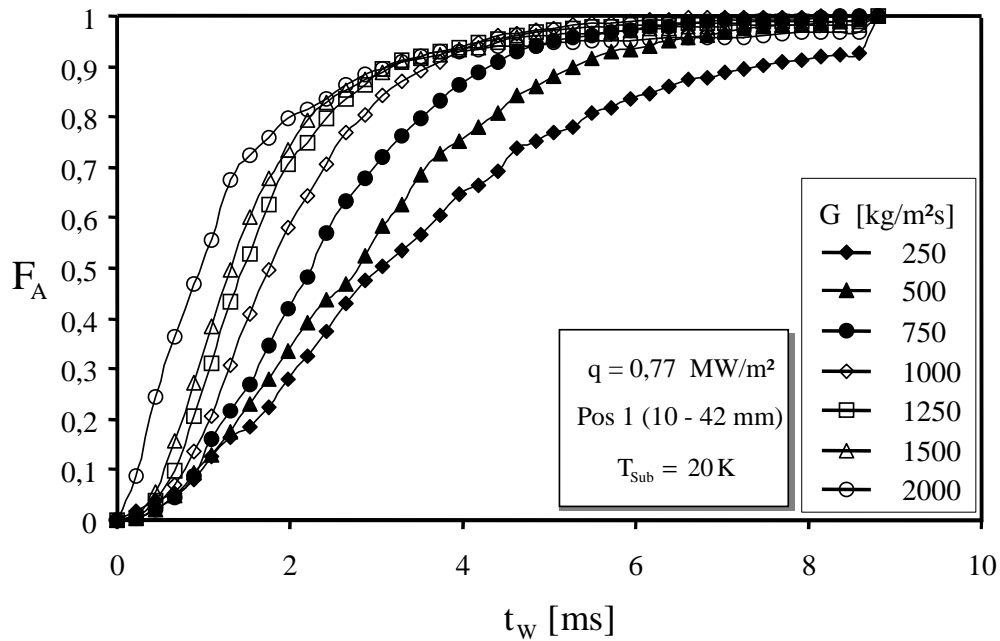


Abbildung 6.25: Einfluss der Massenstromdichte auf die Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen

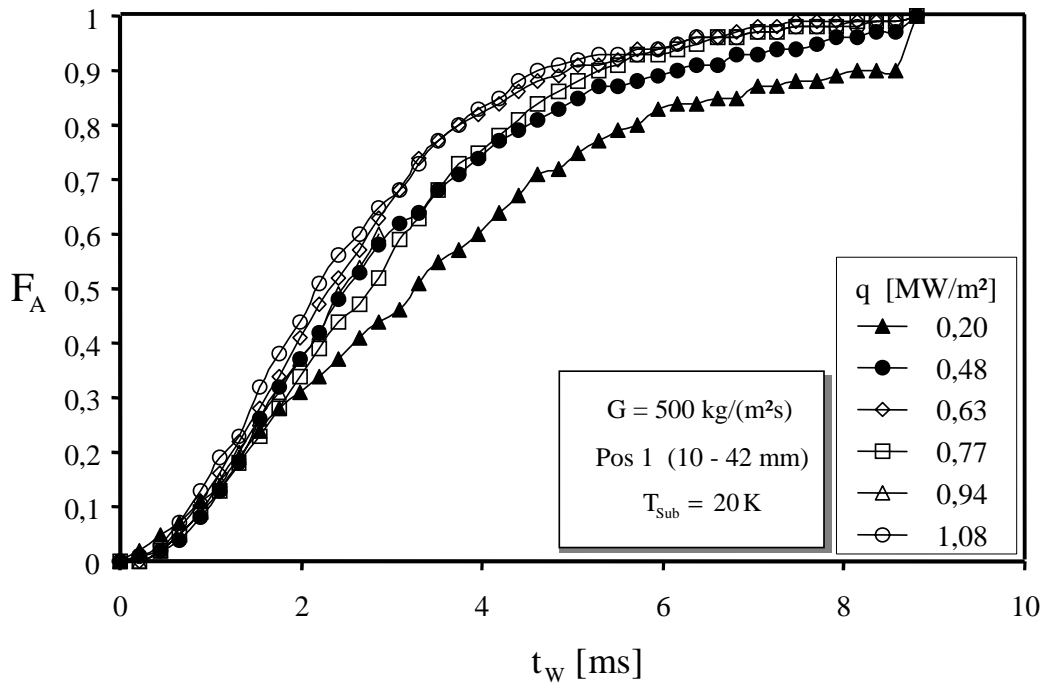


Abbildung 6.26: Einfluss der Wärmestromdichte auf die Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen

