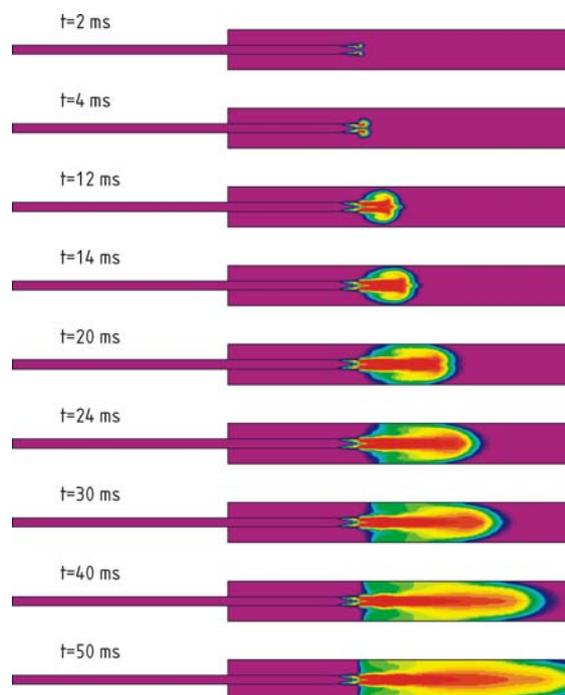


Transiente Druckfelder in zweiphasigen Strömungen



Senada Maksic

November 2003

Dissertation

Universität Hannover

Transiente Druckfelder in zweiphasigen Strömungen

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieurin

genemigte
Dissertation
von

Dipl.-Ing. Senada Maksic
Geboren am 04.06. 1969 in Ljubuski

2003

1. Referent: Prof. Dr. Ing. Dieter Mewes

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. E. h. Franz Mayinger

Vorsitz der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume

Tag der Promotion: 03. 03. 2003

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Hannover.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Professor Dr.-Ing. Dieter Mewes für die großzügige Förderung der Arbeit, das mir entgegengebrachte Vertrauen und die stete Diskussionsbereitschaft, der ich viele wertvolle Anregungen verdanke.

Dem Professor Dr.-Ing. E. h. Franz Mayinger bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats und dem Professor Dr.-Ing. Jörg Seume für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Meinen Kollegen danke ich für die gemeinsame Zeit am Institut und für die vielen wertvollen Diskussionen. Den von mir betreuten Studenten danke ich für die engagierte Mitarbeit und ihren Beitrag am Zustandekommen dieser Arbeit. Allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts danke ich für Ihre organisatorische Hilfe und Unterstützung.

Der Gesellschaft für Reaktorsicherheit und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Förderung dieser Arbeit.

Hannover, im Mai 2003

Senada Maksic

Kurzfassung

Senada Maksic

Transiente Druckfelder in zweiphasigen Strömungen

Für den sicheren Betrieb von Kernkraftwerksanlagen ist die Vorhersage der thermo- und fluiddynamischen Vorgänge in den Anlagekomponenten mit Hilfe experimentell überprüfter theoretischer Methoden wesentlich, da hiermit gefährliche Betriebszustände erkannt werden können. Daher werden hypothetische Störfälle in Kernreaktoren mit dem Einsatz von immer aufwändigeren numerischen Methoden und Techniken untersucht. Die Entstehung, Ausbreitung und Dämpfung von Druckstößen, die einem Störfall folgen, kann durch ein mehrdimensionales Formulieren der Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie für komplexere Apparate berechnet werden. Insbesondere ist für zweiphasig durchströmte Rohrleitungsnetze und Apparate eine mehrdimensionale Abbildung der Phasengrenzfläche bedeutsam, da hiermit auch die Vorgänge mit asymmetrischer Phasenverteilung berechnet werden können.

Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit werden mit dem Einsatz von numerischer Strömungssimulation die Störfälle in einem Druckwasserreaktor untersucht, bei welchen es aufgrund eines gestörten thermodynamischen Gleichgewichts zum Phasenwechsel kommt. Nach einem Rohrversagen tritt infolge der Wasserüberhitzung die Entspannungsverdampfung auf. Die Druckentlastungswellen werden durch die sich entwickelnde Dampffront in ihrer Ausbreitung gestört. Der verdampfende Massenstrom wird in Abhängigkeit des thermischen Nichtgleichgewichts in Form von Wasserüberhitzung berechnet.

Der Kontakt von unterkühlter Flüssigkeit mit dem Dampf führt im Fall der ECC (Emergency core cooling) Einspeisung oder beim Fluten einer mit Dampf gefüllten Leitung zur schlagartigen Kontaktkondensation. Der kondensierende Massenstrom wird in Abhängigkeit des thermischen Nichtgleichgewichts in Form von Wasserunterkühlung berechnet. Wärme- und Stoffaustausch werden durch die turbulenten Schwankungsbewegungen intensiviert. Daher wird der kondensierende Massenstrom als eine Funktion der turbulenten Mikrostrukturen in Grenzflächennähe berechnet. Hierfür wird die Turbulenz mit dem k - ϵ Modell beschrieben. Es wird gezeigt, dass die Intensität der kondensationsbedingten Druckstöße, sowie ihre Ausbreitung, im Wesentlichen von der Phasengrenzfläche bestimmt werden.

Stichworte: Transiente Druckfelder, numerisches Berechnen, thermisches Nichtgleichgewicht, Rohrversagen, Entspannungsverdampfung, direkte Kontaktkondensation

Abstract

Senada Maksic

Transient pressure fields in two-phase flows

The prediction of the thermodynamical and fluidodynamical phenomena with theoretical models, which are proofed by experiments is fundamental for safety operating of the nuclear power plants. Therefore hypothetical accidents in nuclear power plants are calculated with always more detailed numerical methods and techniques. The propagation of the pressure waves following an accident could be calculated for more complicated geometries of apparatus, if the transport equations for mass, momentum and energy are formulated multi-dimensionally. Especially for the two-phase flow it is important to resolve the distribution of the phases not only in one dimension. Thus it is possible to calculate flows with a non-symmetrical interface.

In the present work several accidents in pressurized water reactor are calculated, in which following by the thermodynamical non-equilibrium the phase change is occurring. The pipe breakage results in the fast depressurization, which leads to the flashing flow. The steam generation rate is hereby the function of the thermodynamical non-equilibrium, which is measured with the superheat of water.

The contact of subcooled water with the steam during the ECC (Emergency core cooling) injection or during the flooding of a pipe results in a violent contact condensation of the steam. The condensation rate is calculated as a function of the thermodynamical non-equilibrium, which is in this case measured by the subcooling of the water. The transport of heat and mass over the interface is intensified by the action of the turbulent motion in the vicinity of the interface. According to this the heat transfer coefficient for the direct contact condensation is calculated depending on the turbulent micro structures under the interface. There are resolved with the aid of the $k-\epsilon$ model. It is shown, that the intensity of the water hammer, the propagation and the damping of the pressure waves is determined with the interaction of the pressure waves and the interface.

Keywords: Transient pressure fields , numerical calculation, thermodynamical non-equilibrium, pipe break, flashing flow, direct contact condensation

Inhaltsverzeichnis

1. Formelzeichen	VIII
2. Einleitung	1
3. Stand der Forschung	2
3.1 Druckentlastung und Blasenbildung	2
3.1.1 Berechnung der Entspannungsverdampfung.....	4
3.2 Kontaktkondensation und Fluten.....	10
3.2.1 Kondensationsbedingter Wasserhammer	11
3.2.2 Berechnung der direkten Kondensation	16
3.3 Schallgeschwindigkeit in zweiphasigen Strömungen	21
4. Zielsetzung	23
5. Blasenströmung infolge Entspannungsverdampfung	25
5.1 Das Euler-Euler Modell.....	26
5.1.1 Massenbilanz	27
5.1.2 Impulsbilanz	28
5.1.3 Energiebilanz.....	29
5.1.4 Bilanz der Blasenanzahl	30
5.2 Berechnung des Dampfmassenstroms.....	31

5.3	Berechnung der Keimbildungsrate.....	32
5.4	Berechnung der Phasengrenzfläche.....	36
5.5	Das “Volume of Fluid Model”	38
5.6	Thermodynamische Zustandsgleichungen	40
5.7	Lösungsmethode.....	40
6.	Berechnung der direkten Kondensation	43
6.1	Massen- und Impulsbilanz der Strömung mit direkter Kondensation.....	47
6.2	Berechnung des turbulenten Transportstroms	48
6.3	Rechenmethodik	50
6.4	Stabilität der Lösung	51
7.	Blasenströmung bei Entspannungsverdampfung.....	52
7.1	Berechnung der Strömung durch eine konvergent-divergente Düse.....	52
7.2	Berechnung der Strömung durch eine abrupte Rohrerweiterung.....	60
7.3	Berechnung der Strömung infolge eines Rohrbruchs im Sperrwasserkühler.....	69
8.	Separierte Zweiphasenströmungen mit direkter Kondensation.....	76
8.1	Notkühleinspeisung in den kalten Strang der UPTF Anlage	76
8.2	Fluten einer mit Dampf gefüllten Leitung.....	83
9.	Zusammenfassung.....	89
10.	Literaturverzeichnis.....	91

1. Formelzeichen

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m/s	Schallgeschwindigkeit
A	m	Querschnittsfläche
a_i	m^2/m^3	spezifische Phasengrenzfläche
C_D	-	Widerstandsbeiwert der Blasen
c_p	$\text{kJ}/(\text{kg}/\text{K})$	Spezifische Wärmekapazität
D	m	Rohrdurchmesser
F	-	Reibungskoeffizient
f_{\max}	1/s	Maximale Frequenz der Blasenablösung
F_w	N	Widerstandskraft
F_σ	N	Oberflächenspannungskraft
G	$9,81 \text{ m/s}^2$	Erdbeschleunigung
H	m	Höhe
H	kJ/kg	Spezifische Enthalpie
H	kJ/kg	Totalenthalpie
Δh_{fg}	kJ/kg	Verdampfungsenthalpie
J	$1/(\text{m}^3\text{s})$	Keimbildungsrate
K	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
k	J/K	Boltzmann Konstante $k=1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
L	m	Rohrlänge
\dot{M}	kg/s	Massenstrom
\dot{m}	$\text{kg}/(\text{m}^3\text{s})$	Massenstromdichte
N_b	$1/\text{m}^3$	Anzahldichte der Blasen
N_{KS}	$1/\text{m}^2$	Keimstellendichte
P	Pa	Druck
\dot{q}_i	W/m^2	Wärmestromdichte
R	$\text{kJ}/(\text{kgK})$	Gaskonstante
R_{cr}	m	Kritischer Blasenradius
R_a	m	Blasenablöseradius
R	m	Radius
S		Quellterm für allgemeine Transportgröße Φ
T	s	Zeit
T	K	Temperatur
U	m/s	Geschwindigkeit
u'	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit
V	m^3	Volumen
V	m^3/kg	Spezifisches Volumen
W_{cr}	J	Aktivierungsenergie zur Keimbildung
X	m	Kartesische Koordinate
Δx	m	Gitterweite in x-Richtung
Y	m	Kartesische Koordinate
Δy	m	Gitterweite in y-Richtung

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	-	Volumenanteil
α	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient
Γ	kg/(sm ³)	Volumetrische Massenstromdichte infolge Verdampfung /Kondensation
Δ		Differenz
ε	W/kg	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie
Z	-	Widerstandszahl
η	Pas	Dynamische Viskosität
Θ	s	Kolmogorov Zeitskala Gl. (6.9)
λ	W/(mK)	Wärmeleitfähigkeit
N	m ² /s	Kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
Ξ	m	Umfang
τ	N/m ²	Schubspannung
Φ		Allgemeine Transportgröße

Indices

Zeichen	Bedeutung
0	Anfangswert
Bl	Blase
b, p	Blasen/Pfropfen
D	Dampf
f	Flüssigkeit
h	homogen
I	Phasengrenzfläche
i, n	Ortschritt, Zeitschritt
In, out	Eintritt, Austritt
K	Kern der Strömung
p, w, e	Punkt, west, east
s, sat	Sättigung
T	turbulent
max	maximal
min	minimal
Ü	Überhitzung
W	Wand

Kennzahlen

Kennzahl	Bedeutung
$Gb = \frac{W_{CR}}{k T_f}$	Gibbs-Zahl
$Fr = \frac{u^2}{g D}$	Froude-Zahl
$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda}$	Nusselt-Zahl
$Ja = \frac{C_{pf} \rho_f (T_f - T_s)}{\rho_d \Delta h_{fg}}$	Jakob-Zahl
$Re = \frac{\rho u D}{\mu}$	Reynolds-Zahl

2. Einleitung

In Anlagen der chemischen Industrie, in Kraftwerksanlagen, sowie in Anlagen für den Transport von Gasen und Flüssigkeiten können schnelle Änderungen von Druck oder Temperatur zum thermodynamischen Nichtgleichgewicht führen und einen Phasenwechsel zur Folge haben. Das Nichtgleichgewicht resultiert aus der Trägheit und der begrenzten Fähigkeit von Fluiden den schnellen Änderungen mit der Einstellung von Gleichgewichten zu folgen. So entstehen durch plötzliche Entspannung von Flüssigkeiten nach einem Rohrbruch Druckentlastungswellen, die sich von der Bruchstelle aus mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen. Durch die schnelle Druckabsenkung kann die Sättigungslinie unterschritten werden, so dass die Flüssigkeit überhitzt und der Siedevorgang verzögert wird. Die thermische Energie wird hierbei bis zum Zeitpunkt des Siedebeginns gespeichert und anschließend im Laufe des explosionsartigen Siedevorgangs verbraucht. Diese Art der Verdampfung ist durch eine Expansion des zweiphasigen Volumens gekennzeichnet und wird Entspannungsverdampfung genannt. Analog dazu kann ein plötzlicher Kontakt zwischen unterkühlter Flüssigkeit und Dampf eine schlagartige Kondensation hervorrufen. Dies führt zu einer schnellen Änderung des Drucks, welche sich in Form eines Druckstoßes durch das Strömungssystem ausbreitet.

In beiden dargestellten Fällen ist eine Kopplung zwischen der thermischen und der mechanischen Energie vorhanden. Bei einer erzwungenen plötzlichen Änderung einer Energieform geht diese in die andere solange über, bis durch Prozesse des Phasenwechsels und der Dissipation der Gleichgewichtszustand erreicht ist. Die Energiedissipation wird in einer zweiphasigen Strömung von der Form der Phasengrenzfläche stark beeinflusst. Um den Einfluss der räumlichen Phasenverteilung auf Entstehung, Ausbreitungsgeschwindigkeit und Dämpfung der Druckstöße zu berücksichtigen, ist für die Modellierung der genannten thermofluidodynamischen Vorgänge eine instationäre sowie mehrdimensionale Beschreibung notwendig. Die Transportgleichungen zur Beschreibung der Strömung werden hierfür mit Hilfe des Zweifluidmodells für beide Phasen in einem mehrdimensionalen Koordinatensystem formuliert. Die Massenströme, die im Laufe des thermodynamischen Phasenwechsels ausgetauscht werden, werden in Abhängigkeit des thermischen Nichtgleichgewichts formuliert. Durch das Lösen der Gleichungen ergeben sich die transienten Druckfelder in zweiphasigen Strömungen.

3. Stand der Forschung

Im folgenden Abschnitt wird der Stand der Forschung zu transienten Druckfeldern in zweiphasigen Strömungen mit dispergierten Phasen beschrieben. Insbesondere wird die Literatur zur Blasenströmung infolge einer Entspannungsverdampfung und den daraus resultierenden transienten Druckfeldern kritisch referiert. Der Stand der Forschung auf dem Gebiet transienter Druckfelder in zweiphasigen Strömungen mit Kontaktkondensation wird in Abschnitt 2.2 dargestellt. Zu diesem Thema werden die bekannten experimentellen und theoretischen Ergebnisse kritisch analysiert. In Abschnitt 2.3 wird neben der Geschwindigkeit der Ausbreitung, die Dämpfung von Druckwellen untersucht.

3.1 Druckentlastung und Blasenbildung

Ein Phasenwechsel vom flüssigen in den gasförmigen Zustand (Bild 3.1) kann durch das Erhitzen der Flüssigkeit oder durch das Senken des Drucks herbeigeführt werden. Verläuft die jeweilige Zustandsänderung sehr schnell, kann die Sättigungslinie überschritten werden, ohne dass eine Aktivierung der Siedekeime stattfindet. Das flüssige Wasser wird durch die schnelle Drucksenkung, dargestellt in Bild 3.1, in den thermisch instabilen Zustand 2 gebracht. Die Überhitzung des Wassers im Punkt 2, ist ein Maß für das thermische Nichtgleichgewicht und gleichzeitig das Potenzial zur Bildung der Dampfphase. Die daraus resultierende schnelle Verdampfung erfolgt aus der Tendenz den Gleichgewichtszustand wieder zu erreichen und wird Entspannungsverdampfung genannt.

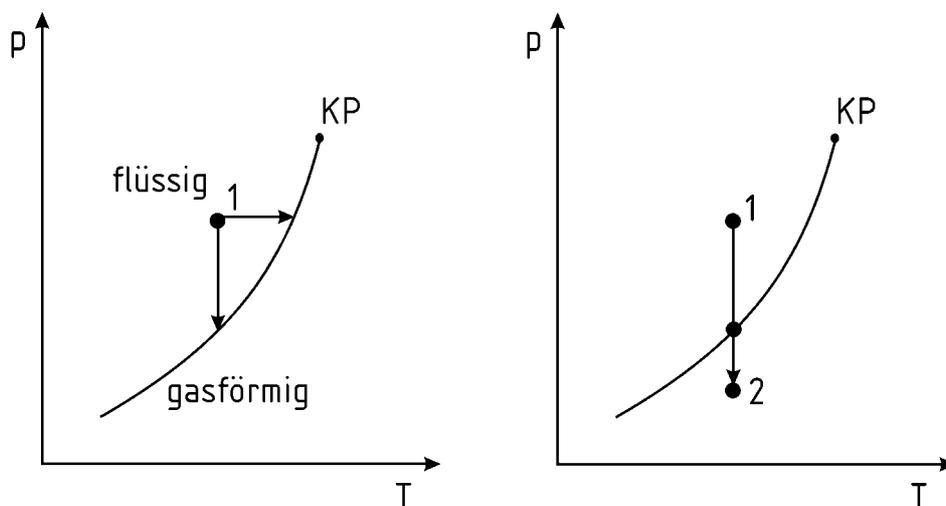


Bild 3.1: P-T Phasendiagramm des Wassers (KP – der kritische Punkt)

In Bild 3.2 ist ein Rohrbruch schematisch dargestellt, der durch das Ansprechen einer Berstscheibe am Ende des Rohres modelliert werden kann. Zum Zeitpunkt $t=0$ ist das Wasser im Rohr unterkühlt, es befindet sich jedoch unter einem höheren Druck und höherer Temperatur als das Wasser im Behälter. Wird die Berstscheibe am Ende des Rohres entfernt, so folgt eine schnelle Druckentlastung und Beschleunigung des Wassers aus dem Ruhezustand. Die schnelle Drucksenkung führt zur Überhitzung des ursprünglich unterkühltes Wassers, wodurch die Siedekeime an der Wand des Rohres oder im Kern der Flüssigkeit aktiviert werden. An stabilen Siedekeimen setzt durch die Wirkung der Überhitzungswärme das Blasenwachstum gefolgt vom Blasenablösen an. Die Blasen werden konvektiv in den Behälter transportiert und werden dort der Wirkung von Druckentlastungswellen ausgesetzt.

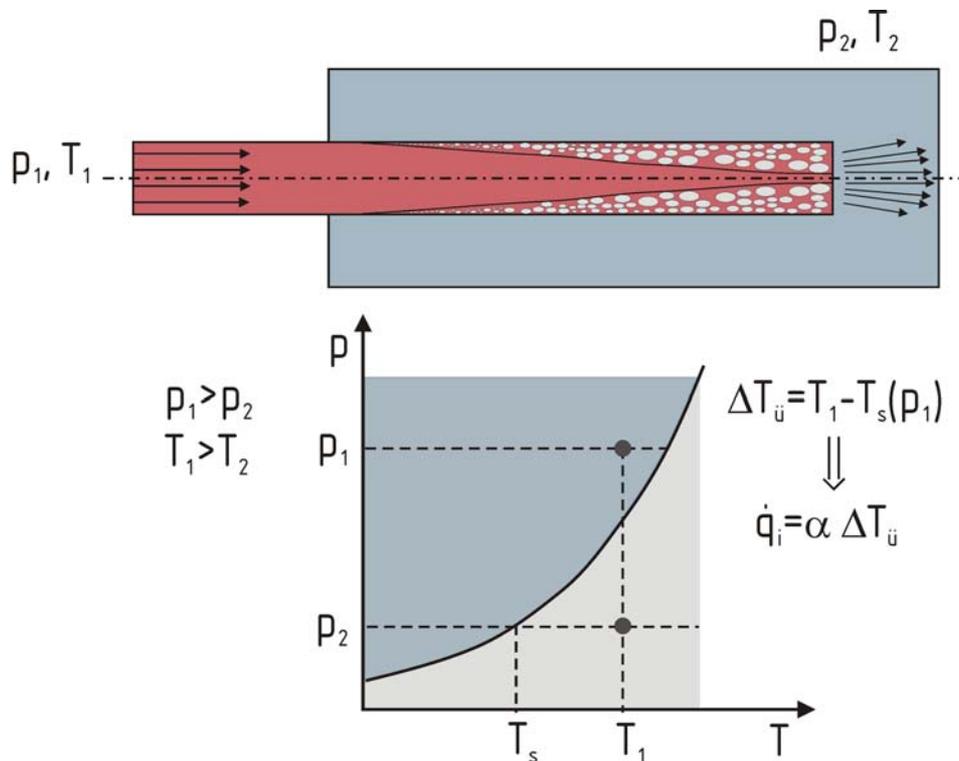


Bild 3.2: Schematische Darstellung von Rohrbruch

Das in Bild 3.2 dargestellte Szenario kann bei Störfällen in Anlagen der chemischen Industrie, in konventionellen Kraftwerken, sowie als sogenannter doppelseitiger Bruch in kerntechnischen Anlagen auftreten. Droht eine chemische Reaktion einen unkontrollierten Verlauf zu nehmen, so wird gezielt eine Druckentlastung des chemischen Reaktors über eine Entlastungsarmatur initiiert [1, 2]. Da der ausströmende Massenstrom nicht größer sein kann als der kritische, muss der Entlastungsquerschnitt entsprechend dimensioniert sein,

um die Integrität des Reaktorbehälters zu garantieren. In der nuklearen Sicherheitstechnik ist es notwendig den ausströmenden Massenstrom nach einem hypothetischen Rohrbruch zu berechnen, um den Integritätsnachweis für den Behälter zu erbringen. Durch plötzliche Entspannung des im Primärkreislauf von Druckwasserreaktoren befindlichen Kühlmittels entstehen nach einem Rohrbruch Druckentlastungswellen, die sich von der Bruchstelle aus mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen und auf das Rohrleitungssystem und die Einbauten mechanische Belastungen ausüben [3]. Es ist daher notwendig die Druck- und die Geschwindigkeitsfelder nach einem hypothetischen Rohrbruch, oder gezielter Druckentlastung zu berechnen.

3.1.1 Berechnung der Entspannungsverdampfung

Der Prozess der Entspannungsverdampfung infolge einer plötzlichen Druckentlastung kann auf numerischem Wege berechnet werden. Hierfür muss im zweiphasigen Strömungsfeld die Bildung und das Wachstum von Blasen möglichst genau beschrieben werden, da diese das Strömungsfeld und somit auch den Druckverlauf beeinflussen. Bekannte Ergebnisse zur Blasenbildung während der Entspannungsverdampfung sind auf theoretischem oder experimentellem Gebiet vorhanden. Nach Katz [4] können durch eine isobare Erhitzung unter Laborbedingungen Temperaturen bis zu 88%-90% der kritischen Temperatur erreicht werden, ohne dass davor die Siedekeime aktiviert werden.

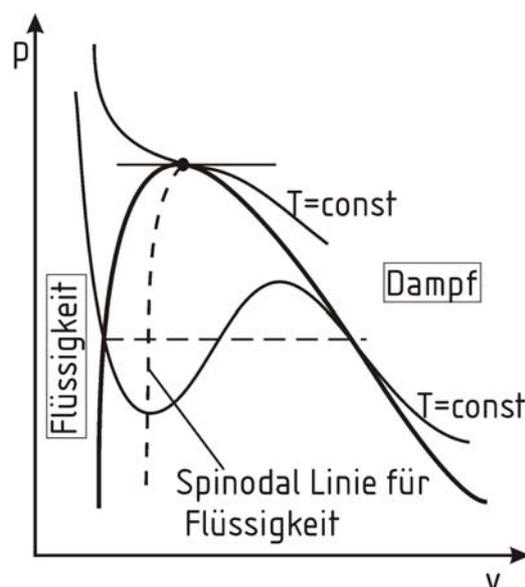


Bild 3.3: Theoretische Grenze für die homogene Keimbildung

Gemäß der kinetischen Theorie der Flüssigkeit [5] liegt die Grenze zur homogenen Keimbildung im p,v -Diagramm an der Spinodallinie im metastabilen Flüssigkeitsbereich. Dies wird tendenziell durch Messungen von Linhard [6] bestätigt. Im p,v -Diagramm (Bild 3.3) ergibt sich die Spinodallinie durch Verbindung der Minima der theoretischen Isothermen ($(\partial p/\partial v)_T = 0$). Homogene Keimbildung findet nur in einer reinen Flüssigkeit allein infolge der thermischen Schwingungen der Moleküle statt. Die anschließende Verdampfung verläuft spontan und stellt ein Gefährdungspotenzial dar.

Bartak [7] führt experimentelle Untersuchungen zum LOCA - Störfall (Loss of Coolant Accident) im Druckwasserreaktor durch. Der Anfangsruck beträgt hierbei 16 MPa und die Temperatur 300° C. Die spontane Dampfentwicklung im Laufe der Druckentlastung führt er auf die homogene Keimbildung zurück, obwohl sich der thermodynamische Zustand des Wassers im metastabilen Bereich weitentfernt von der Spinodallinie befindet. In diesem Fall dürfte daher eine heterogene Keimbildung vorliegen. Als Siedekeime dienen submikrone Festpartikeln oder Gasblasen, die in Flüssigkeit selbst oder in feinen Wandspalten vorzufinden sind (Bild 3.4). In Anwesenheit der Fremdkeime wird die Wirkung der intermolekularen Kräfte im Wasser geschwächt. Die Arbeit gegen die Oberflächenspannungskräfte

$$W_{cr} = 4\pi R_{cr}^2 \sigma \quad (3.1)$$

wird dadurch gesenkt, womit die notwendige Energie zum Erzeugen einer stabilen Blase in Form der Überhitzung sinkt [5]. In der Gl. (3.1) wird mit R_{cr} der kritische oder der kleinste stabile Blasenradius bezeichnet und mit σ die Oberflächenspannung.

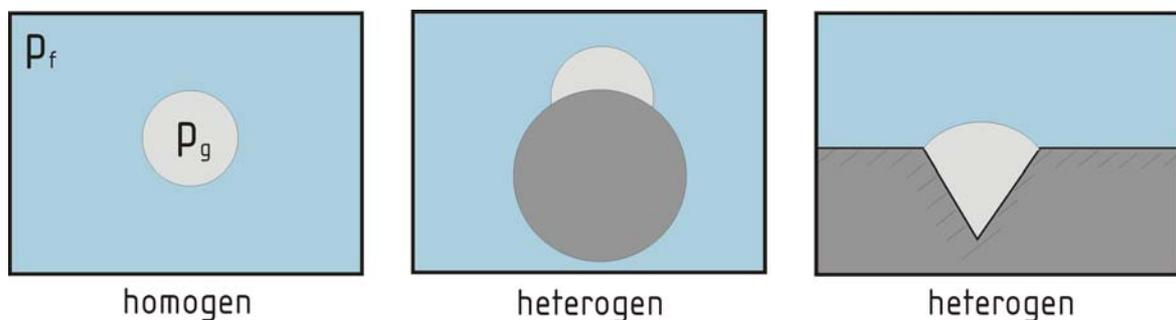


Bild 3.4: Homogene und heterogene Keimbildung

Linhard [6] beschreibt die heterogene Keimbildung bei der isobaren Zustandsänderung deutlich unterhalb der kritischen Temperatur. Die Gefährdung durch spontane Verdampfung ist in diesem Fall niedriger. Da feine Gasblasen aus Wasser nur schwer zu entfernen sind, ist die homogene Keimbildung nur unter Laborbedingungen zu erzielen. In technischen Systemen mit Phasenwechsel zwischen Flüssigkeit und Dampf ist die heterogene Keimbildung der bevorzugte Blasenbildungsmechanismus.

Hahne und Barthau [8] untersuchen die Entspannungsverdampfung in Behältern mit unterschiedlicher Beschaffenheit der Wandoberfläche und analysierten die Ausbreitungsgeschwindigkeit der dabei entstehenden Verdampfungsfront. Die Keimbildung im Kern der Flüssigkeit überwiegt in den Experimenten mit Behältern aus Glas. Die Anwesenheit einer Kontaktfläche zwischen Metall und Flüssigkeit fördert die Keimbildung in Wandnähe und erfordert eine niedrigere Überhitzung für das Einleiten des Verdampfungsprozesses. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Verdampfungsfront ist dabei größer. Von Ewan and Moodie [9] wird die Blasenbildung im Kältemittel R11 experimentell untersucht. Das Kältemittel wird dabei durch ein Rohr mit quadratischem Querschnitt mit zwei gegenüberliegenden Wänden aus Glas und zwei gegenüberliegenden Wänden aus Metall entspannt. Die Keimbildung erfolgt überwiegend an der Metallwand. Daraus folgern die Autoren, dass in den meisten technischen Systemen, in welchen der Verunreinigungsgrad der Flüssigkeit nicht extrem hoch ist, die Keimbildung an der Wand maßgeblich ist. Aus den Untersuchungen zur Druckentlastung im Fall von LOCA (Loss of Coolant Accident) von Lienhard [10] folgen die Ergebnisse:

- Der Druckabfall wird abrupt durch eine spontane Verdampfung aufgehalten, welche wiederum einen Druckanstieg zur Folge hat. Danach bleibt der Druck für eine relativ lange Periode konstant
- Der Betrag, um den der lokale Sättigungsdruck während der Druckentlastung unterschritten wird, ist stark von der Anfangstemperatur des Wassers abhängig und weniger vom zeitlichen Druckgradienten ($\Delta p/\Delta t$) sowie der Reinheit des Wassers.

Peterson [11] untersucht Druckentlastungsvorgänge in Flüssigkeit R11. Er stellt ein heterogenes Gemisch aus unterkühlter, gesättigter und überhitzter Flüssigkeit in Laufe der Entspannungsverdampfung fest. Hill und Sturtevant [12] berichten über experimentelle Ergebnisse zur schnellen Entspannungsverdampfung eines weiteren Kältemittels. Das vertikale Rohr ist vor dem Bruch der Berstscheibe je zur Hälfte mit flüssigem Kältemittel

und Kältemitteldampf gefüllt. Im Laufe der Druckentlastung finden Keimbildung und Verdampfung an der freien Oberfläche statt. Die mit einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachtete Keimbildungsrate zeigt einen zeitlich und örtlich instationären Charakter. Die Blasenbildung setzt an der Wand an (Bild 3.5), wobei 2,35 ms nach dem Bruch der Berstscheibe die Blasen im gesamten Strömungsquerschnitt anwesend sind. Für größere Überhitzungen verläuft die Verdampfung explosionsartig und wird von Aerosolen begleitet, die durch Blasenzerfall auf der freien Oberfläche gebildet werden. Direkt nach dem Bruch der Berstscheibe ist der Druckverlauf instationär. Jedoch 10 ms danach wird ein quasi stationärer Druckverlauf beobachtet.

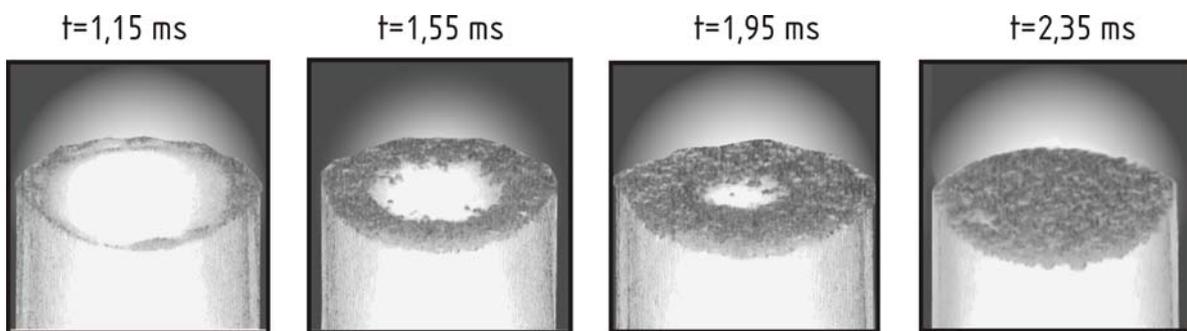


Bild 3.5: Blasenbildung nach dem Bruch der Berstscheibe in Experiment von Hill und Sturtevant [12]

Ivashnyov, Ivashneva, und Smirnov [13] unterscheiden zwischen einer schnellen Verdünnungswelle, welche sich zu Beginn der Druckentlastung mit der Geschwindigkeit von 1100 m/s in der Flüssigkeit ausbreitet und einer langsamen Welle, welche vom Wasserdampfgemisch mit der Geschwindigkeit von 10 m/s ausgeht. In der verdünnten Zone, in der die „langsame“ Welle wirkt, wird ein Grossteil der Dampfphase gebildet. Dadurch entspannt das Gemisch aus dem Zustand des thermischen Nichtgleichgewichts ins Gleichgewicht. Die „langsame“ Welle wird mit einer Deflagrationwelle ähnlich dem Verbrennungsprozess verglichen. Hierbei sind anders als bei der Detonation die Maximaltemperaturen in der Druckwelle nicht genügend hoch, um den Brennstoff explosiv zu zünden, wodurch sich die Brennfront langsamer als die Schallgeschwindigkeit fortpflanzt [14].

Abuaf [15, 16] untersucht mit experimentellen und theoretischen Methoden die Blasenbildung in einer konvergent-divergenten Düse mit dem Ziel, den kritischen Massenstrom eines Wasser-Dampf Gemisches zu ermitteln. Im konvergenten Teil der Düse wird die Strömung aufgrund der Querschnittsverengung beschleunigt. Dadurch wird der

Druck gesenkt. Bei hinreichendem Unterschreiten des lokalen Sättigungsdrucks beginnt im engsten Querschnitt der Düse die Entspannungsverdampfung. Darstellungen des Druckverlaufes in einem p-T Diagramm (Bild 3.6) zeigen, dass in den meisten Fällen die Sättigungslinie stromabwärts oder in der Nähe des engsten Querschnitts der Düse unterschritten wird.

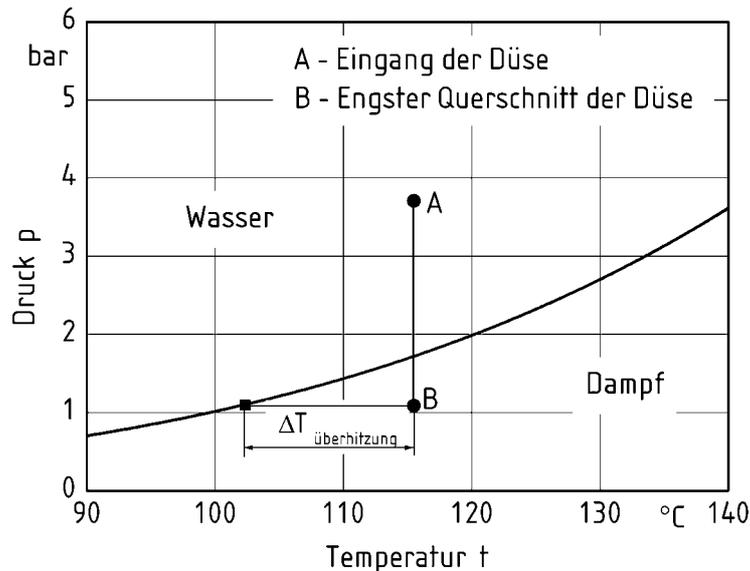


Bild 3.6: Isothermale Entspannungsverdampfung in p-T Diagramm

Puzalovski und Neumann [17] vergleichen gemessene und berechnete Drücke während einer Druckentlastung und stellen fest, dass die Phasengrenzfläche ein wesentlicher Parameter ist. Zur Berechnung der Phasengrenzfläche gehen sie von einem konstanten Durchmesser der Blasen oder Tropfen aus. Ein Vergleich der so gewonnenen Drücke mit den experimentellen zeigt zunächst eine Abweichung, die aber durch eine Korrektur des Durchmessers verbessert wird. Bei nichtvorhandenen experimentellen Ergebnissen bleibt somit die Frage offen, in welcher Richtung und wie der Blasendurchmesser zu korrigieren ist. Richter [18] geht in seinen Berechnungen von einer konstanten Zahl an Blasenkeimen ($10^{11}/\text{m}^3$) aus, wobei der einheitliche Anfangsdurchmesser der Blasen von $2,5 \cdot 10^{-5}$ m eingeführt wird.

Beim Auswählen des Berechnungsmodells für Strömungen mit Entspannungsverdampfung wird oft nach der Lauflänge des Strömungsfelds unterschieden. Das thermische Nichtgleichgewicht wird nur für kurze Lauflängen wie z. B. kurze Düsen formuliert [19], da hierbei die Verweilzeit kleiner ist als die zum Erreichen des Gleichgewichts. Im Gegensatz dazu wird für längere Rohre angenommen, dass die Verweilzeit ausreicht, um das thermische Gleichgewicht zu erreichen [20], [21]. Die für die Phasenumwandlung

notwendige latente Wärme ist in diesem Fall sofort und überall im Strömungsfeld vorhanden. Ab welcher Lauflänge das eine und ab welcher Lauflänge das andere Modell gilt, wird von Wallis [22], Leung [23] und Fauske [24] untersucht. Hierbei bleibt die Frage offen, ob die Modellgrenzen unabhängig vom Strömungsmedium und den Drücken gelten. Modelle, in welchen thermisches Gleichgewicht angenommen wird, werden als stationäre Modelle bezeichnet. Mit ihrer Hilfe sind keine Einsichten in den zeitabhängigen Verlauf des Drucks zu gewinnen. Die genannten Modelle sind in der Regel eindimensional formuliert. Eine plötzliche Änderung des Drucks infolge eines Rohrbruchs breitet sich im System in Form von Druckwellen aus. Da diese, je nach Berandung des Strömungsfelds reflektieren können, eignen sich die eindimensionalen Modelle nur für einfach berandete Strömungsfelder.

Von Akagawa, Fuji und Ito [25] wird die Ausbreitung der Druckwellen in einer zweiphasigen Blasenströmung untersucht. Es wird der transiente Druckverlauf in einem eindimensionalen Strömungsfeld berechnet, das durch ein schnelles Ventilschließen erzeugt wird. Die Berechnungen werden mit dem Zweifluidmodell und mit dem Modell für homogene Geschwindigkeitsfelder durchgeführt. Der Vergleich der Ergebnisse ergibt für den transienten Druckverlauf keine größeren Unterschiede. Daraus wird gefolgert, dass der Schlupf zwischen der flüssigen und der dampfförmigen Phase die Berechnung der transienten Druckverläufe in einer Blasenströmung mit genügender Genauigkeit vernachlässigt werden kann. Von Feburie, Giot, Granger und Seynhaeve [26] wird das kritische Ausströmen durch Risse in Rohrwänden oder Behältern berechnet. Die eindimensionale Strömung wird hierbei mit den Transportgleichungen für unterkühlte Flüssigkeiten, metastabile Flüssigkeiten und für gesättigte Dämpfe beschrieben. Für die Berechnung des verdampfenden Massenstroms wird das sogenannte Relaxationsmodell [27, 28] eingesetzt. Der Quellterm für den Dampfmassenstrom ist eine Funktion der Relaxationszeit, die aus Experimenten [29] gewonnen wird. Im Modell von Cleaver [30, 31] wird zunächst zwischen homogener und heterogener Keimbildung unterschieden. Es wird jedoch darauf hingewiesen, dass die homogene Keimbildung erst beim Überhitzen von mehreren Hundert Grad Kelvin bedeutsam ist. Die heterogene Keimbildung wird an der Wand, wie auch im Kern der Flüssigkeit analog zur homogenen Keimbildung berechnet, wozu ein Heterogenitäts- und ein Formfaktor eingeführt werden. Diese Faktoren werden variiert, um die experimentellen Daten wiederzugeben. Eine gute Übereinstimmung lässt sich nur für Drücke in der ersten Phase der Druckentlastung erzielen.

3.2 Kontaktkondensation und Fluten

Die beim Entspannungsverdampfen gebildeten Dampfblasen oder Pfropfen können durch den konvektiven Transport in einem Strömungsfeld mit kalter Flüssigkeit in Kontakt gebracht werden. Das thermische Nichtgleichgewicht, welches sich als Unterkühlung der Flüssigkeit einstellt, führt zur Kontaktkondensation des Dampfes. In Abwesenheit eines Grenzmediums zwischen den Phasen und durch die Wirkung der turbulenten Fluktuationen an der Phasengrenzfläche werden Wärme- und Stoffaustausch zwischen den Phasen intensiviert. Dadurch treten große Kondensationsmassenströme auf, welche zu stark transienten Änderungen des Druckes führen.

Direkte Kondensation des Dampfes kann in Leitungen für den Transport von Gasen und Flüssigkeiten, in Anlagen der chemischen Industrie oder Kraftwerksanlagen auftreten. Beim Auslegen der Anlagen und zur Störfallanalyse muss die Integrität der Rohrleitungsnetze und der Apparate und die Funktionalität der Notmaßnahmen abgeschätzt und vorausgesagt werden. Dafür ist die Kenntnis der bei der Kontaktkondensation auftretenden transienten Druckfelder notwendig.

Im Druckwasserreaktor stellt das Auftreten eines Rohrbruchs im Primärkreislauf durch den darauf folgenden Verlust von Kühlmittel einen besonders schwerwiegenden Störfall dar. Um in dieser Situation ein Überhitzen des Reaktorkernes zu vermeiden, wird Kaltwasser (ECC-Emergency Core Cooling) in den Primärkreislauf eingespeist. Der Kontakt des Notkühlmittels mit dem Dampf führt zur schlagartigen Kondensation des Dampfes. Verursacht durch die Kondensation treten Druckschwankungen auf, welche oszillatorische Strömungsformen zur Folge haben.

Die Noteinspeisung in einem Druckwasserreaktor wurde mit Hilfe der Testanlage UPTF (Upper Plenum Test Facility) [32, 33] experimentell untersucht. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die Zufuhr des Kühlmittels zum Reaktorkern durch die Kondensation des Dampfes beeinflusst wird. Class [34] führt Experimente zur Dampfblasenbildung in Kondensationsbecken durch. Der Dampf wird durch ein Rohr in ein Becken mit kaltem Wasser geleitet, wobei kurzzeitig schlagartige Kondensationen registriert werden. Das kalte Wasser wird durch die Drucksenkung im Laufe der Kondensation in das Rohr hineingezogen, wo es dann zum Umschließen der Dampf tasche kommen kann. Die darauf folgende schlagartige Kondensation wird von einer Druckspitze begleitet.