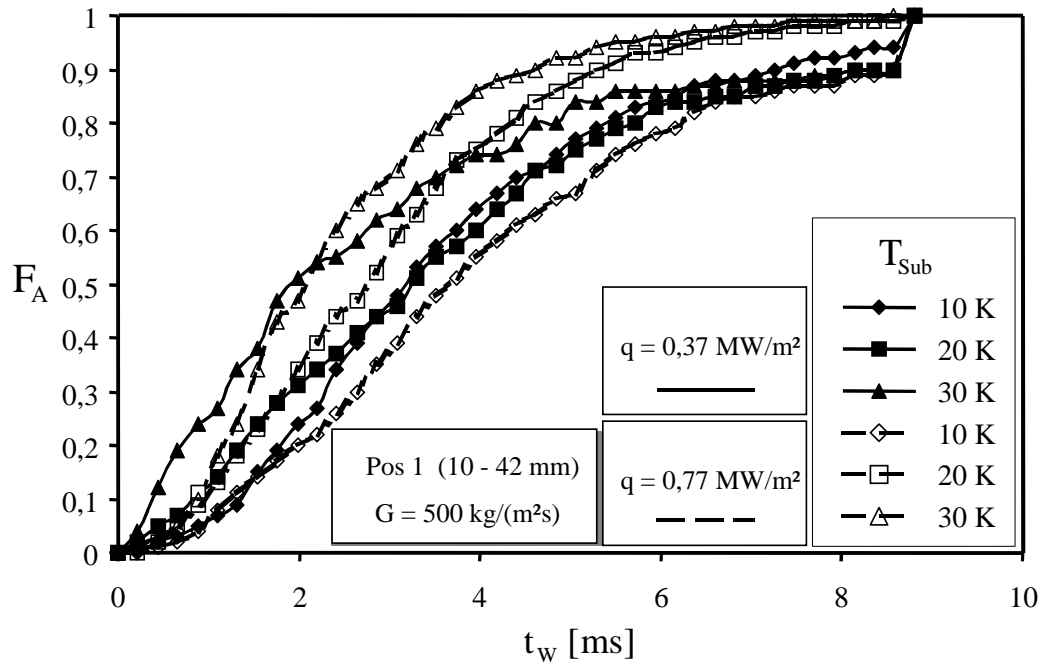


Abbildung 6.27: Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf die Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen

Die Wartezeit zwischen den Blasenzyklen, häufig auch Blasenfrequenz genannt, war schon häufiger das Untersuchungsgebiet anderer Autoren. Vergleicht man die hier präsentierten statistischen Ergebnisse mit den Angaben anderer Autoren, so werden teilweise übereinstimmende, aber auch konträre Tendenzen beobachtet. Ma [Ma_98] untersuchte den Einfluss der Massenstromdichte auf die Wartezeit sowohl bei normaler, als auch unter reduzierter Schwerkraft (μg) beim Strömungssieden von FC 72 über einer beheizten Goldfolie in einem horizontalen Kanal. In beiden Fällen nimmt die Wartezeit mit zunehmender Massenstromdichte ab, was mit den vorgelegten Ergebnissen übereinstimmt. Abdelmessih [Abd_72] beobachtete im Gegensatz dazu keinen Einfluss der Massenstromdichte auf die Wartezeit. Dagegen stimmen seine Untersuchungen bei der Variation der Wärmestromdichte gut überein. Er stellte fest, dass bei geringen Wärmestromdichten die Wartezeit mit zunehmender Wärmestromdichte abnimmt, bei mittleren und höheren Wärmestromdichten dagegen die Wartezeit in etwa konstant bleibt, was wiederum den Ergebnissen dieser Studie entspricht. Vollkommen konträre Beobachtungen machte Yin [Yin_00] beim unterkühlten Strömungssieden von R134a in einem horizontalen Kanal, wonach sich die Wartezeit mit zunehmender Wärmestromdichte und abnehmender Massenstromdichte verkürzte. Sultan [Sul_78] untersuchte den Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf die Wartezeit und stellte dabei fest, dass bei geringeren Unterkühlungstemperaturen von 0-10 Kelvin die Wartezeit mit zunehmendem Unterkühlungsgrad abnimmt, bei ca. 10 Kelvin ein Minimum enthält und anschließend bei

weiterer Erhöhung der Unterkühlung die Wartezeit zwischen den Blasenzyklen wieder größer wird. Dagegen beobachtete er eine Abnahme der Wartezeit mit ansteigender Wärmestromdichte.

Geht man von der klassischen Vorstellung aus, wonach um so mehr Wärme in Form latenter Energie der Heizfläche entzogen wird, je größer die Blase beim Ablösevorgang ist, so korrelieren die Ergebnisse dieser Studie gut in Bezug auf die notwendige Zeit, die verstreichen muss, bis die notwendige Überhitzungstemperatur durch Wärmeleitung im Heizer für die nächste Keimbildung wieder erreicht wird.

Um die unterschiedlichen Parameterrends anderer Autoren erklären zu können, muss der Prozess der Blasenablösung genauer betrachtet werden. Unmittelbar vor dem Ablösevorgang wird bei den Blasen eine charakteristische Form beobachtet, wie sie von Mitrovic [Mit_83] beschrieben wird und die in Abbildung 6.28 skizziert ist. Durch die Einschnürung in unmittelbarer Wandnähe bildet sich ein Blasen Hals. Die Ablösung erfolgt nach vollkommener Einschnürung und die Blase zerfällt in zwei Teile unterschiedlichen Volumens. Die größere Menge befindet sich in der abgerissenen Blase. Ein kleiner Dampfrest verbleibt auf der Heizfläche, der aufgrund der hohen Kapillarkräfte rasch vollständig oder nur zum Teil kondensiert. Erfolgt dieser Kondensationsprozess vollständig, so wird die Keimstelle komplett geflutet und es bedarf nach den Vorstellungen zur Keimbildung sehr hohen Wandüberhitzungstemperaturen, bis sich aus derselben Vertiefung die nächste Blase bildet.