3.2.1 Kondensationsbedingter Wasserhammer

Das Phänomen der Kontaktkondensation, die Strömungsformen, die zur Entstehung von größeren Drucktransienten führen, können am Beispiel des Flutens einer mit Dampf gefüllter Leitung untersucht werden. In Bild 3.7 ist eine mit Rohrkrümmer ausgeführte Leitung dargestellt, in die ein konstanter Massenstrom des kalten Wassers eingespeist wird. Zum Beginn der Einspeisung bildet sich eine Schichtenströmung aus. Infolge der Strömung im Rohrkrümmer kommt es im weiteren Verlauf zur Bildung von Dampfpfropfen. Der im Pfropfen eingeschlossene Dampf kondensiert durch den Kontakt mit dem unterkühlten Wasser sehr rasch und wird dadurch schnell abgebaut, so dass er kollabiert. Aufgrund der unterschiedlichen spezifischen Volumina von Dampf und Wasser führt die Kondensation zunächst zur lokalen Druckabsenkung. Das Wasser wird durch die Wirkung des Unterdruckes in Richtung der kollabierenden Dampfblase stark beschleunigt. Die darauf folgende Kollision der Wasserfronten miteinander oder mit der Rohrwand verursacht einen lokalen Druckanstieg. Dieses Phänomen ist unter dem Namen Wasserhammer bekannt.

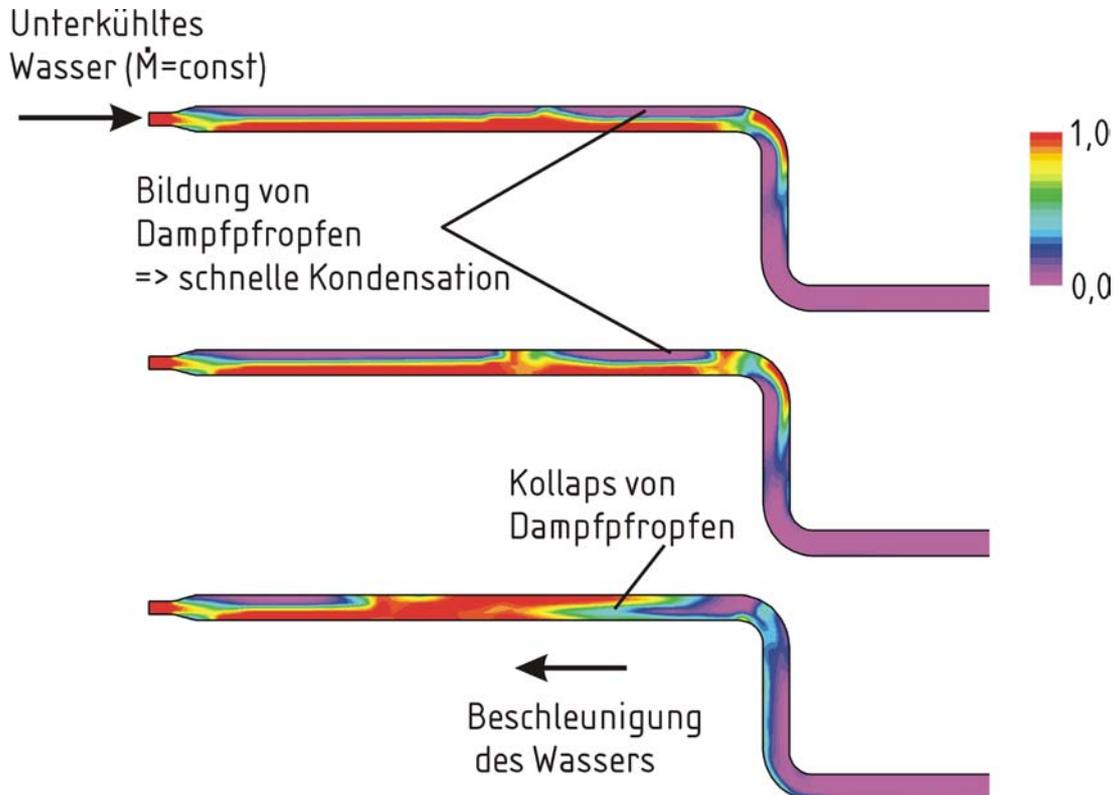


Bild 3.7: Der volumetrische Wassergehalt beim Einspeisen des kalten Wassers in eine mit Dampf gefüllte Leitung

Die plötzliche Kondensation, der von unterkühlter Flüssigkeit eingeschlossenen Dampf volumen, kann somit zum Auftreten von Druckstößen in zweiphasig durchströmten Systemen führen. Diese breiten sich mit lokaler Schallgeschwindigkeit in den Rohrleitungen und den angrenzenden Apparaten aus. Die erreichten maximalen Werte des Drucks betragen oft ein Vielfaches des ursprünglichen Betriebsdrucks und können so zum Bruch von Systemkomponenten wie Apparate- oder Rohrwände sowie von Flanschen führen. Kirsner [35] berichtet von einem durch Kondensationsschlag (Wasserhammer) verursachten Rohrbruch in einer chemischen Anlage. Er skizziert schematisch die Mechanismen, die zur Entstehung des Kondensationsschlages (Bild 3.8) führen. Die Stärke des Kondensationsschlages führt er auf Größe der gebildeten Dampf fräume, Dampfdruck und Unterkühlung der Flüssigkeit zurück.

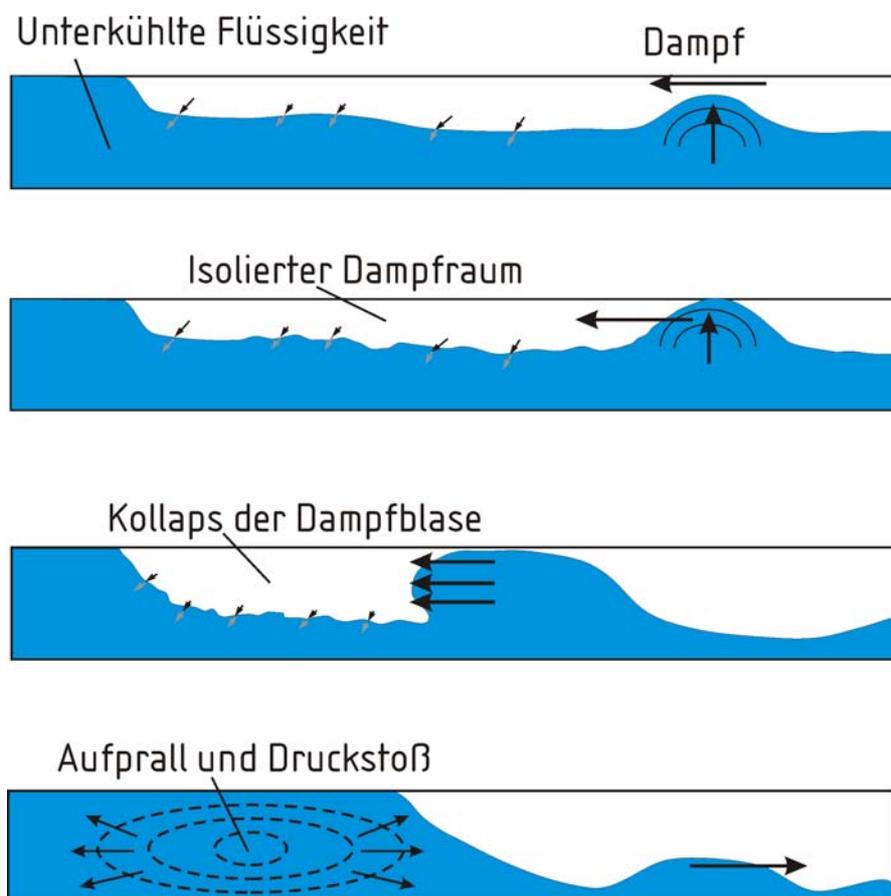


Bild 3.8: Ausbildung des Dampfpropfens und sein Kollaps im Prozess der direkten Kondensation des Dampfes nach Kirsner [35]

Block [36] unterteilt die Strömung mit direkter Kondensation in solche mit Blasen kollaps und solche mit verteilter Phasengrenzfläche, ohne Blasen kollaps. Er verweist darauf, dass die Massenströme bei schneller Kondensation durch gasdynamische Gesetzmäßigkeiten begrenzt sind. Die Intensität der Kondensation ist abhängig von der Unterkühlung der Flüssigkeit und der Größe der Phasengrenzfläche, wobei der resultierende Massenstrom den kritischen des Dampfes nicht übersteigen kann. Die Entstehung von Wasserhammer bei Kontaktkondensation wird experimentell von Rothe, Wallis und Crowley [37] untersucht. Die Autoren unterscheiden zwischen der Kondensation an einer ruhenden Wasseroberfläche und der Kondensation an einer turbulent gut durchmischten Grenzfläche zwischen Dampf und Wasser. Sie untersuchen die Entstehung des Wasserhammerphänomens in Abhängigkeit der Phasenverteilung. Als Ergebnis erhalten sie einen Zusammenhang zwischen dem Druckanstieg und der Ausbildung von den mit Flüssigkeit eingeschlossenen Dampfpfropfen. Bjorge und Griffith [38] berichten über ein analytisches Modell zur Berechnung von Wasserhammer, welches im Wesentlichen auf der Berechnung des Übergangs zwischen geschichteter und Pfropfenströmung basiert. Der Strömungsübergang wird nach dem Modell von Taitel und Dukler [39] in Abhängigkeit der Froude-Zahl berechnet.

Die Ausbildung von Pfropfen in einer geschichteten Strömung wird ohne Berücksichtigung des Wärme- oder Stoffaustauschs von Banerjee [40] experimentell untersucht. Demnach führt das Fluten in einer gekrümmten Leitung zu einem hydraulischen Sprung und zur Bildung von Wellen und Pfropfen an einer anfangs glatten Flüssigkeitsoberfläche. Ishii und Mishima [41] geben das Kriterium für die Bildung von Pfropfen in einer horizontalen von Luft und Wasser durchströmten Rohrleitung an. Choi und No [42] untersuchen die Grenzen zwischen der Wellen und Pfropfenströmung für den adiabaten Fall, der einem Testfall UPTF (Upper Plenum Test Facility) entspricht. Es wird in den genannten Untersuchungen zur Bildung von Wellen und Pfropfen stets von einer Luft-Wasser Strömung ohne Wärme- oder Stoffaustausch zwischen den Phasen ausgegangen. Weil das Druckfeld, Strömungsfeld und die Kondensation stark miteinander gekoppelt sind, sind die Strömungsformen bei Kontaktkondensation im Wesentlichen durch den Wärme- und Stoffaustausch bestimmt. Deshalb sind die oben beschriebenen Modelle auf die Strömung mit Kontaktkondensation nicht übertragbar. Die Vorhersage von Dampfpfropfen und das Auftreten des

Wasserhammerphänomens infolge der Dampfkondensation sind an Hand der genannten Modelle, nicht möglich.

Der Wasserhammer kann in allen Rohrleitungen bei plötzlicher Änderung der Strömungsparameter auftreten [43]. Durch das Betätigen von Klappen oder Ventilen, durch den Ausfall von Pumpen oder durch das Auftreten von Lecks kommt es zu starken Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit der flüssigen und gasförmigen Phase. Durch das plötzliche Abbremsen oder Beschleunigen der Flüssigkeit werden aufgrund der Massenträgheit große Kräfte wirksam, welche zu starken Änderungen des Drucks führen. Je größer und schneller die Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit, um so größer die Druckspitzen. In Analogie zur Berechnung einphasiger Strömungen wird der Wasserhammer infolge der Kontaktkondensation oft ohne Berücksichtigung des Kondensationsvorgangs selbst berechnet [44]. Dazu werden die Eulersche Gl. für die Flüssigkeit

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{u^2}{2} \frac{f}{l} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

und die Kontinuitätsgleichung für die Flüssigkeit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$

für charakteristische Lösungen in Gleichungen mit einfachen Differenzialen überführt :

$$\frac{du}{dt} \pm \frac{1}{\rho a} \frac{dp}{dt} + \frac{f}{1} \frac{u^2}{2} = 0. \quad (3.3)$$

Die Kontinuitätsgleichung (3.2) wird hierbei unter Verwendung der Schallgeschwindigkeit für Flüssigkeiten ($\partial \rho / \partial p = 1/a^2$) umgeformt. Mit f wird in Gl. (3.3) der Reibungskoeffizient bezeichnet. Gl. (3.3) gilt jeweils entlang der positiven oder negativen Charakteristik $\frac{dx}{dt} = u \pm a$. Wird in Gl. (3.3) die Reibung vernachlässigt, so folgt die

Joukowski Formel zur Berechnung der maximalen Druckänderung

$$\Delta p = a \rho \Delta u \quad (3.4)$$

während der Geschwindigkeitsänderung Δu . Wenn alle genannten Einschränkungen erfüllt sind, gilt Gl. (3.4). Dabei wird vorausgesagt, dass die Zeit für die Änderung der Geschwindigkeit, wie sie z.B. beim Ventilschließen verstreicht, kleiner ist, als die Zeit $2L/a$. Hierbei wird mit L die Rohrlänge bezeichnet. Eine direkte Abhängigkeit der Höhe der Druckspitze von der Länge und der Form der Dampfpfropfen oder der Rohrlänge selbst, sowie der Intensität der Kondensation ist in Gl. (3.4) nicht gegeben. Die Entstehung eines Druckstoßes infolge direkter Kondensation ist ein instationärer Prozess. Um ihn zu berechnen, muss die Form der Phasengrenzfläche berücksichtigt werden. Dies ist in der Joukovski Formel (3.4) nicht gegeben.

Der durch die schlagartige Kontaktkondensation erzeugte Druckstoß breitet sich abhängig von der Verteilung der Phasengrenzfläche aus und bewirkt instationäre und lokal erhöhte Kräfte auf Wänden des Rohrleitungssystems. Der Druckstoß wird hierbei durch die elastische Verformung der Leitungen gedämpft [45], indem ein Teil der Energie durch Deformation der Leitung dissipiert. Die Druckwellen werden weiter gedämpft durch die Verdichtungs- oder Entspannungsarbeit der Flüssigkeit und des Dampfes, da auch hierbei wegen der Irreversibilität des Prozesses Reibungsverluste entstehen, wie es bei jeder Transformation zwischen kinetischer und potentieller Energie der Fall ist. Hierzu untersuchen Igra und Takayama [46] auf theoretischem und experimentellem Wege die Wechselwirkung von Druckstößen mit Flüssigkeitssäulen und Tropfen. Sie vergleichen die für eine Flüssigkeitssäule erhaltenen Ergebnisse mit den für einen festen Zylinder. Der Vergleich zeigt bereits nach $40\mu\text{s}$ deutliche Unterschiede im Strömungsfeld. Die Unterschiede resultieren aus der Deformation der Flüssigkeitssäule in Wechselwirkung mit der Druckwelle, wodurch letztere gedämpft wird.

Eine Rohrleitung, in der Kontaktkondensation des Dampfes stattfindet, kann durch Kavitation zusätzlichen mechanischen Belastungen ausgesetzt sein. Von Mitosek [47] werden die Kavitationsvorgänge infolge kondensationsbedingter Wasserhammerereffekte beschrieben. Während der schlagartigen Kondensation und der damit verbundenen Druckabsenkung kann dieser den lokalen Sättigungsdruck unterschreiten. Ist im Wasser Luft gelöst, so können Kavitationsblasen entstehen. Beim anschließenden Kollidieren der Wassersäulen steigt der lokale Druck, wodurch das Wasser unterkühlt wird. Demzufolge kollabieren auch die Kavitationsblasen und es werden so zusätzliche Belastungen auf Rohrwände ausgeübt. Von Wiederaufschlag oder „rebound“ wird im Verlauf der Kavitation

von Kwidzinski und Kardas [48] berichtet. Hiernach verschwindet die kollabierende Blase nicht sofort, sondern beginnt nach dem ersten Aufschlag wieder kurzzeitig zu wachsen. Es folgt dann der zweite durch Kollaps verursachte Aufschlag der Wassersäulen in Form eines Wasserhammers. Dies macht sich durch doppelte Druckspitzen bemerkbar, wobei in der Regel die erste Druckspitze größer ist.

3.2.2 Berechnung der direkten Kondensation

Um den Prozess der direkten Kondensation zu berechnen, muss die Verteilung der Phasengrenzfläche berücksichtigt werden, da nur so die Ausbildung der Dampfpfropfen und das Auftreten eines Wasserhammers sowie die Ausbreitung der Druckstöße berechnet werden können. Die Kontaktkondensation lässt sich auf numerischem Wege berechnen. Die mehrdimensionale Abbildung der Phasenverteilung führt zu einer Verbesserung der Ergebnisse verglichen mit der bisher angewendeten eindimensionalen Beschreibungsweise. Für das Berechnen des Massenstromes, welcher im Laufe der Kondensation zwischen den Phasen ausgetauscht wird, müssen:

- die lokale Unterkühlung der Flüssigkeit,
- der lokale Wärmeübergangskoeffizient und
- die Größe der Phasengrenzfläche

berechnet werden (Bild 3.9).

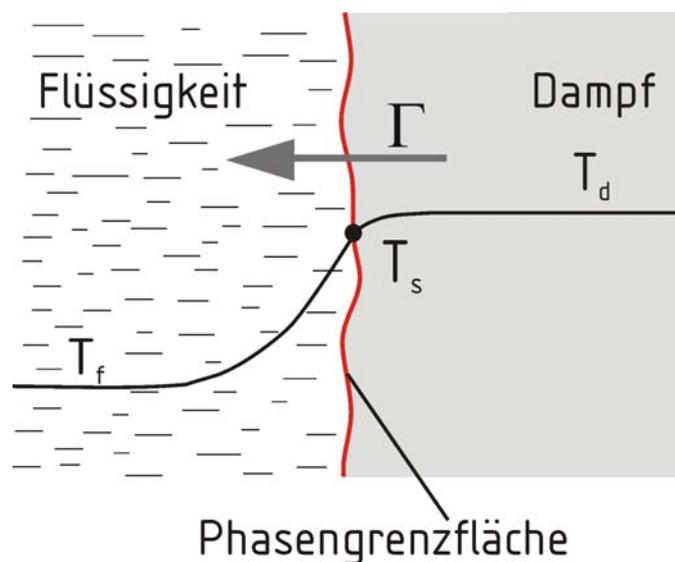


Bild 3.9: Direkte Kondensation an unterkühlter Flüssigkeit

Zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei Kontaktkondensation können empirische Modelle [49, 50] herangezogen werden. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass sie oft nur auf ein begrenztes Spektrum der Strömungsparameter oder nur auf eine bestimmte Geometrie des Strömungskanals anwendbar sind. Es wird deshalb nach einem Modell gesucht, mit dem der Wärme- und Stoffaustausch bei Kontaktkondensation ohne den Einsatz von empirisch zu ermittelnden Koeffizienten beschrieben werden kann.

Fuji und Akagava [51] führen experimentelle Untersuchungen zum Wasserhammerereffekt in einer Blasenströmung des Kühlmittels R-113 durch. Die experimentellen Ergebnisse werden mit berechneten verglichen, welche mit einem eindimensionalen Zweifluid-Modell unter Berücksichtigung von thermischem und mechanischem Nichtgleichgewicht erzielt sind. Zur Berechnung der Kondensationsmassenströme werden die aus Druckmessungen gewonnenen Koeffizienten verwendet, die jeweils als Funktionen von Druck und eingesetztem Fluid empirisch ermittelt werden.

Von Sursock und Duffey [52] wird die Kondensation von Dampfblasen in einer unterkühlten Flüssigkeit mit experimentellen und theoretischen Methoden untersucht. Hierbei wird ein Dampfstrahl in einen mit unterkühltem Wasser befüllten Behälter geleitet mit dem Ziel den Wärmeübergangskoeffizienten für die direkte Kondensation zu messen. Aus den Ergebnissen folgt, dass die Kondensation des Dampfes nicht homogen und spontan, sondern heterogen auf vorhandenen Phasengrenzflächen bereits existierender Blasen stattfindet. Der auftretende Kondensationsmassenstrom ist dabei geringer als der für den homogenen Fall, der mit der kinetischen Theorie [5] berechnet wird.

In seinen Messungen zur Kondensation von Dampf an einem vertikal abfließenden und turbulent strömenden Flüssigkeitsfilm verweist Banerjee [53] auf den Zusammenhang zwischen der viskosen Dissipation in einer turbulenten Strömung und dem gemessenen Kondensationsmassenstrom. Sonin, Shimko, und Chun [54] untersuchen Instabilitäten beim Kondensieren von Dampf in einer turbulent strömenden Flüssigkeit. Die Kondensation des Dampfes wird in einer unterkühlten, turbulent strömenden Flüssigkeit dann instabil, wenn der Turbulenzgrad der Flüssigkeit einen Grenzwert überschreitet. Oberhalb des Grenzwertes, welcher von der Unterkühlung der Flüssigkeit abhängig ist, treten sehr kurze Kondensationsstöße von hoher Intensität auf. Von Sursock und Duffey [52] wird die Kondensation von Dampfpfropfen der Größenordnung von 1 m experimentell in Rohren

mit dem Ziel untersucht, den Einfluss der Kondensation auf das Strömungsfeld zu beschreiben. Glatte Phasengrenzen haben wegen ihrer geringen Ausdehnung einen geringen Kondensationsmassenstrom zur Folge. Steigt der Turbulenzgrad des Wassers, so wird die freie Oberfläche gestört und es kommt zu Instabilitäten und zur Wellenbildung [55]. Die Störungen an der freien Oberfläche können zur verstärkten Injektion von Dampf unter die freie Wasseroberfläche führen. Hierdurch wird die Phasengrenzfläche vergrößert und die Kondensation verstärkt. Da der Kondensationsmassenstrom durch die Dampfzufuhr begrenzt ist, kann mit vergrößerter Phasengrenzfläche die Schallgeschwindigkeit des Dampfes erreicht werden.