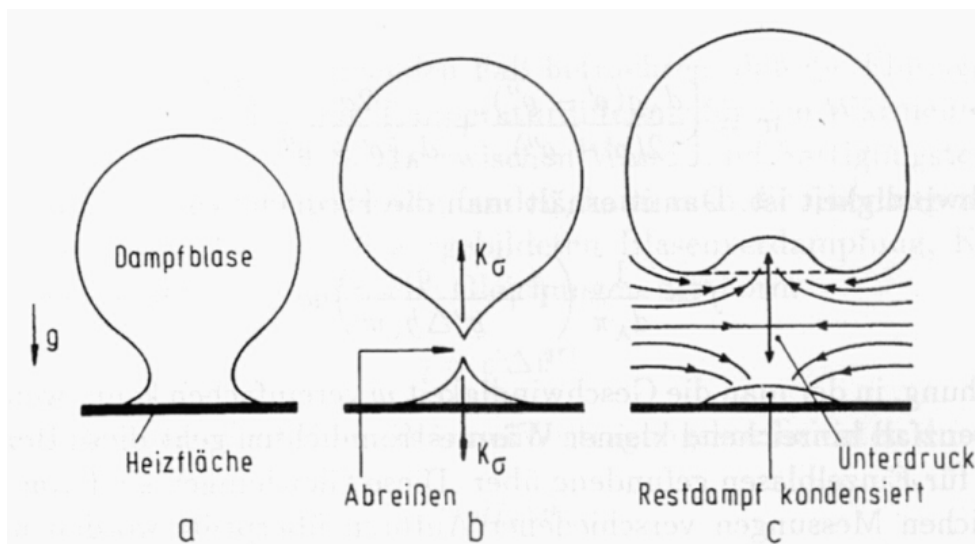


Abbildung 6.28: Grafische Darstellung des Ablösevorgangs aus [Bae_98]

Teilweise erfolgt die Kondensation unvollständig und es bleibt ein kleiner Dampfrest in der Vertiefung zurück. In diesem Fall bedarf es nur einer geringeren Überhitzungstemperatur, um

den nächsten Blasenzyklus zu aktivieren, was sich in einer kürzeren Wartezeit widerspiegelt. Die Wahrscheinlichkeit für eine unvollständige Kondensation des Dampfrestes steigt mit dem Blasendurchmesser der Blase an. Die Wärmemenge jedoch, die der Heizfläche beim Blasenwachstum entzogen wird, korreliert mit der Größe der Dampfblasen und es bedarf, wie bereits oben erwähnt, bei größeren Blasen einer längeren Wartezeit für die Aktivierung der nächsten Keimbildung. Damit sind zwei gegenläufige Mechanismen, die je nach Versuchsanordnungen oder Versuchsparametern dominant sind, zeitgleich vorhanden und für die Wartezeit verantwortlich. Für diese Vorstellung sprechen die Ergebnisse von Sultan, wonach bei geringeren Unterkühlungstemperaturen die Dampfreste nicht vollständig, bei höheren dagegen schon vollständig kondensieren. Für die hier präsentierten Ergebnisse dominiert demnach die vollständige Kondensation des Dampfrestes mit kompletter Benetzung der Keimstelle, so dass im Wesentlichen die Wärmeleitung für die Wartezeit verantwortlich ist.

7 Zusammenfassung und Diskussion

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss mehrerer Versuchsparameter auf das Erscheinungsbild des partiellen und ausgebildeten Siedeprozesses beim unterkühlten Strömungssieden mit optischen Messverfahren untersucht. Der Schwerpunkt dieser Studie lag in der Entwicklung und Anwendung neuer, automatisierter Mess- und Analysemethoden, die einerseits die Quantifizierung des Blasenverhaltens hinsichtlich bekannter Parameter erlauben und andererseits die charakteristischen Zeit- und Längenskalen des chaotisch erscheinenden Siedeprozesses extrahieren können. Mit der vollkommen neuartigen Betrachtungsweise dieser Arbeit konnte erstmals für die Beschreibung des Blasenverhaltens am Beispiel des untersuchten Siedevorgangs eine statistisch gesicherte Basis bereitgestellt werden.

Die Untersuchungen wurden an einer Anlage für das Versuchsfluid Wasser bei atmosphärischem Druck durchgeführt. Die Messstrecke besteht aus einem horizontalen, rechteckigen Kanal, dessen beheizte Fläche von einem schmalen Kupferstreifen gebildet wird. Bei der Auslegung wurde besonderer Wert auf gute optische Zugänglichkeit gelegt, da hauptsächlich nicht-invasive, optische Messverfahren zum Einsatz kamen. So konnte der Siedeprozess auf der Heizfläche von drei Seiten beleuchtet und beobachtet werden. Die Notwendigkeit von Bildern hoher optischer Qualität für eine automatisierte Auswertung limitiert derzeit noch die Untersuchung auf einen Teilbereich entlang der Siedekurve. Es stellte sich heraus, dass diese Bedingungen insbesondere beim partiellen Sieden gut erfüllt sind. Anhand Abbildung 2.2 kann man jedoch erkennen, dass das konvektive Sieden wesentlich größere Bereiche umfasst. Für die technische Anwendung sind Untersuchungen in der Nähe der kritischen Wärmestromdichte mit sehr hohen Wärmeübergangskoeffizienten zwar interessanter, für das physikalische Verständnis des Siedeprozesses sind jedoch auch Untersuchungen bei geringerer Heizflächenbelastung nützlich.

In den Experimenten wurden die Massenstromdichte (zwischen 250 bis 2000 $kg/(m^2s)$), die Wärmestromdichte (0,20 bis 1,08 MW/m^2) sowie die Unterkühlung ($T_{sub} = 10, 20, 30 K$) variiert. Die dazugehörigen Siedemuster wurden dabei an drei verschiedenen Positionen entlang der Heizfläche einerseits mit einer digitalen Hochgeschwindigkeitskamera (Bildaufnahme rate 9000 B/s) und andererseits mit einer hochauflösenden digitalen Einzelbildkamera erfasst. Somit konnten umfangreiche Bilddaten für die spätere Verarbeitung und Auswertung

aufgezeichnet werden. Die Particle Image Velocimetry (PIV) wurde zur Messung der ein- und zweiphasigen Strömungsgeschwindigkeiten im Kanal eingesetzt.

Zur Charakterisierung der Strömung über dem Heizer wurde das Geschwindigkeitsprofil der einphasigen Strömung normal und parallel zur Strömungsrichtung gemessen. Die Messergebnisse zeigen, dass die im Kanal vorherrschende Strömung einer glatten Rohrströmung bei hohen Reynolds-Zahlen entspricht, die mit den Prandtlschen Widerstandsgesetz beschrieben werden kann. Mittels einer höhenverstellbaren Temperatursonde wurde das Temperaturprofil der Kanalströmung bestimmt. Auch hier wurden die turbulenten Gesetzmäßigkeiten gefunden.

Die Auswertung der umfangreichen experimentellen Bilddaten mit dem Ziel einer detaillierten Statistik des Siedevorgangs erforderte die Bereitstellung automatisierter Bildverarbeitungs- und Bildanalysealgorithmen. Der Vorteil liegt in einer einfachen Auswertung vieler Blasenzyklen (ca. 1 Million Blasen wurden in dieser Studie ausgewertet), während bei früheren Aufnahmen mittels der Hochgeschwindigkeitsfotographie die Blasen rein manuell durch visuelle Beobachtung ausgewertet wurden. Die daraus gewonnenen Ergebnisse beruhten auf einer zu schmalen Datenbasis um von der Interpretation durch die auswertende Person unabhängig zu sein.

Mit den neu entwickelten Einzelbildalgorithmen konnten die Keimstellendichte, die Blasengrößenverteilung und das Dampfvolumen auf der Heizfläche gemessen werden, während aus der neuartigen Bildfolgenanalyse die statistischen Kenngrößen der Blasenlebensdauer, der Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen, der Blasenablösewahrscheinlichkeit sowie der zeitlich gemittelten Dampfverteilung im Profil über der Heizfläche gewonnen wurden. Um systematische Fehler bei der automatisierten Untersuchung zu vermeiden, müssen die Blasen auf den Bildern eindeutig erkennbar sein. Diese Tatsache reduziert bis heute das mögliche Untersuchungsgebiet auf das partielle Blasensieden und den unteren Bereich des voll ausgebildeten Siedens unterkühlter Flüssigkeiten.

Mittels der Methode der zweidimensionalen Kreuzkorrelation konnte aus den Hochgeschwindigkeitsbildfolgen die mittlere Phasengrenzflächengeschwindigkeit, die eine Mittelung unterschiedlicher Transportprozesse wie beispielsweise die zeitliche Abfolge des Blasenwachstums und der Blasencondensation, der Ablösevorgang und die Blasendrift darstellt, im Wandabstand von 0,4 bis 1,5 *mm* bestimmt werden. Durch Anwendung der Fourier-Transformation auf die Bilddaten wurde der aufgezeichnete Siedevorgang nach regelmäßigen Strukturen und periodisch wiederkehrende Vorgänge untersucht. Die Auflösung der verwen-

deten Hochgeschwindigkeitskamera (eine Pixelreihe enthält 256 Bildpunkte) und die Anzahl der speicherbaren Bilder (Bildspeicher für 1024 Einzelbilder) beschränkten die Genauigkeit der Resultate nach der Fourier-Transformation. Durch die rasante Entwicklung im Bereich optischer Aufnahmemethoden dürfte allerdings diese Einschränkung für zukünftige Kamerasysteme nicht mehr zutreffen.

Die Auswertung aller durchgeführten Experimente ergab im Gegensatz zum Stand der Literatur, dass die Blasen nicht durch eine charakteristische Größe beschrieben werden können. Unabhängig vom gewählten Versuchsparameter wurde nämlich stets ein breites Spektrum der Blasengrößenverteilungen beobachtet. Aufgrund dieser großen Spreizung ist eine Mittelung der charakteristischen Blasenparameter aus allen beobachteten Blasen nicht aussagekräftig und die Darstellung dieser Ergebnisse nur mittels Verteilungsfunktionen sinnvoll.

Die hier erzielten Ergebnisse bestätigen im Wesentlichen die Beobachtungen und Modellvorstellungen anderer Autoren. So wurde beispielsweise mit steigender Massenstromdichte die Abnahme des Dampfanteils, der Keimstellendichte, der Blasenlebensdauer und der Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen beobachtet. Erstmals konnte jedoch mit der hier entwickelten Methodik aus einer breiten Datenbasis auch eine Blasenablösewahrscheinlichkeit sowie die Restlebensdauer der Blasen nach dem Ablösen von der Heizfläche gemessen werden.

Die in dieser Arbeit erstmalig durchgeführten PIV Messungen in einer zweiphasigen Strömung mit Blasensieden zeigen, wie mit zunehmender Siedeaktivität und Blasengröße die wandparallele Geschwindigkeitskomponente des Strömungsprofils beeinflusst wird. Diese ist stets kleiner als die entsprechende Geschwindigkeitskomponente der einphasigen Strömung. Auch steigt die wandnormale Geschwindigkeitskomponente mit zunehmender Siedeaktivität und Blasengröße stark an und erreicht im Falle geringer Massenstromdichten einen Betrag von bis zu 60 % der Größe der Kernströmung.

Durch die Messung der Geschwindigkeitsprofile der Phasengrenzflächen aus der Bildfolgenanalyse und denen der flüssigen Phase aus den PIV Messungen gelang es in dieser Arbeit zum ersten Mal, das Verhältnis dieser Größen in Abhängigkeit der Versuchsparameter ortsaufgelöst zu quantifizieren. Es zeigte sich, dass die mittleren Phasengrenzflächengeschwindigkeiten für kleine Massenstromdichten oder geringe Unterkühlung oder bei hohen Wärmestromdichten deutlich höher sind als die der flüssigen Phase, während sie sich im umgekehrten Fall (zunehmende Massenstromdichte oder Unterkühlung bzw. abnehmende Wärmestromdichte) sukzessiv annähern. Allerdings ist die Interpretation über die physikalische Bedeutung dieser

Ergebnisse nicht ganz einfach, da sich diese, wie bereits erwähnt, aus einer Mittelung mehrerer parallel ablaufender Vorgänge während des Blasensiedens zusammensetzen.