Der Stofftransport aufgrund der Kondensation, bedingt durch Temperaturgradienten, verläuft ähnlich zum Stofftransport aufgrund der Absorption bedingt durch Konzentrationsgradienten. Von Fortesque [56], Banerjee [53] und Lamonte [57] wird zur Berechnung des durch Absorption ausgetauschten Massenstroms das Modell verwendet, in welchem der Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit der Turbulenz an der Phasengrenzfläche berechnet wird. Der Stoffaustausch wird durch die Turbulenz intensiviert, weshalb bei seiner Berechnung ein direkter Zusammenhang zwischen beiden Größen aufgestellt wird.

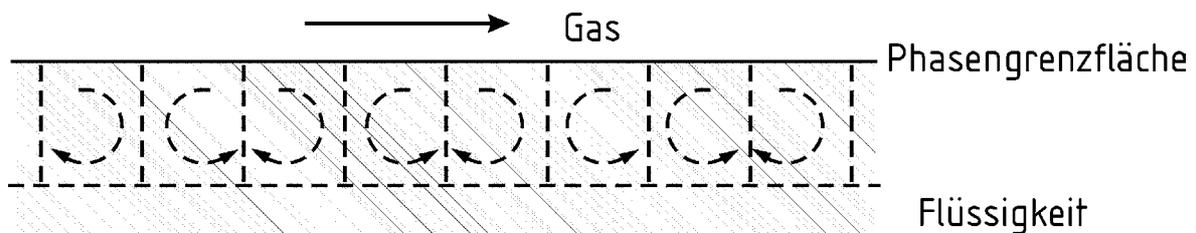


Bild 3.10: Stofftransport durch Turbulenz an der Phasengrenzfläche (Fortescue [56])

Die Absorption von Gasen in einer turbulenten Strömung in Abwesenheit äußerer, durch das Gas erzwungener Schubspannungen in der Phasengrenzfläche wird von Theofanous, Houze, und Brumfield [58] diskutiert. Die berechneten Absorptionsmassenströme werden mit den experimentell erhaltenen verglichen. Eine gute Übereinstimmung wird zwischen theoretischen Ergebnissen, welche die Turbulenz berücksichtigen, und experimentellen erzielt, wenn es sich um Strömungen mit freier Grenzfläche, Rohrströmungen mit

geschichteter Phasengrenzfläche, Blasen oder Strahlströmungen handelt. Es wird festgestellt, dass der Stofftransport im Prozess der Absorption von der Oberflächenspannung nicht wesentlich beeinflusst wird. Duffey und Hughes [59] untersuchen die Gasabsorption mit Hilfe des Oberflächenerneuerungsmodells. Der Gasstrom parallel zur welligen Flüssigkeitsströmung verstärkt die Turbulenz in der Flüssigkeit. Diese bewirkt, dass die mit der absorbierten Komponente beladene Flüssigkeit von der Oberfläche in die unteren Flüssigkeitsschichten transportiert wird. So wird durch die Turbulenz die flüssigkeitsseitige Konzentrationsdifferenz in Oberflächennähe und der daraus resultierende Stofftransport verstärkt. Aus der Lösung der Transportgleichung für molekulare Diffusion folgt die umgekehrte Proportionalität des Absorptionsmassenstroms mit der für die Diffusion charakteristischen Zeit (Bild 3.11), die der Kolmogorov-Zeit [60] gleichgesetzt wird. Duffey und Hughes [59] berechnen die Kolmogorov-Zeit auf empirischem Wege.

Sonin [61] führt eine Literaturübersicht zur Definition des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kontaktcondensation durch. Die Abhängigkeit der Wärme- oder Stoffübergangskoeffizienten von der Turbulenz wird von vielen Autoren angenommen, wobei die Unterschiede in der Definition dieser Abhängigkeit liegen. Der Wärmeübergangskoeffizient wird bei einigen Modellen von den Makrowirbel [56] und bei anderen Modellen [57, 53] von den Mikrowirbel (Bild 3.11) der Kolmogorov Größe [60] abhängig gemacht.

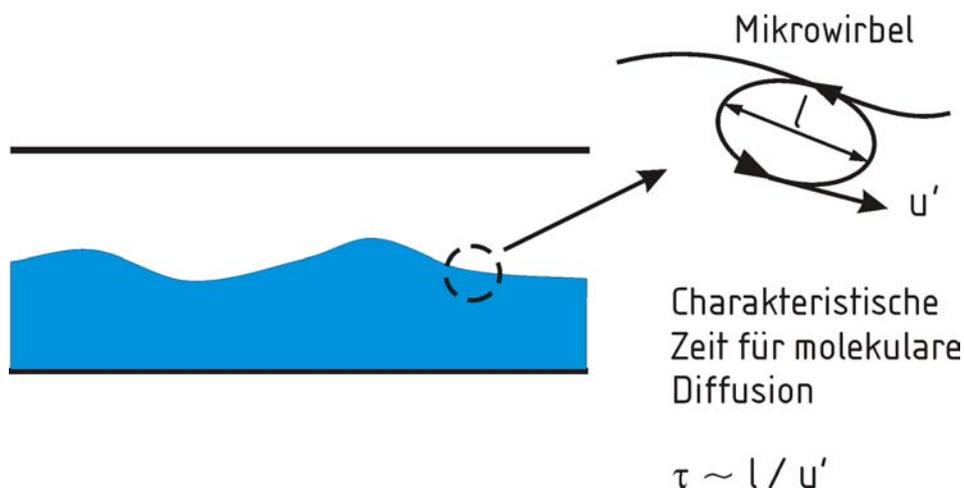


Bild 3.11: Wirkung der Mikrowirbeln an der Phasengrenzfläche

In seinem sog. „Eddy-Cell“ Modell beschreibt Lamont [57] den Einfluss der kleinsten Wirbeln auf den Wärme- und Stofftransport an Phasengrenzflächen. Er vergleicht diese mit der Wirkung von größeren Wirbel und der Wirkung von Oberflächenspannungskräften. Mit der Annahme, dass auf dem Längenmaßstab der Mikrowirbel die Phasengrenzfläche eben erscheint, folgert er, dass die Oberflächenspannungskräfte im Kondensationsmodell, welches auf Mikrowirbeln basiert, vernachlässigt werden können. Aus dieser Betrachtung folgt weiter, dass das Kondensationsmodell basierend auf den Mikrowirbeln unabhängig von der Form der Phasengrenzfläche ist. Es kann sowohl für die Berechnung der Kondensation in geschichteten wie auch in Blasenströmungen angewandt werden.

Hobbahn [62] berechnet die Kontaktkondensation im UPTF Versuch. Da die Leitung als eindimensional angenommen wird, kann die Form der Phasengrenzfläche nur abgeschätzt werden. Der Wärmeübergangskoeffizient der Kontaktkondensation wird in Abhängigkeit der Turbulenz der Strömung berechnet. Die für den molekularen Transport in Phasengrenzflächennähe maßgebliche Zeitskala wird in Abhängigkeit der Dissipation der turbulenten Energie berechnet. Die Werte für die Dissipation der turbulenten Energie werden mit Hilfe empirischer Modelle berechnet. Ruile [63] misst den Wärmeübergang für die Kontaktkondensation im Gleich- und Gegenstrom. Die Modelle zur Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit des Dampfs führen zu einer Abweichung von gemessenen Werten. Zur besseren Übereinstimmung führen die berechneten Ergebnisse auf der Basis von Modellen mit berücksichtigter Turbulenz [64, 65].

Hein, Karl and Ruile [66] berichten über Experimente zum Einfluss der Turbulenz auf den Wärmeübergang und auf die Intensität der Kondensation. Hierbei wird ein einstellbares turbulentes Strömungsfeld mit Hilfe eines Turbulenzgitters erzeugt. Die Ergebnisse werden mit den Berechnungsergebnissen verglichen, welche durch den Einsatz unterschiedlicher Kondensationsmodelle erzeugt werden. Eine bessere Übereinstimmung mit den Messergebnissen wird bei den Kondensationsmodellen erreicht, in welchen der Stofftransport basierend auf den Mikrowirbeln berechnet wird. Die Größe der Mikrowirbeln wird in Abhängigkeit der Dissipation der turbulenten Energie berechnet, wobei die Autoren darauf verweisen, alle denkbaren Quellen der Dissipation zu berücksichtigen.

3.3 Schallgeschwindigkeit in zweiphasigen Strömungen

Die Schallgeschwindigkeit ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit von kleinen Druckstörungen ($dp = p_2 - p_1$) in einem kompressiblen Fluid.

$$a^2 = \lim_{\rho_1 \rightarrow \rho_2} w^2 = \frac{dp}{d\rho}, \quad (3.5)$$

In Gl. (3.5) wird mit w die Bewegungsgeschwindigkeit der Stoßfront bezeichnet. Während die Schallgeschwindigkeit in einphasigen Systemen als thermodynamische Zustandsgröße definiert und berechnet werden kann (Gl. 3.5), entzieht sich die Schallgeschwindigkeit in zweiphasigen Systemen der einfachen Beschreibungsweise. Breitet sich ein Druckstoß in einer zweiphasigen Strömung aus, so ändert sich seine Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Gasgehalt und der Form der Strömung entlang seines Weges. Eine Druckwelle wird teilweise an der Oberfläche von Blasen reflektiert (Bild 3.12). Förster [67] untersucht experimentell die Dämpfung der Druckstöße an einer Luftblase, die sich in einer geneigten mit Wasser gefüllten Leitung befindet. Aus den Messungen folgt, dass allein die Größe der Phasengrenzfläche und nicht das Volumen der Blase für die Reflexion der Druckwelle entscheidend ist.

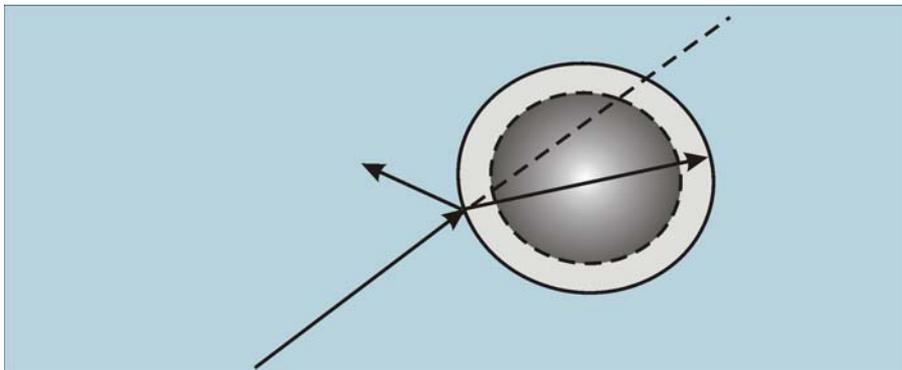


Bild 3.12: Reflexion einer Druckwelle durch Wechselwirkung mit einer komprimierenden Blase

Bereits geringe Anteile ungelöster Gase erhöhen die Kompressibilität des Gemisches, ohne dessen Dichte merklich zu reduzieren. Zielke [68] vergleicht Blasen mit Federn, die durch ihre Kompression die potentielle Druckenergie aufnehmen, wodurch der Druckstoß gedämpft wird. Die Kompressibilität eines zweiphasigen Gemisches, das Gasblasen beinhaltet, ist unabhängig von der Kompressibilität der Flüssigkeit und durch die Gasphase

bestimmt [69]. Die Masse dagegen ist in der Flüssigkeit konzentriert. Somit ist der Träger der potentiellen Energie die Gasphase, während die kinetische Energie von der Flüssigphase getragen wird. Gühlan [69] untersucht die Wechselwirkungen zwischen Blasen und Stoßwellen, welche durch das Zerplatzen einer Membrane erzeugt werden. Er vergleicht die Dämpfung der Stoßwelle in Anwesenheit einer und mehrerer Blasen und stellt eine größere Dämpfung der Welle bei einer größeren Blasenanzahl fest. Im Gegensatz zu Experimenten mit einzelnen Blasen ist in Anwesenheit mehrerer Blasen nur die erste Oszillation des Druckes zu sehen, wobei spätere Schwingungen stark gedämpft sind. Mitosek [47] untersucht Druckstöße infolge von Blasen kavitation und vergleicht ihre Ausbreitung entlang von Rohren unterschiedlichen Wandmaterials. Rohrwände aus Polymeren führen zur Dämpfung der Druckstöße, so dass sie einen lokalen Charakter annehmen. Verglichen mit Rohrwänden aus Stahl, führen die lokalen Druckspitzen viel eher zur Entstehung von Wandrissen.

Winter, Greiner, Nguyen, [70] ermitteln die Schallgeschwindigkeit in geschichteten zweiphasigen Strömungen, indem die Phasengrenzfläche als eine elastische Umrandung der betrachteten Phase und der Rohrwand als eine starre Umrandung angenommen werden. Die so berechnete Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen in der flüssigen Phase wird mit der Schallgeschwindigkeit in der einphasigen Flüssigkeitsströmung verglichen. Es folgt, dass die Schallgeschwindigkeit in der geschichteten zweiphasigen Strömung herabgesetzt wird und zwar um so mehr, je größer der Gasvolumenanteil ist.

Fuji und Akagawa [25] erzeugen eine Druckwelle in einem Gemisch aus Wasser und Dampf durch plötzliches Schließen eines Ventils. Die Druckwelle, die sich im Wasser-Dampf-Gemisch ausbreitet, wird durch den Massentransport bzw. die Kondensation oder Verdampfung auf ihrem Wege geschwächt. In einem Gemisch aus Wasser und Luft ist dieser Effekt weniger ausgeprägt, da hier lediglich die Wärme ausgetauscht werden kann.

Von der Dämpfung der Druckwellen wird auch im Falle des Stofftransports infolge Diffusion im Gemisch aus Kohlendioxid und Ethylalkohol berichtet [71]. Die Autoren vergleichen die experimentellen Ergebnisse mit denen, die für Gemische aus Luft und Wasser sowie für die Strömung von Wasser und Dampf erhalten werden. Sie stellen eine geringere Kompressibilität von Luftblasen gegenüber Blasen aus Kohlendioxid fest. Am meisten wird die Druckwelle durch die Dampfblasen geschwächt, da hierbei an der Phasengrenzfläche der Stoffstromaustausch sowie der Wärmestromaustausch stattfindet.

4. Zielsetzung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist das Berechnen zweiphasiger Strömungen unter dem Einfluss von transienten Druckfeldern, die in Zusammenhang mit thermischen Nichtgleichgewichten auftreten. Die zweiphasigen Strömungsfelder werden mehrdimensional berechnet, um die Phasengrenzfläche realitätsnah darzustellen und ihren Einfluss auf die Ausbreitung von Druckänderungen zu beschreiben. Es wird zwischen den dispergierten und den separierten zweiphasigen Strömungen unterschieden.

Disperse zweiphasige Strömungen werden für die Druckentlastung infolge von Rohrversagen berechnet und die Ergebnisse werden mit experimentellen Daten verglichen. Infolge des Rohrversagens tritt eine Druckentlastung der anfangs unterkühlten Flüssigkeit ein. Dabei tritt eine Entspannungsverdampfung auf. Die sich einstellenden thermischen Nichtgleichgewichte führen zur Keimbildung und zum Wachstum von Dampfblasen im anfangs einphasigen flüssigen System. Das Potenzial zu Bildung von Dampfblasen ist die Überhitzung der Flüssigkeit, welche aus der plötzlichen Drucksenkung resultiert. Um die Größe der Phasengrenzfläche zu definieren, wird die Anzahl der Blasen in jedem Volumenelement mit einer Bilanzgleichung für die Blasenanzahldichte berechnet. Aus der Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase wird dann der mittlere Blasendurchmesser für jedes Volumenelement berechnet. Die Druckentlastung wird mit Hilfe des VOF (Volume of Fluid) und des Euler-Euler Modells berechnet. Hierbei sollen die mikroskopischen Vorgänge der Keimbildung beim Verdampfen mit den makroskopischen Strömungsvorgängen der Druckentlastung in Zusammenhang gebracht werden. Der Einfluss der Dampfphase auf die Ausbreitung und die Dämpfung von Druckstößen ist das Ziel der Untersuchungen.

Die separierten zweiphasigen Strömungen stellen sich beim Fluten einer anfangs mit Dampf gefüllten Leitung ein. Durch Kontakt des unterkühlten Wassers mit dem Dampf ergibt sich die direkte Kondensation des Dampfes an der Phasengrenze. Das Potenzial zur Kondensation ist die Unterkühlung des Wassers, welches entlang der gemeinsamen Phasengrenze mit dem Dampf in Berührung steht. Die Kondensation des Dampfes hat so schnelle Änderungen des Drucks zur Folge, die im Fall eines Blasenkollaps sich als Druckstöße ausbreiten. Die kondensierenden Massenströme werden in jedem Volumenelement in Abhängigkeit von der Unterkühlung des Wassers und der Größe der

Phasengrenzfläche berechnet. Die numerischen Berechnungen werden mit der Euler-Euler Methode durchgeführt, wobei die mit Hilfe des Modells erzielten Ergebnisse mit den experimentell erzielten aus UPTF-Test Nr. 9 verglichen werden. Einen großen Einfluss auf die Kondensation haben die turbulenten Transportvorgänge in Grenzflächennähe des unterkühlten Wassers. Durch die Unterkühlung wird der Wärmetransport und somit auch die Kondensation intensiviert. Das Ziel der Untersuchungen ist, die mikroskaligen turbulenten Transportvorgänge in Abhängigkeit der makroskopischen Strömungsfelder in separierten zweiphasigen Rohrströmungen darzustellen. Hieraus lässt sich eine Aussage zum Gefährdungspotenzial treffen, welches durch kondensierende Dämpfe in flüssigkeitsbefüllten Rohren auftritt.

5. Blasenströmung infolge Entspannungsverdampfung

Die Strömung mit Entspannungsverdampfung ist durch folgende Merkmale charakterisiert:

- Transient
- Zweiphasig
- Kompressibel
- Turbulent
- Thermisches Nichtgleichgewicht
- Massentransport Wasser-Dampf

Im Strömungsfeld einer Rohrleitung tritt die Entspannungsverdampfung als Folge schneller Querschnitts- oder Druckänderungen auf. Das Strömungsfeld hat dadurch einen stark transienten Charakter. Das thermische Nichtgleichgewicht kann nach schnellen Druckentlastungen infolge der zeitlichen Verzögerung des Energie- und Stofftransports nicht sofort ausgeglichen werden. Im Laufe der Druckentlastung steigt mit wachsender lokaler Überhitzung das Potenzial zur Bildung von Dampfblasen. Der resultierende Dampfmassenstrom beeinflusst den lokalen Druck, von dem wiederum die lokale Überhitzung abhängig ist. Die Zusammenhänge sind in Bild 5.1 schematisch dargestellt.

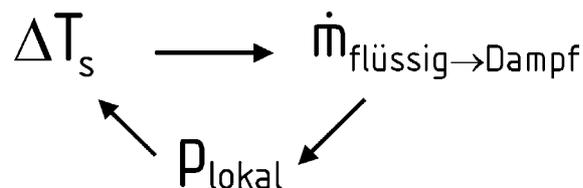


Bild 5.1: Zusammenhänge im Prozess der Entspannungsverdampfung

Der wichtigste Parameter, der beim Modellieren der Strömung mit Entspannungsverdampfung berücksichtigt werden muss, ist das thermische Nichtgleichgewicht. Die Überhitzung der Flüssigkeit führt in der anfangs einphasigen Strömung zur Bildung von Dampfblasen. Die Kompressibilität der Dampfblasen beeinflusst die Ausbreitung der Druckwellen und kann beim Modellieren der Strömung nicht vernachlässigt werden. Die zweiphasige Strömung ist infolge großer Geschwindigkeiten, die sich im Laufe der

Druckentlastung ergeben, turbulent. Die Dissipation der kinetischen Energie nimmt durch die turbulenten Schwankbewegungen Einfluss auf den Siedeverzug [72].

In den klassischen Modellen für kritische zweiphasige Strömungen [73, 74, 75] wird für einen vorgegebenen Ausströmungsquerschnitt und Druck mit Hilfe empirischer Gleichungen der kritische Massenstrom oder der kritische Druck berechnet. Die zweiphasige Strömung wird dabei als eindimensional und stationär angenommen, wodurch ein Informationsverlust in der Beschreibung der Strömung zwangsläufig gegeben ist. Mit Hilfe der stationären Modelle kann das transiente Druckfeld in der Strömung mit Entspannungsverdampfung nicht aufgelöst werden. Daher ist für weitere Untersuchungen der Strömung mit Entspannungsverdampfung nur eine detaillierte Modellierung der durch stark transiente Druckfelder charakterisierten zweiphasigen Strömung brauchbar.

Zur Berechnung der zweiphasigen Strömung infolge der Entspannungsverdampfung werden zwei Berechnungsmodelle angewendet. Zum einem wird das VOF (Volume of Fluid Modell) eingesetzt und zum anderen das sogenannte Zweifluid- oder Euler-Euler Modell. Die erzielten Ergebnisse werden verglichen. Für zweiphasige Strömungen, für die ein mechanisches Gleichgewicht zwischen den Phasen angenommen wird, kann der Transport des Impulses mit nur einer Gleichung beschrieben werden. In diesem Fall kann die zweiphasige Strömung mit dem VOF Modell als ein Gemisch modelliert werden. Im Gegensatz dazu wird das Euler-Euler Modell zur Modellierung der zweiphasigen Strömungen dann eingesetzt, wenn keine physikalisch berechtigte Reduzierung des Gleichungssystem vorgenommen werden kann. Somit ist das Euler-Euler Modell mit einem größeren mathematischen Aufwand verbunden.