Als Fazit dieser Arbeit ist festzustellen, dass die hier neu entwickelte Mess- und Analysemethodik der digitalen Bildfolgenanalyse ein großes Potential im Vergleich zu herkömmlichen Auswerteverfahren bietet. Derzeit ist zwar das Untersuchungsgebiet noch auf Teilbereiche des Siedens beschränkt, durch eine Weiterentwicklung dieses Verfahrens sollten jedoch auch andere Bereiche untersucht werden können. Zudem ist die Auswahl an mathematischen Methoden bei weitem noch nicht ausgeschöpft. Insbesondere wird hier auf die neuen Untersuchungsmethoden mittels „Wavelet“ Algorithmen hingewiesen, deren Einsatz sich bereits bei anderen Forschungsthemen bewährt hat.

Für das physikalische Verständnis des Siedeprozesses zeigen die vorgestellten Ergebnisse im Vergleich mit den Angaben anderer Autoren im Wesentlichen gute Übereinstimmung. Gelegentlich wurden auch konträre Tendenzen beschrieben, welche sich meist aus den teilweise doch stark unterschiedlichen Apparaturanordnungen und Versuchsparametern ergeben und sich deshalb auch erklären lassen. Durch diese Studie wurde eine zusätzliche, umfangreiche Datenbasis geschaffen, die zur Validierung und Optimierung von Modellvorstellungen zum Blasensieden und zur zukünftigen Erstellung numerischer Mehrphasen-Codes geeignet ist.

8 Literaturverzeichnis

- [Abd_72] Abdelmessih A.H., Hooper F.C., Nangia S.: Flow Effects on Bubble Growth and Collapse in Surface Boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 115-125, 1972.
- [Aki_74] Akiyama M., Tachibana F.: Motion of Vapor Bubbles in Subcooled Heated Channel, *Bulletin of the JSME*, Vol. 17, No. 104, 1974.
- [Bae_98] Baehr H.D., Stephan K.: Wärme- und Stoffübertragung, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [Bar_01] Barthau G., Hahne E.: Nucleate pool boiling of R134a on a gold-plated copper test tube, *Proc. Conf. of Thermophysical Properties and Transfer Processes of New Refrigerants*, Session B5, Paderborn, Germany, 2001.
- [Bar_92] Barthau G.: Active nucleation site density and pool boiling heat transfer.- An experimental study. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, No. 2, pp. 271-278, 1992.
- [Bart_01] Bartscher C.: Einfluss der Schwerkraft auf das dynamische Verhalten von Fluiden in der Umgebung des kritischen Punkts, *Diss. TU München*, 2001.
- [Bee_68] Beer H., Durst F.: Mechanismen der Wärmeübertragung beim Blasensieden und ihre Simulation, *Chemie-Ing.-Technik*, Bd. 40, H. 13, pp. 632-638, 1968.
- [Ber_64] Bergles A.E., Rohsenow W.M.: The determination of forced-convection surface boiling heat transfer, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 86, pp. 365-372, 1964.
- [Bhu_01] Bhunia A.: Flow and temperature fields around a bubble on heated wall of a flowing liquid channel under normal and microgravity conditions, *PhD Thesis Case Western Reserve Univ.*, 2001.
- [Bib_93] Bibeau E.: Void Growth in Subcooled Flow Boiling For Circular and Finned Geometries for Low Values of Pressure and Velocity, *PhD Thesis Univ. of British Columbia*, 1993.
- [Bjo_82] Bjorge R.W., Hall G.R., Rohsenow W.M.: Correlation of forced convection boiling heat transfer data, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 25, pp. 753-757, 1982.
- [Bow_62] Bowring R.W.: Physical model based on bubble detachment and calculation of steam voidage in the subcooled region of a heated channel, *OECD Halden Reactor Project Report*, HPR-10, 1962.
- [Bri_88] Brigham E. O.: The Fast Fourier Transform and its Applications. Englewood Cliffs, NJ- Prentice Hall, 1988.