5.1 Das Euler-Euler Modell

Im Rahmen des Euler-Euler Modells werden die Gleichungen für den Transport von Masse, Impuls und Energie für die flüssige und für die Dampfphase aufgestellt. Es wird angenommen, dass beide Phasen mit ihrem volumetrischen Anteil

$$\alpha_i = \frac{V_i}{V} \quad (5.1)$$

in jedem Kontrollvolumen anwesend sind, womit die Kontinuität der Phasen gewährleistet wird. In Gl. (5.1) wird mit α_i der Volumenanteil der Phase i bezeichnet, mit V_i wird das von Phase i eingenommene Volumen und mit V wird das Gesamtvolumen eines Volumenelements bezeichnet. Die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie der Phasen werden für das ortsfeste Bezugssystem formuliert, welches als Eulersches Bezugssystem bezeichnet wird.

Die Wechselwirkungen, die zwischen den Phasen innerhalb eines Kontrollvolumens statt finden, werden mit Hilfe der konstitutiven Gleichungen beschrieben, die auch als Schließbedingungen bezeichnet werden. Die Wechselwirkungen sind eine Folge der vorhandenen Triebkraft, wie z.B. der Temperaturdifferenz oder der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen. Es werden Masse, Impuls oder Wärme über die Phasengrenzfläche so lange ausgetauscht, bis das Nichtgleichgewicht zwischen den Phasen ausgeglichen ist. Für den Transport von Masse, Impuls oder Wärme über die Phasengrenzfläche spielen die Größe und die Form dieser Fläche eine wichtige Rolle. Sie wird in Abhängigkeit der jeweiligen Strömungsform berechnet.

Die Turbulenz der Strömung mit Entspannungsverdampfung wird mit den Gleichungen des k - ε Modells beschrieben, welche im Kapitel (6.2) näher beschrieben werden. Für beide Phasen wird ein homogenes Turbulenzfeld angenommen, wobei die durch Blasen eingeleiteten zusätzlichen Änderungen des ohnehin hohen Turbulenzgrades vernachlässigt sind.

5.1.1 Massenbilanz

Findet durch ein Rohrbruch eine Druckentlastung statt, so ist die Strömung zu Beginn der Druckentlastung einphasig. Durch das Modellieren der geeigneten Quellterme, kann in Abhängigkeit der lokalen Flüssigkeitsüberhitzung der verdampfende Massenstrom berechnet werden. Für das zweiphasige Strömungsfeld lautet die Kontinuitätsgleichung für die flüssige Phase

$$\frac{\partial[\rho_f(1-\alpha)]}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}[\rho_f(1-\alpha)u_{fi}] = -\Gamma \quad (5.2)$$

und die für die Dampfphase

$$\frac{\partial(\rho_d \alpha)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_d \alpha u_{di}) = \Gamma. \quad (5.3)$$

Der volumetrische Anteil der Dampfphase ist mit α bezeichnet. Mit ρ_i wird die Dichte der jeweiligen Phase und mit u_i wird der Geschwindigkeitsvektor in Richtung $i=(x,y,z)$ bezeichnet. Hierbei wird die in der Tensorrechnung übliche Einsteinsche Summationskonvention für eine verkürzte Schreibweise [76] benutzt. Die instationäre Änderung der Masse in einem Kontrollvolumen wird jeweils mit dem ersten Term, während der konvektive Transport der Masse in und aus dem Kontrollvolumen mit dem zweiten Term beschrieben wird. Mit Γ wird die Massenstromdichte bezeichnet, welche durch Entspannungsverdampfung aus der flüssigen in die dampfförmige Phase übergeht. Die Massenstromdichte Γ wird in Abhängigkeit der lokalen Überhitzung des Wassers bzw. des lokalen Drucks und der Größe der Phasengrenzfläche berechnet.

5.1.2 Impulsbilanz

Bei der Druckentlastung in einem flüssigen Strömungssystem, können die Strömungsgeschwindigkeiten vor dem Rohrbruch häufig vernachlässigt werden. Die potentielle Druckenergie wird im Laufe der Druckentlastung in die kinetische Energie umgesetzt, so dass der Fluid eine Beschleunigung erfährt. Der Transport des Impulses in die Richtung j ($u_j=(u,v,w)$) lässt sich für die flüssige Phase mit

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho_f (1-\alpha) u_{fj}] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho_f (1-\alpha) u_{fi} u_{fj}] - \\ & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(1-\alpha) \eta_f \left(\frac{\partial u_{fj}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{fi}}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_{fk}}{\partial x_k} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_j} = -\Gamma u_{fj} \end{aligned} \quad (5.4)$$

und für die Dampfphase mit

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\rho_d \alpha u_{dj}] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho_d \alpha u_{di} u_{dj}] - \\ & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha \eta_d \left(\frac{\partial u_{dj}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{di}}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_{dk}}{\partial x_k} \right) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_j} = \Gamma u_{fj} \end{aligned} \quad (5.5)$$

beschreiben, wobei mit δ_{ij} das Kroneckersymbol ($\delta_{ij}=0$ für $i \neq j$ und $\delta_{ij}=1$ für $i=j$) bezeichnet wird. Die ersten beiden Termen auf der linken Seite beschreiben die instationäre und die konvektive Änderung des Impulses. Der dritte Term auf der linken Seite beschreibt den Impulstransport aufgrund der Bewegung von Molekülen, wobei mit η_i die dynamische Viskosität der Phasen bezeichnet wird. Wirkung der Druckkraft wird mit dem letzten Term auf der linken Seite beschrieben. Mit der zwischen den Phasen ausgetauschten Masse, wird auch der Impuls dieser Masse weitergegeben, welcher jeweils mit dem ersten Term auf der rechten Seite beschrieben wird.

5.1.3 Energiebilanz

Der Energietransport in der flüssigen Phase und in der Dampfphase lautet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\rho_f (1-\alpha) H_f] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho_f (1-\alpha) u_{fi} H_f] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(1-\alpha) \lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial x_i} \right] \\ - (1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial t} = -\Gamma H_f - a_i \alpha_h (T_f - T_d) \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\rho_d \alpha H_d] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho_d \alpha u_{di} H_d] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha \lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial x_i} \right] \\ - \alpha \frac{\partial p}{\partial t} = \Gamma H_f + a_i \alpha_h (T_f - T_d) \end{aligned} \quad (5.7)$$

Mit H_d und H_f werden die Totalenthalpien

$$H_i = h_i + \frac{u_i^2}{2} \quad (5.8)$$

bezeichnet. Analog zum Transport des Impulses wird mit dem jeweils ersten Term in Gl. (5.6) und Gl. (5.7) die instationäre Änderung der Enthalpie beschrieben. Der konvektive Transport von Enthalpie wird vom zweiten Term wiedergegeben, während die Wärmeleitung mit dem dritten Term beschrieben wird. Die Bilanz der Enthalpie wird aus der Bilanz der inneren Energie abgeleitet, wodurch sich der vierte Term in Gl. (5.6) und Gl. (5.7) ergibt. Mit dem ersten Term auf der rechten Seite der Gl. (5.6) wird der

Energiestrom beschrieben, der infolge des verdampfenden Massenstroms Γ der flüssigen Phase verloren geht. Mit dem zweiten Term wird der Wärmestrom beschrieben, der infolge der Überhitzung ΔT_u über die Phasengrenzfläche A_i an die Dampfphase konduktiv abgegeben wird. Für die Dampfphase kann ein lokaler Sättigungszustand angenommen und ihre Temperatur als die Sättigungstemperatur für den jeweiligen lokalen Druck berechnet werden. Somit kann die Energiebilanz der Dampfphase im zu lösendem Gleichungssystem vernachlässigt werden.

5.1.4 Bilanz der Blasenanzahl

Um die Phasengrenzfläche zu berechnen, muss die Anzahl der gebildeten Blasen in jedem Kontrollvolumen bekannt sein. Eine Transportgleichung für die Anzahl der Blasen kann in der Form

$$\frac{\partial N_b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i N_b) = J \quad (5.9)$$

aufgestellt werden, wobei mit N_b die Blasenanzahldichte (die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit) und mit J die Keimbildungsrate bzw. die Anzahl der aktivierten Siedekeime pro Zeiteinheit und Volumeneinheit bezeichnet werden. Der erste Term in Gl (5.9) integriert über das Kontrollvolumen V beschreibt die instationäre Änderung der Blasenanzahl im Kontrollvolumen, während der konvektive Transport der Blasenanzahl in und aus dem Kontrollvolumen mit dem zweiten Term beschrieben wird. Im Rahmen des Euler-Euler Modells kann Gl (5.9) für das von der flüssigen Phase eingenommene Volumen $V_{(1-\alpha)} = V \cdot (1 - \alpha)$ in der Form

$$\frac{\partial [\rho_f (1 - \alpha) N_b]}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho_f (1 - \alpha) u_{fi} N_b] = J \rho_f - \Gamma N_b. \quad (5.10)$$

geschrieben werden. Hierbei werden die Terme auf der rechten Seite nicht über das ganze Kontrollvolumen integriert, sondern über das von der flüssigen Phase eingenommene Teil des Kontrollvolumens ($V_{(1-\alpha)} = V (1 - \alpha)$).

5.2 Berechnung des Dampfmassenstroms

Die Bildung der Dampfphase im anfangs einphasig flüssigen System ist durch das thermische Nichtgleichgewicht infolge Überhitzung ($\Delta T = T_f - T_s$) bedingt und wird vom thermischen Nichtgleichgewicht gesteuert. Die daraus resultierende Wärmestromdichte lautet

$$\dot{q}_i = \alpha_f (T_f - T_s), \quad (5.11)$$

wobei mit α_f der Wärmeübergangskoeffizient, mit T_s die Sättigungstemperatur und mit T_f die Temperatur der Flüssigkeit bezeichnet werden. Das aus der Überhitzung der Flüssigkeit resultierende Potenzial zur Bildung der Dampfphase kann nur über die Phasengrenzfläche entladen werden und wird anschließend als Verdampfungsenthalpie verbraucht. Dementsprechend ist die Dampfbildungsrate proportional zum Produkt aus der Wärmestromdichte \dot{q}_i und der volumenbezogenen Phasengrenzfläche a_i und umgekehrt proportional zur Verdampfungsenthalpie Δh_{fg} .

$$\Gamma = \frac{\dot{q}_i a_i}{\Delta h_{fg}} \quad [\text{kg}/\text{m}^3\text{s}]. \quad (5.12)$$

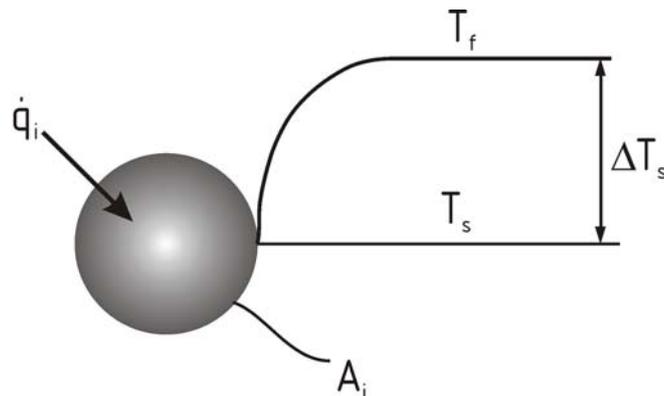


Bild 5.2: Wärmeübergang von überhitzter Flüssigkeit an Dampfblase

Die so definierte verdampfende Massenstromdichte tritt als ein Senkenterm in der Kontinuitätsgleichung der flüssigen Phase (Gl. 5.2) und gleichzeitig als Quellterm in der Kontinuitätsgleichung der Dampfphase (Gl. 5.3) auf. Im Rahmen des Euler-Euler Modells wird die Integration des Senkenternes in der Kontinuitätsgleichung für die flüssige Phase

(Gl. 5.2) nicht über das ganze Kontrollvolumen sondern lediglich über das von der flüssigen Phase eingenommene Volumen $V_{(1-\alpha)} = V \cdot (1 - \alpha)$ vorgenommen.

Aus der Nusselt-Zahl

$$\text{Nu} = \frac{\alpha_f 2 R_b}{\lambda_f} \quad (5.13)$$

kann der in Gl. (5.11) verwendete Wärmeübergangskoeffizient α_f berechnet werden

$$\alpha_f = \frac{\lambda_f \text{Nu}}{2R_b}, \quad (5.14)$$

wobei mit λ_f die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit und mit R_b der Blasenradius bezeichnet werden. Die Nusselt-Zahl kann in Abhängigkeit der Jakob-Zahl berechnet werden

$$\text{Nu} = \frac{12}{\pi} \text{Ja} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6\text{Ja}} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6\text{Ja}} \right]. \quad (5.15)$$

Mit der Jakob-Zahl

$$\text{Ja} = \frac{C_{pf} \rho_f (T_f - T_s)}{\rho_d \Delta h_{fg}} \quad (5.16)$$

wird das Verhältnis zwischen dem überhitzungsbedingtem Wärmestrom in der Flüssigkeit und der Verdampfungsenthalpie bezeichnet. Die Jakob-Zahl steigt mit der Überhitzung der Flüssigkeit, weshalb sich mit der das thermische Nichtgleichgewicht beschreiben lässt. Gl. (5.16) gilt nur für einen konstanten Druck, jedoch danach berechnete Ja-Zahl ist näherungsweise genau [81], wenn für jeden lokalen Druck die Überhitzung berechnet wird.

5.3 Berechnung der Keimbildungsrate

Die Anzahl der im Prozess der Entspannungsverdampfung gebildeten Blasen wird mit der Transportgleichung für die Blasenanzahldichte (Gl. 5.10) berechnet. Der Quellterm in Gl. (5.10) ist die Keimbildungsrate, wobei unterschieden wird zwischen Blasenkeimen, die an der Wand oder die im Kern der Flüssigkeit aktiviert werden

$$J = J_w + J_K. \quad (5.17)$$

Die Keimbildungsrate an der Rohrwand lautet:

$$J_w = \frac{N_{KS} f_{max} \xi}{A}. \quad (5.18)$$

Sie ist proportional zum Produkt aus Keimstellendichte N_{KS} und Frequenz der Blasenablösung f_{max} . Mit A wird die Querschnittsfläche und mit ξ der Umfang des Rohres bezeichnet.

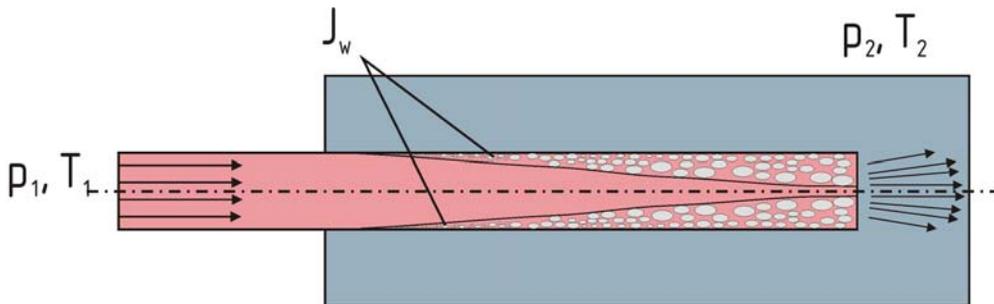


Bild 5.3: Keimbildung an der Wand des Rohres

Die Frequenz der Blasenablösung wird nach dem Modell von Jones und Shin [77] berechnet. Hierbei werden Messergebnisse zur Blasenablösungsfrequenz ([15], [29], [78], [79]) für einen breiten Druckbereich in Abhängigkeit der Wasserüberhitzung korreliert:

$$f_{max} = C_f \Delta T_u^3; \quad C_f = 10^4 \left[\frac{1}{sK^3} \right]. \quad (5.19)$$

Die Anzahl der Keime pro Quadratmeter Wandfläche lautet [77]:

$$N_{KS} = C_n \frac{R_a^2}{R_c^4}; \quad C_n = 0,25 \cdot 10^{-7}. \quad (5.20)$$

Die Keimstellendichte ist direkt proportional dem Ablöseradius der Blasen R_a und umgekehrt proportional dem kritischen Blasenradius R_c .

Der kritische Blasenradius, oder der Radius der kleinsten noch stabilen Blase kann aus der Bedingung für das mechanische Gleichgewicht der Blase

$$p_s - p_f = \frac{2\sigma}{R_c} \quad (5.21)$$

und aus der Clausius-Clapeyronischen Gleichung

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta h_{fg}}{(v_d - v_f) T} \quad (5.22)$$

zu

$$R_c = \frac{2\sigma}{\Delta h_{fg} \rho_d} \cdot \frac{T_s}{T_f - T_s}. \quad (5.23)$$

berechnet werden. Hierbei wird die Annahme getroffen, dass der spezifische Volumen der Flüssigkeit zum spezifischen Volumen des Dampfes vernachlässigbar klein ist ($v_d \gg v_f$). In Gl. (5.21) bezeichnet p_s den Sättigungsdruck. Für Blasen mit Radien kleiner als dem kritischen kann der Druck im Inneren der Blase größer werden als der Sättigungsdruck. Die Blase kann dadurch kondensieren. Somit ist für einen Druck der Flüssigkeit p_f eine minimale Überhitzung der Flüssigkeit $\Delta T = T_f - T_s$ festgelegt, ab welcher Blasen wachsen können. Mit der Bildung mindestens eines stabilen Keimes wird der Übergang aus der thermisch metastabilen Phase in die stabile Phase eingeleitet. Sobald der Blasenkeim eine kritische Größe überschritten hat, folgt ein durch die Oberflächenspannung bestimmtes langsames Blasenwachstum. Danach wird das Wachstum der Dampfblase durch Flüssigkeitgeschwindigkeit an der Wand beeinflusst. In dieser Phase setzen sich die Trägheitskräfte dem Blasenwachstum entgegen, werden aber infolge des Wärmeeintrags in die Blase durch die Druckdifferenz überwunden, so dass die Blase wachsen kann. Der Blasenablöseradius wird aus dem Gleichgewicht der Oberflächenspannungskräfte

$$F_\sigma = 2\sigma R_c \pi \quad (5.24)$$

und der Widerstandskräfte

$$F_w = \zeta R_a^2 \pi \frac{u_f^2 \rho_f}{2} \quad (5.25)$$

berechnet:

$$R_a = \sqrt{\frac{4\sigma R_c}{\zeta u_f^2 \rho_f}}, \quad (5.26)$$

wobei mit ζ der Widerstandszahl bezeichnet wird, mit R_a der Blasenablöseradius und mit u_f die mittlere Geschwindigkeit der Flüssigkeit über die Blasenhöhe $h=2R_a$. Für turbulent umströmte Blase lautet die Widerstandszahl [80]

$$\zeta = 18,5 \operatorname{Re}_b^{-0,6} \quad (1 < \operatorname{Re}_b < 500), \quad (5.27)$$

wobei mit Re_b die sogenannte Blasen-Reynolds-Zahl bezeichnet wird:

$$\operatorname{Re}_b = \frac{R_a u_f \rho_f}{\eta_f}. \quad (5.28)$$

Die Keimbildungsrate wird im Kern der Flüssigkeit analog zur Theorie der homogenen Keimbildung berechnet. Sie lautet

$$J_h = N \exp\left(-\frac{W_{cr}}{kT_f}\right). \quad (5.29)$$

In Gl (5.29) wird mit W_{cr} die Aktivierungsenergie bezeichnet, die der Flüssigkeit zugefügt werden muss, um einen stabilen Blasenkeim des kritischen Radius R_c zu erzeugen. Mit N wird die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit und mit k die Boltzmann Konstante bezeichnet. Die Arbeit, die erforderlich ist, um die homogenen Siedekeime zu den wachstumsfähigen Blasen zu aktivieren, wird in die Arbeit umgewandelt, welche gegen die Oberflächenspannungskräfte des Wassers und zur Verdrängung des Wassers aus dem Volumen der Blase aufzuwenden ist

$$W_{cr} = \frac{16\pi \sigma^3}{3(p_s - p)^2}. \quad (5.30)$$

Mit steigender Temperatur sinkt die Oberflächenspannung und steigt der Dampfdruck in der Blase, womit nach Gl. (5.30) die Energiebarriere der Keimbildung gesenkt wird. Im Laufe einer schnellen Druckentlastung steigt die Druckdifferenz $\Delta p = p - p_s$, womit die Energiebarriere für die Keimbildung W_{cr} ebenfalls sinkt.

Die heterogene Keimbildung wird während eines Druckentlastungsprozesses durch den gleichen Mechanismus wie die homogene Keimbildung d.h. durch thermische Fluktuationen der Moleküle verursacht. Nur erfolgt dies mit einem viel niedrigeren Wert

der Aktivierungsenergie wegen des heterogenen Ursprung der Keimbildungsstelle (Bild 3.4).