- [Car_92] Carey V.P., Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena, *Hemisphere Publishing Corporation*, New York, NY, 1992.
- [Carr_92] Carrica P.M., Moraga F., Clause A.: Measurements of Void Fraction Spatial Distribution in Pool Boiling, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 19, pp. 499-405, 1992.
- [Che_66] Chen J.C.: Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *I&EC Process Design and Development*, Vol. 5, pp. 322-329, 1966.
- [Col_96] Collier J.G., Thome J.R.: Convective Boiling and Condensation, third edition, Oxford Science Publications, 1996.
- [Coo_69] Cooper M.G., Lloyd A.J.: The Microlayer in Nucleate Pool Boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 12, pp. 895-913, 1969.
- [Dhi_90] Dhir V.K.: Nucleate and Transition Boiling Heat Transfer under Pool and External Flow Conditions, *Proc. of 9th Int. Heat Transfer Conf.*, 1990.
- [Dix_71] Dix G.E.: Vapor Void Fractions for Forced Convection with Subcooled Boiling at Low Flow Rates, *PhD Thesis Univ. of California*, 1971.
- [Ell_96] Ellepola J.H., McSharry P.E., Kenning D.B.R.: Is nucleate boiling chaotic? (And who cares?), *Proc. Eurotherm Seminar*, No. 48, Pool Boiling, Paderborn, 1996.
- [For_55] Forster H.K., Zuber N.: Dynamics of Vapor Bubbles and boiling Heat Transfer, *AIChE J.*, Vol. 1, No. 4, pp. 531-535, 1955.
- [Fri_32] Fritz W.: Neuere Ergebnisse der Wärmeforschung, *Archiv f. Wärmewirtschaft u. Dampfkesselwesen*, Vol. 13, No. 9, pp. 250-251, 1932.
- [Fri_35] Fritz W.: Berechnung des Maximalvolumens von Dampfblasen, *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 36, pp. 379-384, 1935.
- [Fuj_02] Fujita Y., Bai Q.: Bubble Dynamics and Heat Transfer in Mixture Boiling, *Proc. of 12th Int. Heat Transfer Conf.*, Grenoble, 2002.
- [Goe_00] Görg A.: Auslegung, Konstruktion und Implementierung einer Entgasungsvorrichtung in eine Anlage zur Untersuchung des unterkühlten Blasensiedens, *Studienarbeit am Lehrstuhl für Thermodynamik*, TU München, 2000.
- [Gor_98] Gorenflo D., Luke A., Danger E.: Interaction between Heat Transfer and Bubble Formation in Nucleate Boiling, *Proc. of 11th Int. Heat Transfer Conf.*, Korea, 1998.
- [Gun_50] Gunther F.C., Kreith F.: Photographic Study of Bubble Formation in Heat Transfer to Subcooled Water, *Jet Propulsion Laboratory Rep.*, California Institute of Technology, Progress Rep. 4-120, 1950.

- [Gun_51] Gunther F.C.: Photographic Study of Surface-Boiling Heat Transfer to Water with Forced Convection, *Trans. ASME*, Vol. 73, pp. 115-123, 1951.
- [Han_65] Han Ch.-Y., Griffin P.: The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling - Part I. Bubble Initiation, Growth and Departure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 887-904, 1965.
- [Has_91] Hasan A.: Turbulent Subcooled Boiling and Nonboiling Flow through a Vertical Concentric Annular Channel, *PhD Arizona State Univ.*, 1991.
- [Has_92] Hasan A., Roy R.P., Kalra S.P.: Velocity and temperature fields in turbulent liquid flow through a vertical concentric annular channel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 1455-1467, 1992.
- [Hel_94] Helden (van) W.G.J.: On detaching bubbles in upward flow boiling, *PhD TU Eindhoven*, 1994.
- [Het_01] Hetsroni G., Zakin J.L., Lin Z., Mosyak A., Pancallo E.A., Rozenblit R.: The effect of surfactants on bubble growth, wall thermal patterns and heat transfer in pool boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 44, No.2, pp. 485-497, 2001.
- [Het_82] Hetsroni G.: Handbook of multiphase systems, *Hemisphere Publishing Corporation*, Washington, 1982.
- [Hoe_02] Höhmann C., Stephan P.: Microscale temperature measurement at an evaporating liquid meniscus, pp. 157-162, *J. Ex. Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, Issues 2-4, pp. 157-162, 2002.
- [Hoh_97] Hohl R., Auracher H., Blum J., Marquardt W.: Identification of Liquid-Vapor Fluctuations Between Nucleate and Film Boiling in Natural Convection, *Convective Flow on Pool Boiling Conference*, Irsee, Germany, 1997.
- [Hol_95] Hollas J. M.: Moderne Methoden in der Spektroskopie. *Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft*, Braunschweig-Wiesbaden, 1995.
- [Hue_01] Hülß T.: Einsatzmöglichkeiten der laserinduzierten Fluoreszenz zur Untersuchung der Blasendynamik im Bereich des unterkühlten Strömungssiedens, *Studienarbeit am Lehrstuhl für Thermodynamik*, TU-München, 2001.
- [Inc_96] Incropera F.P., DeWitt D.P.: Fundamentals of Heat and Mass Transfer, *John Wiley and Sons*, 1996.
- [Jae_97] Jähne B.: Digitale Bildverarbeitung, Springer-Verlag Berlin, 1997.
- [Jak_31] Jakob M., Fritz W.: Versuche über den Verdampfungsvorgang, *Forschung auf d. Geb. d. Ingenieurwes.*, Vol. 2-12, pp. 435-447, 1931.