Die Anzahl der heterogen gebildeten Siedekeime kann im Kern der Flüssigkeit entsprechend experimenteller Ergebnissen von Blinkov [81], [82] mit

$$\log N_b = 12,5 - 0,15 \log(Gb) \quad (5.31)$$

in Abhängigkeit der Gibbs-Zahl

$$Gb = \frac{W_{cr}}{k T_f} \quad (5.32)$$

korreliert werden. In Gl. (5.32) wird mit k die Boltzmann Konstante ($k=1,38066 \cdot 10^{-23}$ J/K) bezeichnet. Der aus der Keimbildung im Kern der Flüssigkeit resultierende Quellterm lautet

$$J_k = \frac{dN_b}{dt} = N_b \frac{u_f}{\Delta x}. \quad (5.33)$$

5.4 Berechnung der Phasengrenzfläche

Für volumetrische Dampfgehalte $\alpha \leq 0,3$ kann Blasenströmung angenommen werden. Es wird hierbei von den kugelförmigen Blasen ausgegangen. Der Blasenradius R_b kann aus der Beziehung für den volumetrischen Anteil der Dampfphase

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(N_b V \frac{4}{3} \pi R_b^3 \right) = N_b \frac{4}{3} \pi R_b^3 \quad (5.34)$$

und der Blasenanzahldichte N_b

$$R_b = \left(\alpha \frac{3}{4\pi N_b} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.35)$$

berechnet werden.

Die volumenbezogene Phasengrenzfläche lautet

$$a_i = N_b 4\pi R_b^2. \quad (5.36)$$

Mit Gl. (5.35) ergibt sich die volumenbezogene Phasengrenzfläche in Abhängigkeit der volumetrischen Dampfanteil und der Anzahl der Blasen zu

$$a_i = (36 \pi N_b)^{\frac{1}{3}} \alpha^{\frac{2}{3}}. \quad (5.37)$$

Im Verlauf des iterativen Lösungsprozesses wird die Blasenanzahldichte mit Gl. (5.10) berechnet und der volumetrische Dampfgehalt mit Gl. (5.3), wobei der Quellterm in Gl. (5.3) in Abhängigkeit der Phasengrenzfläche selbst (Gl. 5.37) berechnet wird.

Für volumetrische Dampfgehalte $\alpha > 0,3$ kann angenommen werden, dass einige der Blasen zu größeren Blasen koaleszieren und somit einen Dampfpfropfen bilden, während einige weiterhin als Einzelblasen existieren. Die Phasengrenzfläche lautet in diesem Fall

$$a_i = a_{ip} + a_{ib}, \quad (5.38)$$

wobei mit a_{ip} die volumenbezogene Phasengrenzfläche des Dampfpfropfens und mit a_{ib} die volumenbezogene Phasengrenzfläche der Einzelblasen bezeichnet wird. Nach Lasl [83] lautet die volumenbezogene Phasengrenzfläche des Dampfpfropfen mit der Annahme einer zylindrischen Form des Pfropfens

$$a_{ip} = \frac{4 \alpha^{2/3}}{\alpha_{p,max}^{1/6} D}. \quad (5.39)$$

In Gl. (5.39) wird mit D der lokale Durchmesser des Rohres bezeichnet.

Der volumetrische Dampfgehalt der Pfropfenströmung wird mit Approximation [83]

$$\alpha_p = \frac{1}{1 - \alpha_b} \left\{ \alpha - \alpha_{b,max} \left[1 - \frac{(\alpha - \alpha_{b,max})(1 - \alpha_{p,max})}{\alpha_{p,max} - \alpha_{b,max}} \right] \right\} \quad (5.40)$$

berechnet. Es wird $\alpha_{b,max} = 0,3$ und $\alpha_{p,max} = 0,8$ angenommen. Die Anzahl der koaleszierten Blasen je Volumeneinheit lautet

$$N_{b,p} = \frac{\alpha_p}{\frac{4}{3} R_b^3 \pi}. \quad (5.41)$$

Der volumetrische Dampfgehalt in den Einzelblasen ergibt sich aus der Differenz des lokalen Dampfgehalts und des Dampfgehaltes in Pfropfen als

$$\alpha_b = \alpha - \alpha_p. \quad (5.42)$$

Die Anzahl der Einzelblasen per Volumeneinheit ergibt sich als

$$N_{b,b} = N_b - N_{b,p}, \quad (5.43)$$

so dass die volumenbezogene Phasengrenzfläche der Einzelblasen lautet

$$a_{i,b} = \left(36 \pi N_{b,b}\right)^{\frac{1}{3}} \alpha_b^{\frac{2}{3}}. \quad (5.44)$$

5.5 Das “Volume of Fluid Model”

Mit Hilfe des sogenannten „Volume of Fluid Models“ (VOF) wird die zweiphasige Strömung als die eines homogenen Fluidgemischs mit variablen Stoffeigenschaften beschrieben. Die Dichte des Gemisches wird in Abhängigkeit der volumetrischen Phasenanteile und der Dichten der Phasen angegeben

$$\rho = (1 - \alpha) \rho_f + \alpha \rho_d. \quad (5.45)$$

Für das Gemisch wird die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (5.46)$$

und die Impulstransportgleichung

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} - \eta \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_j} = 0 \quad (5.47)$$

gelöst. Der Transport des Impulses zwischen den Phasen wird vernachlässigt. Befinden sich in einem Kontrollvolumen Anteile beider Phasen, so gilt dieses Modell nur dann, wenn eine annähernd gleiche Geschwindigkeit der Phasen beobachtet wird.

Die Viskosität η in Gl. (5.47) ergibt sich approximativ unter der Annahme homogener zweiphasiger Gemische zu

$$\eta = \eta_f(1 - \alpha) + \eta_d \alpha. \quad (5.48)$$

Die Dichteänderungen des Gemisches im Laufe der schnellen Druckentlastung werden in Abhängigkeit des lokalen volumetrischen Dampfgehaltes mit der Gleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial p} = \frac{\rho}{a_f^2 \rho_f} \left(1 + \alpha \left(\frac{a_f^2 \rho_f}{a_d^2 \rho_d} - 1 \right) \right), \quad (5.49)$$

berechnet, wobei a_f die Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit und a_d die Schallgeschwindigkeit des Dampfes ist.

Für die Berechnung der Phasenverteilung wird eine zusätzliche Skalar-Transportgleichung eingeführt, die analog zur Kontinuitätsgleichung für die Dampfphase (Gl. 5.3)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\alpha}{\rho} \rho_d \right) \rho \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\frac{\alpha}{\rho} \rho_d \right) \rho u_i \right] = \Gamma \quad (5.50)$$

formuliert wird. Mit der Transportvariable $\phi = \frac{\alpha}{\rho} \rho_d$ kann der volumetrische Anteil der Dampfphase α berechnet werden.

Die Energiegleichung für das Gemisch lautet

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho H] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho u_i H] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] - \alpha \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (5.51)$$

Im Rahmen des VOF-Modells lautet die Transportgleichung für die Blasenanzahldichte analog zu Gl. (5.10)

$$\frac{\partial(\rho N_b)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i N_b) = J_p. \quad (5.52)$$

5.6 Thermodynamische Zustandsgleichungen

Die transienten Druckfelder werden als Folge eines Rohrbruches und dadurch eingeleiteter Entspannungsverdampfung für das Beispiel eines Apparats im Druckwasserreaktor berechnet. Es werden hierfür die Zustandsgrößen für Wasser im Druckbereich von 1 bis 160 bar nach dem Industriestandard IAPWS-IF97 [84] berechnet. Ausgehend von der Gibbschen freien Energie werden die Beziehungen für Dichte, Enthalpie, Schallgeschwindigkeit und spezifische Wärmekapazität implementiert. In Abhängigkeit der lokalen Temperatur des Wassers wird mit Hilfe der Gibbschen freien Energie der lokale Sättigungsdruck berechnet und in Abhängigkeit des lokalen Drucks wird die Sättigungstemperatur berechnet. Durch den Vergleich so berechneter Sättigungstemperaturen mit der lokalen Wassertemperatur wird der Überhitzungsgrad des Wassers ($\Delta T_s = T_f - T_s$) berechnet, sowie dessen Verdampfungsenthalpie.

Die Dampfphase und die flüssige Phase werden beide als kompressibel angenommen. Die Schallgeschwindigkeit für Wasser wird in Abhängigkeit des Drucks und der Temperatur berechnet und für den Dampf wird die Schallgeschwindigkeit beim jeweiligen Sättigungszustand eingesetzt. Im Rahmen des VOF-Modells wird für das Gemisch (5.49) die berechnete Schallgeschwindigkeit vorgegeben, wobei im Rahmen des Euler-Euler Modell für jede Phase die Dichteänderung infolge der Druckänderung

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial p} = \frac{1}{a_i^2} \quad (5.53)$$

separat definiert wird.

5.7 Lösungsmethode

Mit dem Reynoldsschen Transporttheorem [85] können die oben beschriebenen Transportgleichungen in der allgemeinen Form

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\phi \rho u_i) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = S \quad (5.54)$$

geschrieben werden. Hierbei bezieht sich Φ auf die jeweilige Transportgröße. Mit S wird ein Quellterm und mit μ der entsprechende Transportskoeffizient bezeichnet. Somit gilt für eine Kontinuitätsgleichung ohne Quellterme: $\Phi=1$, $\mu = 0$, $S=0$. Die Impuls-, Energie- und zusätzlichen Transportgleichungen können ähnlich formuliert werden.

Das oben dargestellte Gleichungssystem wird mit Hilfe des kommerziellen Programms CFX4.3 gelöst. In den extern angelegten Unterprogrammen, die für die Änderungen und eigene Modelle reserviert werden, werden thermodynamische Zustandsgleichungen der fluiden Phasen definiert, sowie die Quell- oder Senkenterme, mit welchen in den Transportgleichungen die Austauschprozesse formuliert werden. Der Quellterm für die Blasenanzahldichte wird in Abhängigkeit der lokaler Überhitzung für die Rechenzellen in Wandnähe und in Kern der Strömung separat berechnet. Die daraus resultierende Blasenanzahldichte ist die Basis für die Berechnung der Phasengrenzfläche, mit welcher gleichzeitig die Dampfbildungsrate (5.12) berechnet wird.

Die numerische Lösung des mit Anfangs- und Randwerten versehenen Gleichungssystems erfolgt mit der Methode der Finiten Volumina. Hierfür wird das zu berechnende Strömungsgebiet mittels eines numerischen Gitters in diskrete Kontrollvolumina unterteilt. Anhand der Kontrollvolumina können die ortsabhängigen partiellen Differentiale in der Gl. (5.54) in die Differenzen überführt werden. Der konvektive Term der Gl. (5.54) wird zunächst mit Hilfe des Gausschen Satzes in das Oberflächenintegral

$$\int_V \frac{\partial}{\partial x_i} (\phi \rho u_i) dV = \int_A \phi \rho u_i dA_i \quad (5.55)$$

umgerechnet.

Die Werte der Transportgröße Φ an der zu integrierenden Fläche werden dann mit einem Differenzenschema berechnet. Der einfachste Ansatz hierfür ist der sogenannte „Upwind“-Ansatz. Der an einer Fläche gefragte Wert der Transportgröße Φ wird gleich dem am nächsten stromauf gelegenen Rechenpunkt gesetzt (Bild 5.4).

$$\int_{\underline{w}} \phi \rho u dA = \phi_w \rho_w u_w A_w \quad (5.56)$$

Durch diese Vereinfachung ist der „Upwind“-Ansatz nicht in der Lage, die Verläufe einer Transportgröße Φ bei abrupten Änderungen im Strömungsfeld, welche bei einem Rohrbruch gegeben sind, wiederzugeben.

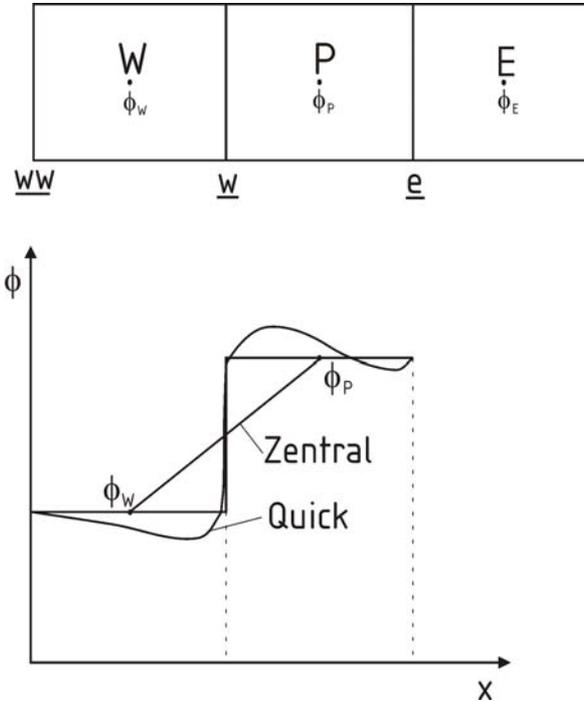


Bild 5.4: Auswahl der Differenzierungsschema für den konvektiven Term

Mit Hilfe des im Bild 5.4 schematisch dargestellten „Quick“-Ansatzes

$$\phi_{\underline{w}} = \frac{3}{8}\phi_P + \frac{3}{4}\phi_w - \frac{1}{8}\phi_{ww}, \quad (5.57)$$

können die abrupten Änderungen einer Transportgröße genauer als mit dem „Upwind“-Ansatz berechnet werden. Die Anwendung des „Quick“-Ansatz erfordert jedoch mehr Rechenaufwand und kann zum Entstehen von nichtphysikalisch begründeten Überschwingungen führen (Bild 5.4). Diese können die mit Hilfe der „min-mod“-Begrenzer [86] behoben werden.

Für die zeitliche Diskretisierung (Δt) wird eine variable Schrittweite gewählt, mit der minimalen Zeitschrittweite von $\Delta t_{\min} = 10^{-6}$ s und der maximalen Zeitschrittweite von $\Delta t_{\min} = 10^{-4}$ s. Die minimale Zeitschrittweite wird besonders in der ersten Phase der Druckentlastung verwendet, wegen der schnellen Änderungen des Drucks und der Blasenanzahl.

6. Berechnung der direkten Kondensation

Direkte Kondensation des Dampfes an unterkühlter Flüssigkeit ist schematisch in [Bild 3.9](#) dargestellt. An der Phasengrenzfläche wird die Sättigungstemperatur angenommen. Das thermische Nichtgleichgewicht, welches auf der Flüssigkeitsseite in Form von Unterkühlung gegeben ist, stellt das Potenzial für die Kontaktkondensation dar.

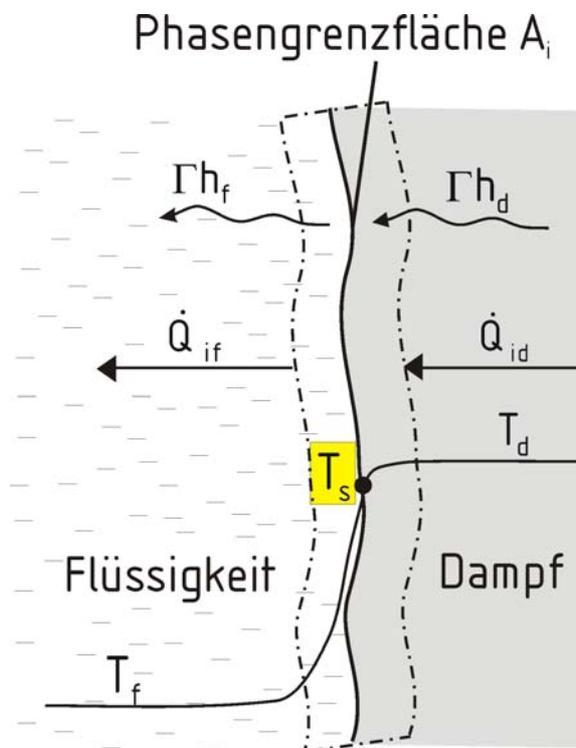


Bild 6.1: Energiebilanz an der Phasengrenzfläche

Der bei Kondensation freigesetzte Strom an latenter Wärme wird von der unterkühlten Flüssigkeit aufgenommen, wodurch die Flüssigkeit an der Phasengrenzfläche erwärmt wird. Durch die Wirkung der turbulenten Schwankungen an der Phasengrenzfläche ([Bild 6.2](#)) wird einerseits die erwärmte Flüssigkeit von der Phasengrenzfläche in die tieferen Schichten der Flüssigphase transportiert und andererseits die Phasengrenzfläche durch kältere Flüssigkeit erneuert. Demzufolge ist die direkte Kondensation besonders

intensiv dort, wo aufgrund der Konfiguration des Strömungskanals die Turbulenzintensität steigt. Dies ist z.B. im Strömungsfeld von Armaturen oder Rohrkrümmern der Fall.

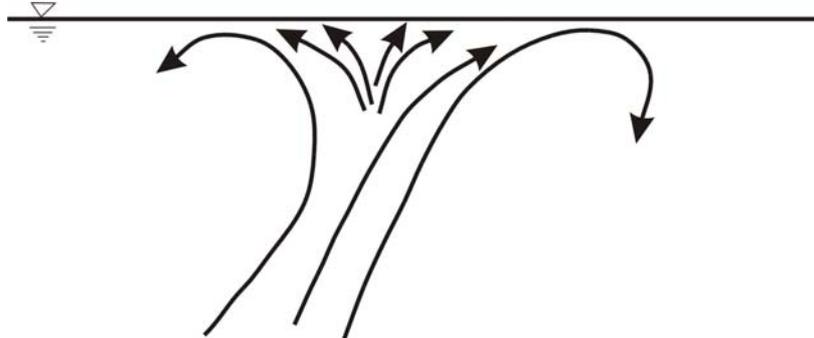


Bild 6.2: Die turbulente Bewegungen im Wasser in der Nähe der Phasengrenzfläche

Der Wärmestrom, der zur Flüssigkeitsseite der Phasengrenzfläche übertragen wird (Bild 6.1), lautet

$$\dot{Q}_{i,f} = \alpha_{i,f} A_i (T_s - T_f), \quad (6.1)$$

wobei mit $\alpha_{i,f}$ der Wärmeübergangskoeffizient, mit A_i die Phasengrenzfläche, mit T_s die Sättigungstemperatur und mit T_f die Temperatur der Flüssigkeit bezeichnet wird.

Der Wärmestrom, der an der Dampfseite der Phasengrenzfläche übertragen wird (Bild 6.1), lautet

$$\dot{Q}_{id} = \alpha_{i,d} A_i (T_d - T_s). \quad (6.2)$$

Der Kondensationsmassenstrom wird aus der Energiebilanz an der Phasengrenzfläche

$$\dot{Q}_{id} + \Gamma \cdot h_d - \Gamma \cdot h_f - \dot{Q}_{if} = 0, \quad (6.3)$$

abgeleitet

$$\Gamma = \frac{\alpha_{i,f} A_i (T_s - T_f) - \alpha_{i,d} A_i (T_d - T_s)}{\Delta h_{f,g}}, \quad (6.4)$$

wobei mit h_d die Dampfenthalpie, mit h_f die Enthalpie der Flüssigkeit und mit $\Delta h_{f,g}$ die Kondensationsenthalpie bezeichnet werden.

Wird die geringfügige Überhitzung des Dampfes vernachlässigt und dessen Sättigungstemperatur angenommen, so lautet der Kondensationsmassenstrom

$$\Gamma = \frac{\alpha_{i,f} A_i (T_s - T_f)}{\Delta h_{f,g}}. \quad (6.5)$$

Die Phasengrenzfläche (Bild 6.3) wird unter Annahme einer separierten zweiphasigen Strömung und entsprechend der zweidimensionalen Betrachtungsweise berechnet:

$$A_i = \frac{\alpha(1-\alpha)(\Delta x \Delta z)}{0,25}, \quad (6.6)$$

wobei α den volumetrischen Dampfgehalt bezeichnet.

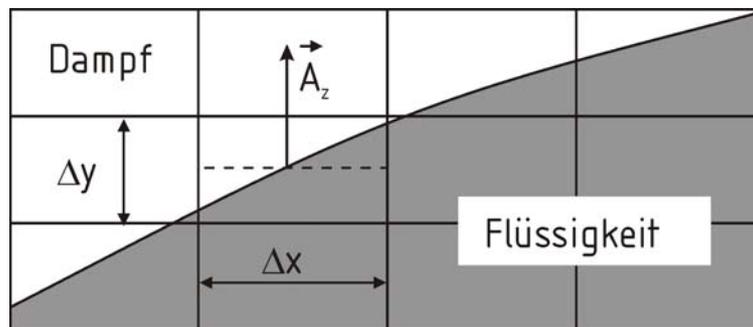


Bild 6.3: Phasengrenzfläche

Für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten wird von einem Oberflächenerneuerungsmodell ausgegangen. Weiter entfernt von der Phasengrenzfläche agieren größere und in unmittelbarer Nähe der Phasengrenzfläche kleinste Wirbel. Daher wird die Aufenthaltszeit eines Fluidelements an der Oberfläche mit der Zeitskala der kleinsten Wirbel gleichgesetzt. In unmittelbarer Nähe der Phasengrenzfläche finden Wärme- und Stoffaustausch durch molekulare Diffusion solange statt, solange sich das Fluidelement in Nähe der Phasengrenzfläche aufhält. Daher ist die Verweilzeit ein wesentlicher Parameter für die Berechnung der über die Phasengrenzfläche ausgetauschten Wärme- und Stoffströme.

Der molekulare Wärmertransport an der Phasengrenzfläche kann nach der Theorie der instationären Wärmeleitung beschrieben werden. Die Wärmestromdichte bei instationärer Wärmeleitung [85]:

$$\dot{q}_{i,f} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_f \rho_f c_{p,f}}{t}} (T_s - T_f). \quad (6.7)$$

klingt mit der Zeit $t^{-1/2}$ ab. In Gl. (6.7) werden mit λ_f der Wärmeleitfähigkeitkoeffizient der Flüssigkeit und mit $c_{p,f}$ die Wärmekapazität der Flüssigkeit bezeichnet.

Aus Gl. (6.7) ergibt sich der Wärmeübergangskoeffizient zu

$$\alpha_{i,f} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_f \rho_f c_{p,f}}{\theta}}. \quad (6.8)$$

wobei mit θ die charakteristische Zeit für den Wärmetransport infolge molekularen Transports bezeichnet wird.

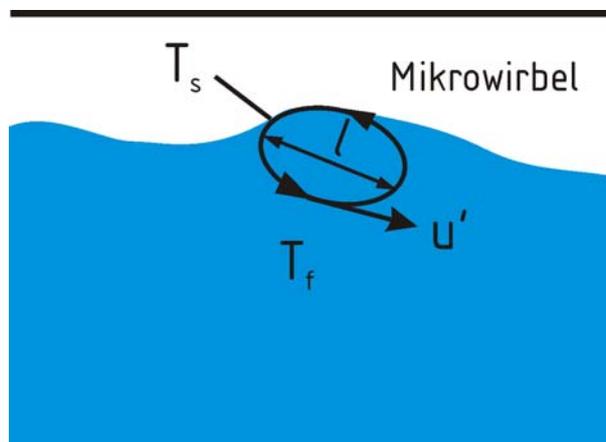


Bild 6.4: Mikrowirbel an der Phasengrenzfläche

Die Zeit für den molekularen Wärmetransport bei direkter Kondensation wird als Mikrozeitskala der Turbulenz angenommen. Die Mikro- oder sogenannte Kolmogorov Zeitskala [60]

$$\theta = \left(\frac{\nu_f}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (6.9)$$

ist umgekehrt proportional zur Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Mit ε wird in Gl. (6.9) die turbulente Dissipationsrate bezeichnet und mit ν_w die kinematische Viskosität der Flüssigkeit.

Da die turbulenten Bewegungen der Flüssigkeit in der Nähe der Phasengrenzfläche zur ständiger Erneuerung der Phasengrenzfläche mit kalter Flüssigkeit beitragen, wird die zum Wärmeübergang erforderliche Zeit θ mit steigender Turbulenzintensität verkürzt. Dabei steigt der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{i,f}$ an und mit ihm der umgesetzte Kondensationsmassenstrom. Wird Gl. (6.9) in Gl. (6.8) eingesetzt, ergibt sich die folgende Beziehung für den Wärmeübergangskoeffizient an der Flüssigkeitsseite der Phasengrenzfläche

$$\alpha_{i,f} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\lambda_f \rho_f c_{p,f}} \left(\frac{\varepsilon}{\nu_f} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (6.10)$$

Um die turbulenten Bewegungen der zweiphasigen Strömung zu beschreiben, werden Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate ε nach dem k - ε Modell verwendet. Die k - ε Gleichungen werden dem System der Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie der Flüssigkeit und des Dampfes zugefügt.

6.1 Massen- und Impulsbilanz der Strömung mit direkter Kondensation

Der berechnete Kondensationsmassenstrom Γ stellt eine Quelle in der Kontinuitätsgleichung für die Flüssigkeit:

$$\frac{\partial[\rho_f(1-\alpha)]}{\partial t} + \frac{\partial[(1-\alpha)\rho_f u_{fi}]}{\partial x_i} = \Gamma \quad (6.11)$$

und eine Senke in der Kontinuitätsgleichung des Dampfes dar:

$$\frac{\partial(\rho_d \alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha \rho_d u_{di})}{\partial x_i} = -\Gamma. \quad (6.12)$$

Mit dem zwischen den Phasen ausgetauschten Kondensationsmassenstrom wird der entsprechende Betrag an Impuls und Energie der Dampfphase entnommen und der flüssigen Phase zugefügt. Der Impulsaustausch zwischen den Phasen erfolgt über den Kondensationsmassenstrom und durch die Wirkung der zwischen den Phasen übertragenen Reibungskräfte, die mit dem Koeffizient [87]

$$c_{i,\text{str}} = \frac{0,005}{\pi D} \alpha(1-\alpha) \left[1 + 75(1-\alpha)^{0,5} \right] \rho_d, \quad (6.13)$$

zu

$$F_i = c_{i,\text{str}} (u_d - u_f) |u_d - u_f| \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (6.14)$$

berechnet werden.

An die Massenströme, die zwischen den Phasen ausgetauscht werden, sind die Turbulenzgrößen k und ε gekoppelt, die der an der Phasengrenzfläche ausgetauscht werden.

6.2 Berechnung des turbulenten Transportstroms

Der Wärmeübergangskoeffizient für direkte Kondensation wird in Abhängigkeit der Verweilzeit der Fluidelemente an der Phasengrenzfläche berechnet. Die Verweilzeit ist abhängig von der Mikrostruktur der Turbulenz nahe der Phasengrenzfläche.

Die Turbulenz führt zum Fluktuieren der Transportgrößen um einen lokalen Mittelwert.

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (6.15)$$

Die Schwankungen beeinflussen die Bilanzen aller Transportgrößen und müssen bei der mathematischen Beschreibung berücksichtigt werden. Visuell macht sich die Turbulenz durch Wirbel bemerkbar. Die Dissipation der Energie erfolgt durch die Bewegung der kleinsten Wirbel deren Abmessung als Kolmogorov Länge definiert ist. Das Fluktuieren von Transportgrößen einer turbulenten Strömung kann in den Erhaltungsgleichungen mit Turbulenzmodellen beschrieben werden. Werden die Impulsgleichungen für die Geschwindigkeit

$$u = \bar{u} + u' \quad (6.16)$$

formuliert, so ergibt sich ein zusätzlicher Reynoldsspannungstensor, der näherungsweise mit algebraischen oder differenziellen Gleichungen formuliert werden kann. Mit dem k- ε [88] Modell lauten die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P_k - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (6.17)$$

und die Transportgleichung für die Dissipationsrate ε :

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right). \quad (6.18)$$

Die turbulente kinetische Energie k

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (6.19)$$

ist definiert mit Hilfe der lokalen Schwankungsgeschwindigkeit. In der Gl. (6.17) wird mit P_k der Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie beschrieben. Der zweite Term ($\rho \varepsilon$) beschreibt eine Senke und stellt die Reduktion der turbulenten kinetischen Energie k durch die Dissipation ε dar.

Die Dissipationsrate ε

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (6.20)$$

ist definiert als der Anteil der turbulenten kinetischen Energie, der durch die turbulenten Schwankbewegungen in die innere Energie umgewandelt wird. $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$ sind die empirischen Modellkonstanten.

Mit μ_t wird in Gl (6.17, 6.18) die turbulente Viskosität

$$\mu_t = \rho \nu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6.21)$$

bezeichnet. Die turbulente Viskosität μ_t ist der Transportkoeffizient, der um mehrere Ordnungen größer ist als der molekulare. Die mit der Gl. (6.21) berechnete turbulente Viskosität wird in der Impulsbilanz additiv zur molekularen berücksichtigt.

Die Gleichungen des k - ε Modells werden für die Berechnung der direkten Kondensation für die flüssige und für die Dampfphase aufgestellt. Mit dem zwischen den Phasen ausgetauschten Kondensationsmassenstrom werden die entsprechenden Anteile turbulenter Energie k und Dissipation ε ausgetauscht. Dies wird mit Senken- oder Quelltermen in k - ε Gleichungen berücksichtigt. Das Turbulenzfeld ist somit nicht homogen.

Hobhahn [62] berechnet die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie, indem er mehrere Quellen zur Dissipation definiert und diese nach empirischen Gleichungen berechnet:

- Zwischenphasenreibung, Wandreibung,
- geometriebedingte Strömungs- und Phasenseparationseffekte aufgrund Hindernissen in der Strömung,
- Turbulenzproduktion verursacht durch den Massenübergang von der einen zur anderen Phase.

Die turbulente Dissipation ist ein Schlüsselparameter für die Berechnung der im Prozess der direkten Kondensation ausgetauschten Wärme- und Massenströme. Im Gegensatz zum Modell von Hobhahn [62] werden die turbulenten Strukturen durch die Modellierung der Turbulenz mit den Gleichungen des k - ε Modells besser aufgelöst, womit eine verbesserte Berechnung der kondensierenden Massenströme möglich ist. Durch die Intensität der Kondensation wird einerseits die Verteilung der Phasen und andererseits der Druckverlauf bestimmt. Somit ist durch eine mehrdimensionale Auflösung der turbulenten Strukturen mit Hilfe des k - ε Modells eine verbesserte Berechnung von Wasserhammerphänomen möglich.

6.3 Rechenmethodik

Das zu lösende Gleichungssystem für die Berechnung der direkten Kondensation enthält: Kontinuitätsgleichungen, Impulsgleichungen, Energiegleichungen, k und ε Gleichungen für Dampf- und flüssige Phase, die Zustands- und die Konstitutivengleichungen. Zwischen den Phasen treten thermische und mechanische Nichtgleichgewichte auf. Diese werden mit Hilfe von konstitutiven Gleichungen beschrieben und als Quell- oder Senketerme den entsprechenden Gleichungen zugefügt. Die veränderbare Kompressibilität der Phasen wird berücksichtigt, indem die Schallgeschwindigkeiten und Dichten für Flüssigkeit und Dampf in Abhängigkeit des Drucks und der Temperatur berechnet werden. Die aus

unterschiedlichen Dichten resultierende Auftriebskraft sowie die Oberflächenspannungskräfte werden in der Impulsbilanz berücksichtigt.

Das Lösen des Gleichungssystems erfolgt nach der Methode der finiten Volumina. Große Unterschiede in Strömungsparametern zwischen benachbarten Kontrollvolumina wie z.B. Druckunterschiede zwischen zwei Kontrollvolumina, können zu Instabilitäten im Lösungsalgorithmus führen. Deshalb wird das Gitter besonders dort verfeinert, wo sprunghafte Druckänderungen zu erwarten sind wie z.B. infolge von Blasen kollaps in der Nähe von Rohrkrümmer. Die zeitliche Diskretisierung der Gleichungen erfolgt mit veränderlicher Zeitschrittweite, die im Falle von schnellen Druckänderungen in der Größenordnung von $\Delta t = 10^{-5}$ s gewählt wird.

Die Zeitschrittweite wird abhängig vom berechneten Kondensationsmassenstrom gewählt. Für größere Kondensationsmassenströme wird eine kleinere Zeitschrittweite genommen. Der Kondensationsmassenstrom, der zwischen den Phasen ausgetauscht wird, wird unterrelaxiert, indem im Laufe der iterativen Lösung für einen Zeitschritt Δt für die ersten Iterationsschritte ein reduzierter Anteil an Massenstrom zwischen den Phasen angenommen wird. Der Anteil steigt im Laufe des Iterationsprozesses und wird anschließend in vollem Ausmaß berechnet.

6.4 Stabilität der Lösung

Die separierten zweiphasigen Strömungen werden häufig mit Hilfe von Impulsgleichungen für reibungsfreie Strömungen, die sogenannten Eulerschen Gleichungen beschrieben. In diesem Fall besteht das Gleichungssystem aus den Impulsgleichungen mit vernachlässigter Viskosität und vernachlässigter Oberflächenspannung für beide Phasen, sowie den Kontinuitätsgleichungen. Das so aufgestellte Gleichungssystem kann unter Umständen komplexe Charakteristiken und somit Instabilitäten aufweisen. Das Einführen der Oberflächenspannung in die Berechnung der geschichteten zweiphasigen Strömungen führt nach Ramshaw und Trapp [89] zur Umwandlung der komplexen Charakteristiken in reale. Die Berücksichtigung der Oberflächenspannung führt somit zum Stabilisieren der Lösung, wogegen die Dämpfung alleine durch die Wirkung der Viskosität ausgeübt wird. Wird das Gleichungssystem zum Modellieren der zweiphasigen Strömungen unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung und der Viskosität gelöst, so scheiden irrealen Lösungen aus. Hierbei ist es notwendig die Turbulenz der zweiphasigen Strömung zu berücksichtigen, da sie eine nicht zu vernachlässigende Dissipation der kinetischen Energie verursacht.

7. Blasenströmung bei Entspannungsverdampfung

7.1 Berechnung der Strömung durch eine konvergent-divergente Düse

Um die Ausbreitung der Druckentlastungsfront in zweiphasiger Strömung voraussagen zu können, ist es notwendig, das in Kap. 5 beschriebene Modell, welches zur Berechnung der Strömung mit Entspannungsverdampfung dient, zu überprüfen. Dazu sind die theoretischen Ergebnisse mit experimentellen zu vergleichen. Dies erfolgt durch die numerische Berechnung einer Düsenströmung. Die so erhaltenen theoretischen Ergebnisse werden dann mit den experimentellen Ergebnissen von Abuaf [15] verglichen.

Abuaf untersucht die Entspannungsverdampfung von Wasser in einer vertikal durchströmten konvergent-divergenten Düse. Sie ist schematisch in Bild 7.1 dargestellt. Die Strömung wird in ihrem Eintritt beschleunigt, wodurch der Druck im engsten Querschnitt unter den lokalen Sättigungsdruck fällt. Wegen der eintretenden Überhitzung der Flüssigkeit tritt Entspannungsverdampfung auf.

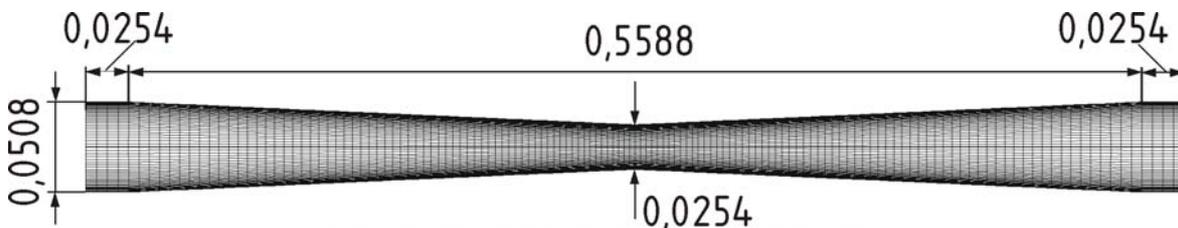


Bild 7.1: Geometrische Abmessungen der konvergent-divergenten Düse [15]

Das Strömungsfeld in der konvergent-divergenten Düse wird mit Hilfe des Volume of Fluid-Modells sowie mit Hilfe des Euler-Euler Modells berechnet. Die erzielten Ergebnisse werden miteinander verglichen. Die Randbedingungen sind der statische Druck und die Temperatur des Wassers im Eintrittsquerschnitt der Düse und der statische Druck im Austrittsquerschnitt. Der Druck und die Temperatur werden jeweils dem entsprechenden Experiment von Abuaf [15] entnommen. Die Anfangsbedingungen entsprechen dem Zustand zur Zeit $t=0$, für den der Druck in der Düse dem Eintrittsdruck gleichgesetzt wird. Die Geschwindigkeit des Wassers und der volumetrische Anteil der Dampfphase werden für $t=0$ zu Null angenommen. Die sich einstellende zweiphasige transiente Strömung wird mit variablen Zeitschritten berechnet. Zu Beginn einer Rechnung wird ein relativ kleiner Zeitschritt 10^{-6} s gewählt, so dass die plötzlichen Veränderungen im Strömungsfeld ohne

numerische Instabilitäten aufgelöst werden können. In der Impulsbilanz des VOF- Modells sowie des Euler-Euler Modells wird die Wirkung der Gravitationskraft in der vertikal aufgestellten Düse berücksichtigt. Die Turbulenz wird mit dem k- ϵ Modell berechnet. Zur Berechnung der Strömung in der Düse wird ein rotationssymmetrisches Koordinatensystem verwendet.

Der Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Ergebnissen für den Eintrittsdruck von $p=6,68$ bar und die Eintrittstemperatur von $t=27,7^\circ\text{C}$ ist in Bild 7.2 dargestellt. Da der Sättigungsdruck für die Temperatur des Wasser von $t=27,7^\circ\text{C}$ sehr niedrig liegt ($p_s=0,038$ bar), reicht die im konvergenten Abschnitt der Düse erzielte Beschleunigung nicht aus, um diesen zu unterschreiten. Die Strömung bleibt somit über die gesamte Düsenlänge einphasig. Im divergenten Abschnitt der Düse wird der Druck durch die Verzögerung der Strömung mit Ausnahme von Reibungsverlusten wieder aufgebaut (Bild 7.2). Für die Berechnung wird ein Gitter mit 7200 Elementen eingesetzt. Der berechnete Massenstrom beträgt $\dot{M} = 15$ kg/s und der gemessene $\dot{M} = 14,3$ kg/s. Wird ein gröberes Gitter verwendet, so ergeben sich größere Unterschiede zwischen berechneten und gemessenen Werten für den Druck und den Massenstrom. Die Ursache hierfür ist die variable Grenzschichtdicke im divergenten Abschnitt der Düse und die damit verbundenen Ungenauigkeiten der Wandfunktionen des k- ϵ Modells [90].

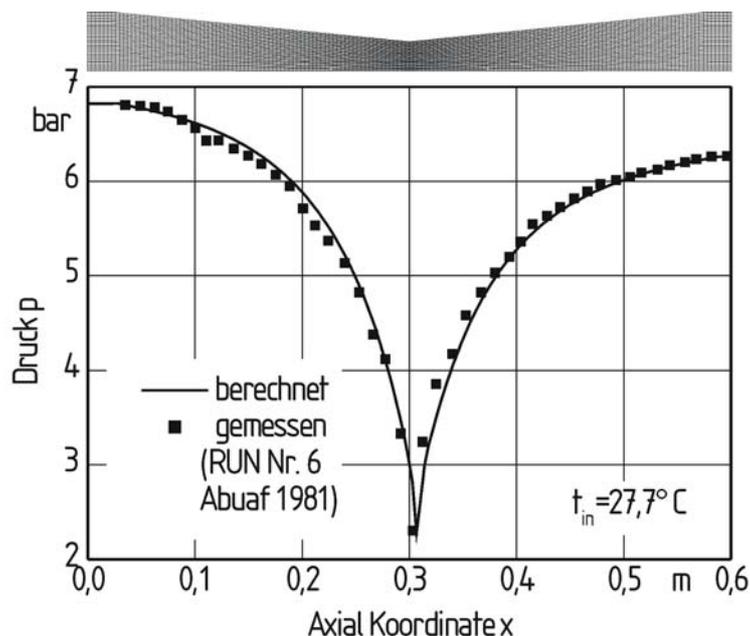


Bild 7.2: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Drücken [15] für den Fall der einphasigen Strömung

In Bild 7.3 ist die berechnete Phasenverteilung in der Düse für ein weiteres Experiment von Abuaf [15] dargestellt. Die gewählten Randbedingungen für den Druck und für die Temperatur sind in Bild 7.3 angegeben und führen durch die expansionsbedingte Überhitzung des Wassers zum Phasenwechsel im divergenten Abschnitt der Düse. Die ersten Blasen werden zunächst an der Wand des engsten Querschnitts der Düse gebildet. Der maximale Volumenanteil des Dampfes stellt sich jeweils in Wandnähe, während im Kern der Strömung geringere Anteile der Dampfphase berechnet werden. Durch die Anwesenheit der Blasen in Wandnähe des divergenten Düsenabschnittes wird die Kernströmung mit einer Dampfschicht umhüllt. Auf diese Weise wird die Strömung nicht verzögert, so dass der Druck im divergenten Teil der Düse nahezu konstant bleibt. Die mit Wandfunktionen des k - ϵ Modells verbundenen Ungenauigkeiten treten bei der Berechnung der zweiphasigen Strömung in der konvergent-divergenten Düse nicht auf. Demzufolge kann hier eine geringere Anzahl an Volumenelementen verwendet werden.

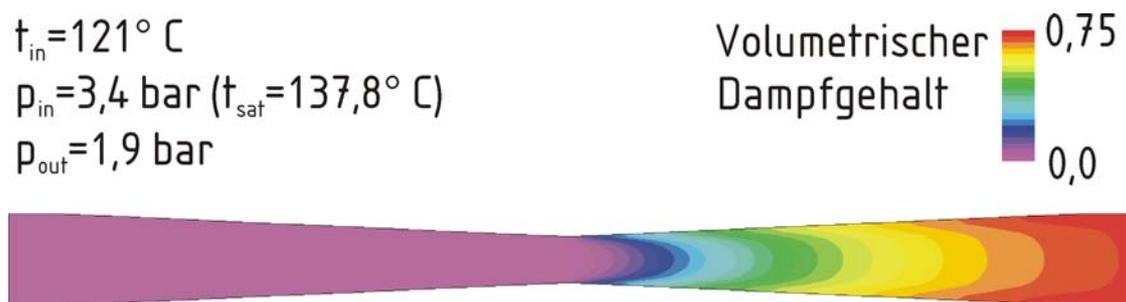


Bild 7.3: Der berechnete volumetrische Dampfgehalt in der Düse

In Bild 7.4 werden die auf numerischem Wege berechneten Ergebnisse für den volumetrischen Dampfgehalt entlang der Düse mit den experimentellen [15] verglichen. Dabei werden die volumetrischen Dampfgehalte über dem Düsenquerschnitt gemittelt. Im konvergenten Abschnitt der Düse wird der volumetrische Dampfgehalt zu Null berechnet, während im divergenten Abschnitt der Dampfgehalt kontinuierlich ansteigt.

In Bild 7.5 ist der Vergleich von berechneten und gemessenen Drücken entlang der Düse dargestellt. Die größte Abweichung zwischen den berechneten und gemessenen Drücken tritt für den engsten Querschnitt der Düse auf. Hier liegt der Druck infolge der Beschleunigung im Strömungsfeld unter dem Sättigungsdruck. Das thermische Nichtgleichgewicht resultiert im Aktivieren der Siedekeime und der Verdampfung, so dass

der Druck im divergenten Abschnitt der Düse nicht wieder ansteigt, wie im Fall der einphasigen Strömung (Bild 7.2). Hierbei wird die kinetische Energie zur Beschleunigung beim Unterschreiten des Sättigungsdrucks in thermische Energie zum Überhitzen umgewandelt, woraus die Bildung der Blasen resultiert.