- [Kan_01] Kandlikar S.G.: Fundamental Issues Related to Flow Boiling in Minichannels and Microchannels, *Proc. 5th World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, Vol. 1, pp. 129-146, 2001.
- [Kan_95] Kandlikar S., Mizo V., Cartwright M.: Investigation of bubble departure mechanism in subcooled flow boiling of water using high-speed photography, *Convective Flow Boiling Conf.*, Banff, Canada, 1995.
- [Kan_97] Kandlikar S.G., Marlin M.P.: Further Developments in Predicting Subcooled Flow Boiling Heat Transfer, *Proc. of the Convective Flow and Pool Boiling Conf.*, Irsee, 1997.
- [Kan_99] Kandlikar S.G., Shoji M., Dhir V.: Handbook of Phase Change - Boiling and Condensation, *Taylor and Francis*, 1999.
- [Ken_96] Kenning D.B.R., Yan Y.: Pool boiling heat transfer on a thin plate: features revealed by liquid crystal thermography, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 3117-3137, 1996.
- [Kla_93] Klausner J.F., Mei R., Bernhard M., Zeng L.Z.: Vapour bubble departure in forced convection boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 3, pp. 651-662, 1993.
- [Kng_01] Kang S., Patil B., Zarate J.A., Roy R.P.: Isothermal and heated turbulent upflow in a vertical annular channel-Part I. Experimental measurements, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 1171-1184, 2001.
- [Kut_79] Kutaletadze S.S.: Heat transfer theory fundamentals, Moskau, 1979.
- [Lab_60] Labuntsov D.A.: Generalized correlations for liquid nucleate boiling heat transfer, *Teploenergetika*, No. 5, pp. 76-84, 1960.
- [Lah_78] Lahey R.T.Jr.: A mechanistic subcooled boiling model, *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 1, pp. 293-297, 1978.
- [Lev_67] Levy S.: Forced convection subcooled boiling-prediction of vapor volumetric fraction, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 10, pp. 951-965, 1967.
- [Lia_89] Liaw S.P., Dhir V.K.: Void Fraction Measurements during Saturated Pool Boiling of Water on Partially Wetted Vertical Surfaces, *J. Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 731-738, 1989.
- [Liu_91] Liu Z., Winternton R.H.S.: A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 2759-2766, 1991.
- [Luc_00] Lucic A.: Numerische Simulation von Strömungen mit Phasenwechsel, *Abschlussbericht des 1. Bewilligungszeitraums des SFB 438*, TU München, 2000.
- [Luc_02] Lucic A.: Persönliche Mitteilung, *TU München*, 2002.

- [Luk_01] Luke A., Danger E., Gorenflo D.: Size distribution of active and potential nucleation sites on horizontal evaporator tubes, *Proc. Conf. of Thermophysical Properties and Transfer Processes of New Refrigerants*, Session B5, Paderborn, Germany, 2001.
- [Luk_02] Luke A.: Thermo- und Fluidodynamik beim Sieden – Zusammenhang der Oberflächenstrukturen, Verdampfung und Wärmeübertragung, *Habil Univ. Paderborn*, 2002.
- [Luk_99] Luke A.: Persönliche Mitteilung, *WKT, Univ. Paderborn*, 1999.
- [Ma_98] Ma Y.: Forced Convection Boiling Heat Transfer in Terrestrial and Microgravity Environments, *PhD Thesis Washington State Univ.*, 1998.
- [Man_01] Mann M.: Ein Mikrozonenmodell zur Beschreibung der Blasenbildung und des Wärmeübergangs beim Sieden, *Fortschritt-Berichte des VDI*, Reihe 3, No. 708, 2001.
- [Mar_00] Maruyama S., Kimura T.: A Molecular Dynamics Simulation of a Bubble Nucleation on Solid Surface, *Int. J. Heat & Technology*, Vol. 18, pp. 69-74, 2000.
- [Mar_96] Marek R.: Einfluss der thermokapillarer Konvektion und inerter Gase beim Blasensieden in unterkühlter Flüssigkeit, *Diss. TU München*, 1996.
- [Mar_97] Marie J.L., Moursali E., Tran-Cong S.: Similarity Law and Turbulence Intensity Profiles in a Bubbly Boundary Layer at Low Void Fractions, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 23, pp. 227-247, 1997.
- [Mat_01] Mathworks: Tutorial for the Image Processing Toolbox, Mathworks, Inc., 2001.
- [Mau_00] Maurus R., Hermanson K.H., Sattelmayer T.: Measurements of the Bubble Behaviour and the Phase Boundary Velocity in Subcooled Flow Boiling, *Proc. 3rd European Thermal-Sciences Conf.*, Vol. 2, pp. 719-724, 2000.
- [Mau_01] Maurus R., Sattelmayer T.: Bubble Behaviour and Phase Boundary Velocity in Subcooled Flow Boiling using High Speed Cinematography and Novel Digital Imaging Analysis, *Proc. Conf. of Thermophysical Properties and Transfer Processes of New Refrigerants*, Session B5, Paderborn, 2001.
- [Mau_02] Maurus R., Ilchenko V., Sattelmayer T.: Study of the bubble characteristics and the local void fraction in subcooled flow boiling using digital imaging and analysing techniques, *J. Exp. Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, Issues 2-4, pp. 147-155, 2002.
- [May_82] Mayinger F.: *Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen*, Springer-Verlag, 1982.
- [Mca_49] McAdams W.H., Kennel W.E., Minden C.S., Carl R., Picornell P., Dew J.E.: Heat Transfer at High Rates to Water with Surface Boiling, *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 41, No. 9, pp. 1945-1953, 1949.

- [Mit_02] <http://www.media.mit.edu/>
- [Mit_83] Mitrovich J.: Das Abreißen von Dampfblasen an festen Heizflächen, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 26, pp. 955-963, 1983.
- [Nis_98] Nishio S., Gotoh T., Nagai N.: Observation of boiling structures in high heat-flux boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 3191-3201, 1998.
- [Nor_80] Nordmann D.: Temperatur, Druck, und Wärmetransport in der Umgebung kondensierender Blasen, *Diss. Univ. Hannover*, 1980.
- [Nor_81] Nordmann D., Mayinger F.: Temperatur, Druck und Wärmetransport in der Umgebung kondensierender Blasen, *VDI-Forschungsheft 605*, 1981.
- [Phi_94] Philip O.G., Schmidl W.D., Hassan Y.A.: Development of a high speed partical image velocimetrie using fluorescent tracers to study the bubble collapse, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 149, pp. 375-385, 1994.
- [Pol_00] Polifke W., Sander H.: Wärmetransportphänomene, Wärme- und Stoffübertragung, *Skript zur Vorlesung am Lehrstuhl für Thermodynamik, TU-München*, 2000.
- [Poo_01] Poon T.C., Banerjee P.P.: Contemporary Optical Image Processing with MATLAB, *Elsevier Science*, 2001.
- [Pro_01] Prodanovic V.: Bubble Behaviour in Subcooled Flow Boiling at Low Pressures and Flow Rates, *PhD Thesis Univ. of British Columbia*, 2001.
- [Raf_98] Raffel M., Willert C., Kompenhans J.: Partical Image Velocimetry, Springer-Verlag, 1998.
- [Rho_95] Rhodius M.: Technische Dokumentation Tropfenabscheidung, Firma Max Rhodius GmbH, Weißenburg, 1995.
- [Roh_51] Rohsenow W.M., Clark J.A.: A Study of the Mechanism of Boiling Heat Transfer, *Trans. ASME*, Vol. 73, pp. 609-620, 1951.
- [Roh_52] Rohsenow W.M.: A Method of Correlating Heat-Transfer Data for Surface Boiling of Liquids, *Trans. ASME*, Vol. 74, pp. 969-976, 1952.
- [Schl_82] Schlichting H.: Grenzschicht-Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1982.
- [Schr_97] Schröder J.J.: Wärmeübertragung beim unterkühlten Sieden, Kap. Hba, *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Verlag, Vol. 8, 1997.
- [Sha_77] Shah M.M.: A general correlation for heat transfer during sub-cooled boiling in pipes and annuli, *Trans. ASHRAE.*, Vol. 83, pp. 202-217, 1977.
- [Sny_68] Snyder N.W., Robin T.T.Jr.: Mass Transfer Model in Subcooled Nucleate Boiling, *ASME Paper*, 68-HT-51, 1968.

- [Soi_98] Soille P.: Morphologische Bildverarbeitung, 3 Auflage, Springer-Verlag Berlin, 1998.
- [Spi_94] Spindler K.: Flow boiling, Proc. *10th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 1, pp. 349-368, 1994.
- [Sta_91] Staengl G.: Volumetrischer Dampfgehalt und Druckverlust bei unterkühltem Sieden, *Diss. TU München*, 1991.
- [Ste_97] Steiner D.: Strömungssieden gesättigter Flüssigkeiten, Kap. Hbb, *VDI-Wärmeatlas, VDI-Verlag*, Vol. 8, 1997.
- [Ste_94] Stephan P., Hammer J.: A New Model for Nucleate Boiling Heat Transfer, *Wärme- u. Stoffübertragung*, Bd. 30, H. 2, pp. 119-125, 1994.
- [Str_01] Straub J.: Boiling Heat Transfer and Bubble Dynamics in Microgravity, *Advances in Heat Transfer, Academic Press*, Vol. 35, 2001.
- [Str_93] Straub J., Zell M., Vogel B.: What We learn from Boiling under Microgravity, *Microgravity Sci. Technology*, Vol. 6, pp. 239-247, 1993.
- [Stu_99] Sturgis J., Mudawar I.: Critical heat flux in a long, curved channel subjected to concave heating, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 3831-3848, 1999.
- [Sul_78] Sultan M., Judd R.L.: Spatial Distribution of Active Sites and Bubble Flux Density, *Trans. ASME*, Vol. 100, 1978.
- [Tho_97] Thorncroft G.E.: Heat Transfer and Vapor Bubble Dynamics in Forced Convection Boiling, *PhD Thesis Univ. of Florida*, 1997.
- [Tie_62] Tien C.L.: A Hydrodynamic Model for Nucleate Pool Boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 5, pp. 533-540, 1962.
- [Tok_01] Tokumasu T., Kamijo K., Oike M., Matsumoto Y.: Molecular Dynamics Study of the Nucleation of Bubble. *Presented at CAV 2001: Fourth International Symposium on Cavitation*, California Institute of Technology, Pasadena, CA USA, 2001.
- [Tol_70] Tolubinsky V.I., Kostanchuk D.M.: Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling, *4th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol. 5, 1970.
- [Tru_99] Truckenbrodt E.: *Fluiddynamik*, Band 2, Auflage 4, Springer-Verlag, 1999.
- [Val_85] Del Valle M.V., Kenning D.B.: Subcooled flow boiling at high heat flux, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 28, pp. 1907-1920, 1985.
- [Vog_94] Vogel B.: Analyse der Energieströme beim Sieden unter Schwerelosigkeit, *Diss. TU München*, 1994.

- [Was_01] Wasekar V.M., Zhang J., Manglik R.M.: Experimental Investigation of Dynamic and Equilibrium Surface Tension Characteristics of Aqueous Surfactant Solutions, *Proc. 5th World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Thessaloniki*, pp. 1245-1250, 2001.
- [Whi_74] White F.M.: Viscous fluid flow, Verlag McGraw-Hill, Düsseldorf, 1974.
- [Yag_96] Yagov V.V.: The principal mechanisms for boiling contribution in flow boiling heat transfer, *Convective Flow Boiling, Ed. John C. Chen. Taylor & Francis*, pp. 175-180, 1996.
- [Yin_00] Yin C.-P., Yan Y.-Y., Lin T.-F., Yang B.-C.: Subcooled Flow Boiling Heat Transfer of R-134a and Bubble Characteristics in a Horizontal Annular Duct, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 1885-1896, 2000.
- [Zei_96] Zeitoun O., Shoukri M.: Bubble behaviour and mean diameter in subcooled flow boiling, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 110-116, 1996.
- [Zel_91] Zell M.: Untersuchung des Siedevorgangs unter reduzierter Schwerkraft, *Diss. TU München*, 1991.
- [Zen_93] Zeng L.Z., Klausner J.F., Bernhard D.M., Mei R.: A unified Model for the Prediction of Bubble Detachment Diameters in Boiling Systems - II. Flow Boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 9, pp. 2271-2279, 1993.