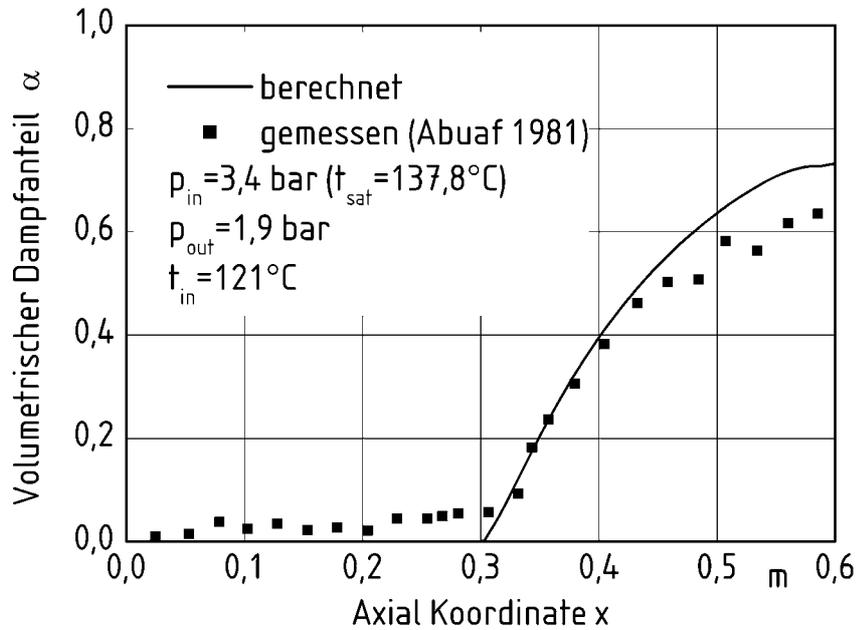


Bild 7.4: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten volumetrischen Dampfanteilen entlang der Düse

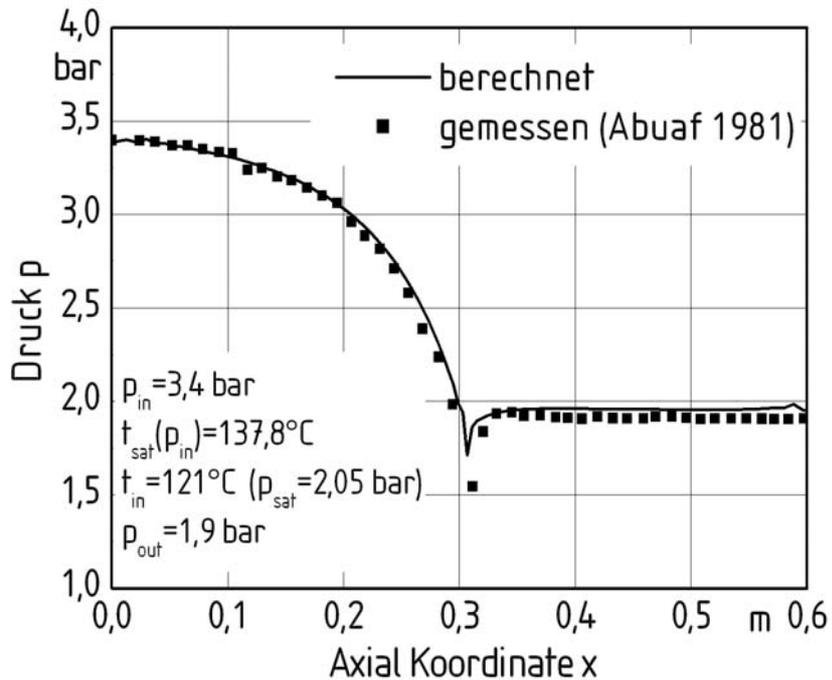


Bild 7.5: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Drücken entlang der Düse

Das numerisch berechnete Druckprofil entlang der Düse wird für einen weiteren Versuch in Bild 7.6 mit dem gemessenen [15] verglichen. Parallel dazu werden die mit Hilfe des Euler-Euler und des VOF-Modell berechneten Ergebnisse miteinander verglichen. Diese weichen nur geringfügig voneinander ab. Eine bessere Wiedergabe der Messwerte für diesen Versuch wird mit Hilfe des Euler-Euler Modells erzielt.

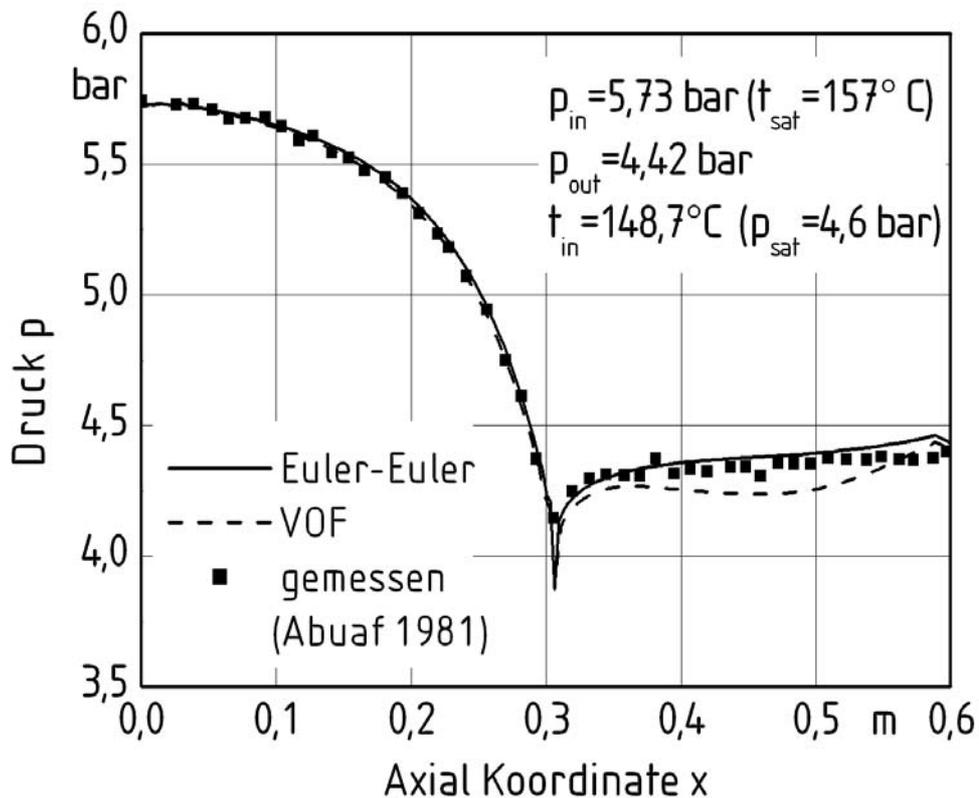


Bild 7.6: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Drücken entlang der Düse

Der berechnete volumetrische Dampfanteil wird entlang der Düse mit dem gemessenen [15] in Bild 7.7 verglichen. Hierbei wird der Dampfanteil über den Querschnitt der Düse gemittelt. Der berechnete volumetrische Dampfanteil steigt entlang des divergenten Abschnittes von $\alpha=0\%$ im engsten Querschnitt der Düse zum Wert $\alpha=65\%$ im Ausgangsquerschnitt.

In Bild 7.8 ist der im engsten Querschnitt der Düse berechnete Massenstrom in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. Der Massenstrom steigt kontinuierlich an und erreicht nach $t=0,08 \text{ s}$ einen stationären Wert. Der berechnete maximale Massenstrom beträgt $8,9 \text{ kg/s}$ und der gemessene maximale Massenstrom beträgt $8,71 \text{ kg/s}$.

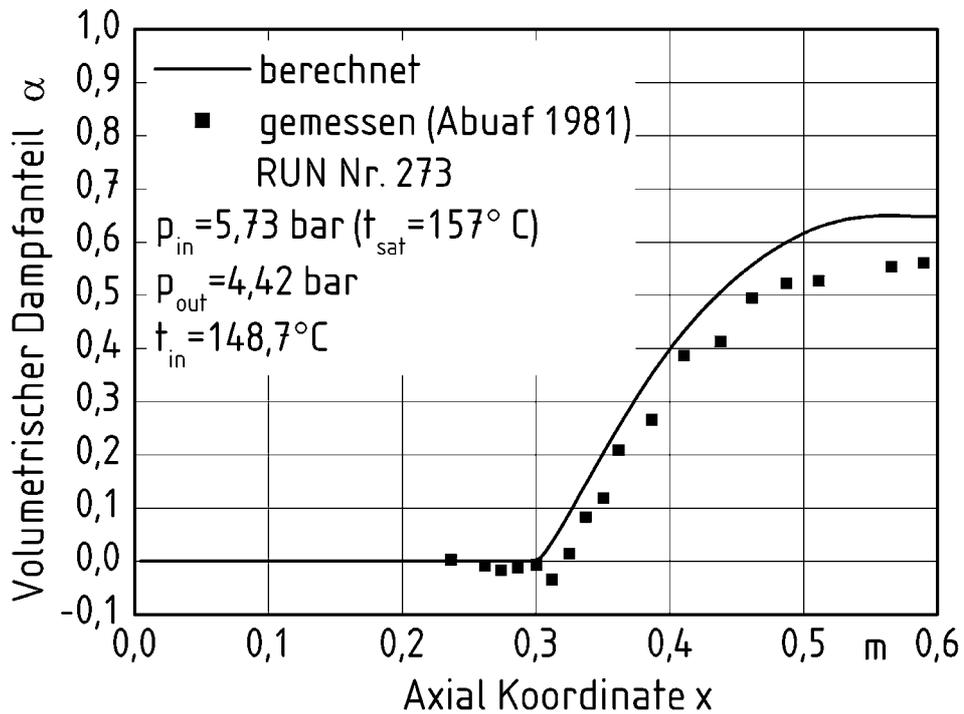


Bild 7.7: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten volumetrischen Dampfanteilen entlang der Düse

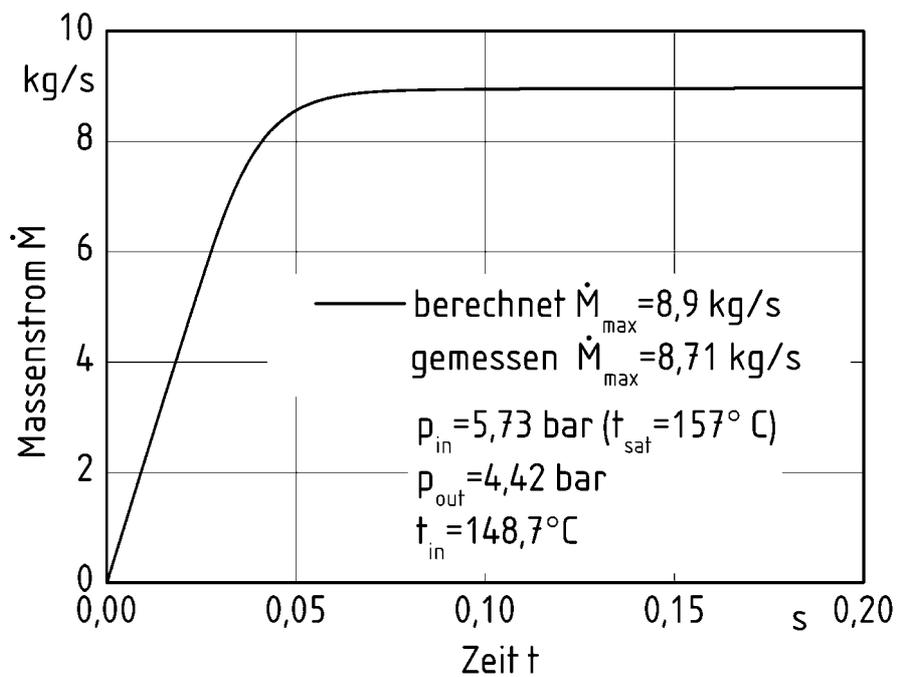


Bild 7.8: Im engsten Querschnitt der Düse auftretender berechneter Massenstrom

Der für den engsten Querschnitt der Düse berechnete zeitliche Verlauf des Drucks und die Anzahldichte der Blasen sind in Bild 7.9 dargestellt. In der beschleunigten Strömung nimmt der Druck ab. Zur Zeit $t=0,02$ s wird für die lokale Temperatur von $T=422$ K der Sättigungsdruck erreicht. Dem Verlauf der Blasenanzahldichte wird entnommen, dass die ersten Blasen zu einem etwas späteren Zeitpunkt gebildet werden. Die verzögerte Blasenbildung wird durch einen Mangel an Phasengrenzfläche zu Beginn der Entspannungsverdampfung verursacht.

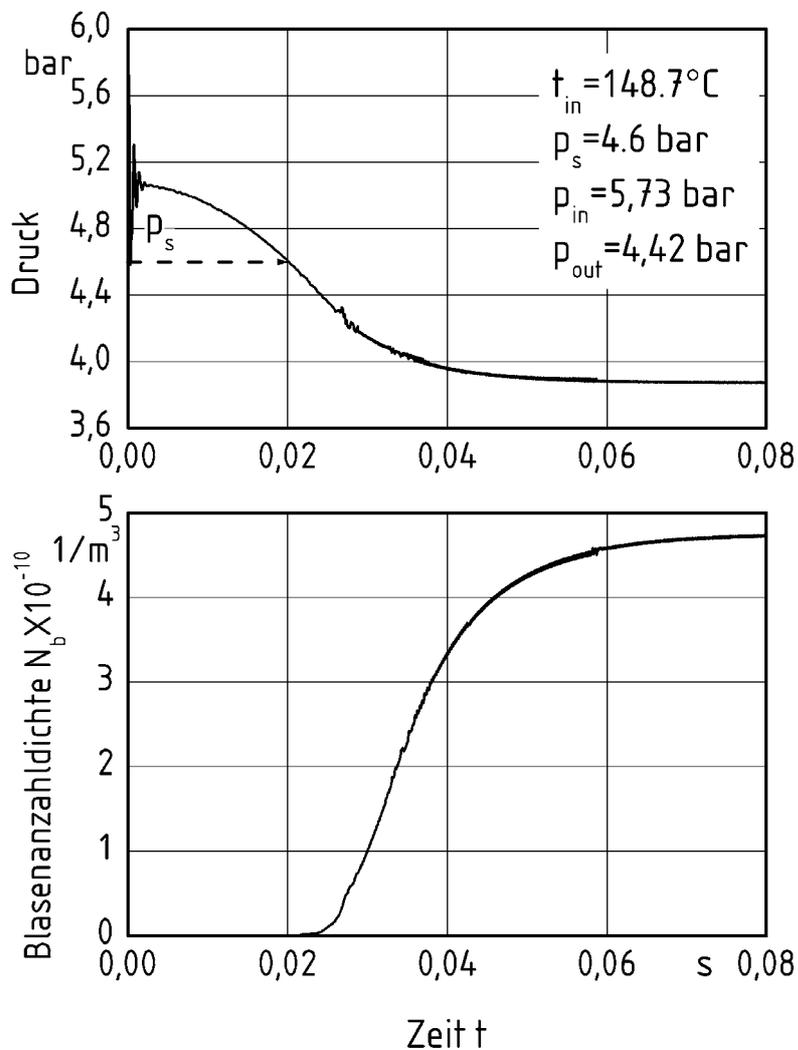


Bild 7.9: Der zeitliche Verlauf von Blasenanzahldichte und Druck im engsten Querschnitt der Düse

Um den Einfluss des Rechengitters auf die berechneten Ergebnisse zu prüfen, werden diese für ein grobes Gitter mit 1400 Gitterelemente und ein Gitter mit 4200 Elementen miteinander verglichen. In Bild 7.10 wird die entlang der Düse berechnete Differenz zwischen den für grobes und feineres Gitter erhaltenen Drücken dargestellt. Die maximale Abweichung zwischen berechneten Drücken stellt sich in der Nähe des engsten Querschnitt ein. Sie beträgt $\Delta p = 0,017 \text{ bar}$, was relativ zum Eingangsdruck von $p = 5,73 \text{ bar}$ eine Abweichung von 0,3 % bedeutet. Aus dem Vergleich geht hervor, dass schon mit einer relativ geringen Anzahl an Gitterelementen eine konvergente Lösung erhalten wird.

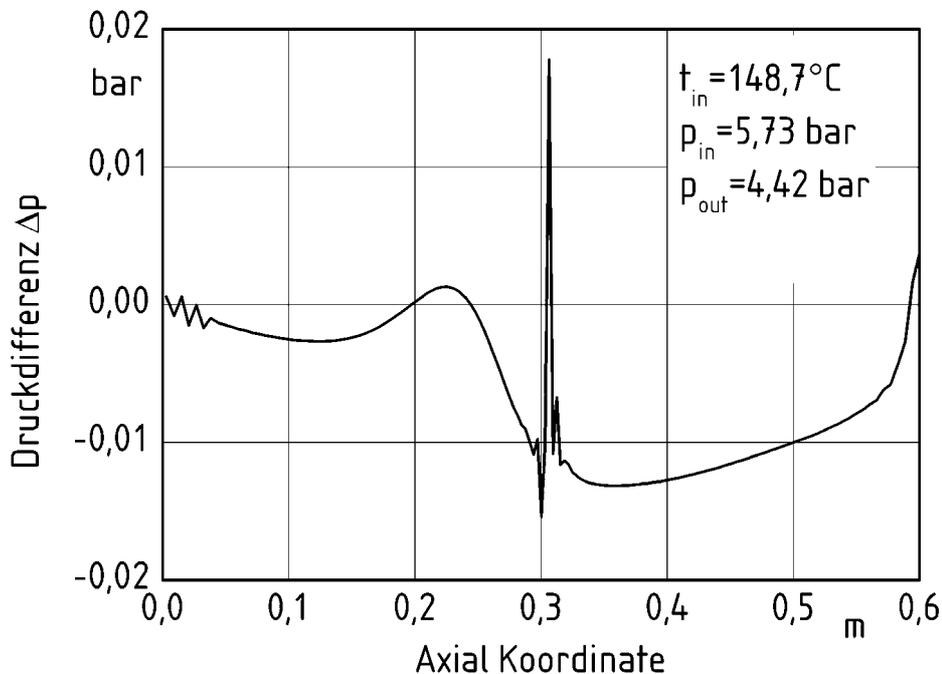


Bild 7.10: Vergleich der berechneten Drücke erhalten mit unterschiedlicher Gitterweite

Die wichtigsten Parameter für die Berechnung der Strömung infolge der Entspannungsverdampfung sind die Überhitzung der Flüssigkeit und die Größe der Phasengrenzfläche. Das Strömungsfeld in der konvergent-divergenten Düse ist zum Zeitpunkt $t=0$ einphasig. Durch die Beschleunigung und die Wasserüberhitzung wird das Potenzial zum Phasenwechsel bereitgestellt, die Bildung von Phasengrenzfläche bleibt jedoch infolge des Siedeverzuges aus. Erst nach dem Erreichen einer ausreichenden Überhitzung werden Siedekeime aktiviert. Sie lösen sich von den Keimstellen ab. Die

Anzahl der Keimstellen und die Frequenz der Blasenablösung werden mit dem auf empirischem Wege hergeleiteten Modell von Blinkov [81] ermittelt. Die Modellparameter ergeben sich aus Vergleichen mit zahlreichen experimentellen Ergebnissen. Die Korrelation erfolgt in Abhängigkeit von Überhitzung, Oberflächenspannung, Viskosität und Trägheitskräften. Es wird zu Berechnung der Phasengrenzfläche weder von einer konstanten Anzahl der Blasen ausgegangen, noch wird eine konstante Größe der Blasen angenommen. Die Phasengrenzfläche, die neben der Triebkraft ausschlaggebend für alle Austauschprozesse ist, wird mit Hilfe der Transportgleichung für die Blasenanzahl und der Kontinuitätsgleichung gewonnen. Jedoch stützt sich die Berechnung auf die oben beschriebenen empirisch gewonnenen Ergebnissen.

7.2 Berechnung der Strömung durch eine abrupte Rohrerweiterung

Das im Kap. 5 beschriebene und im Kap. 7.1 getestete Modell zur Berechnung der zweiphasigen Strömung mit Entspannungsverdampfung wird angewandt zum Berechnen der Strömung infolge von Druckentlastung während eines Rohrbruchs. Das Ziel ist es, die Druckentlastungswellen, welche sich von der Bruchstelle ausgehend im zweiphasigen Strömungssystem ausbreiten, vorherzusagen. Dadurch kann der im zweiphasigen Strömungssystem maximal auftretende Druck sowie der maximale zweiphasige Massenstrom berechnet werden. Der maximale Druck und Massenstrom werden bei Auslegung von Behältern oder Strömungsapparaten, in welchen ein Rohrbruch stattfinden kann, benötigt.

Ein Rohrbruch kann als der doppelseitige oder der sogenannte 200%-Bruch angenommen werden. Es wird dann von einem schlagartigen Trennen der Rohrbruchstücke ausgegangen. Die zeitlichen Gradienten des Drucks ($\Delta p/\Delta t$) sind für die Druckentlastung infolge von Rohrversagen größer als im Fall der Strömung durch konvergent-divergente Düsen (Kap. 7.1). Eine erste Näherung zur Berechnung der Strömung aufgrund der Rohrbrüche, kann mit dem Modell für abrupte Rohrerweiterung erzielt werden.

In Bild 7.11 ist das Modell für eine abrupte Rohrerweiterung angegeben. Es wird analog zum Ansprechen einer Bertscheibe am Ende des Rohres dargestellt. Das Rohr mit 26 mm Durchmesser wird durch eine Berstscheibe vom umgebenden Behälter getrennt, wobei der Druck im Rohr zum Zeitpunkt $t=0$ höher ist als im Behälter. Zur Berechnung der Strömung wird eine Rotationssymmetrie angenommen.

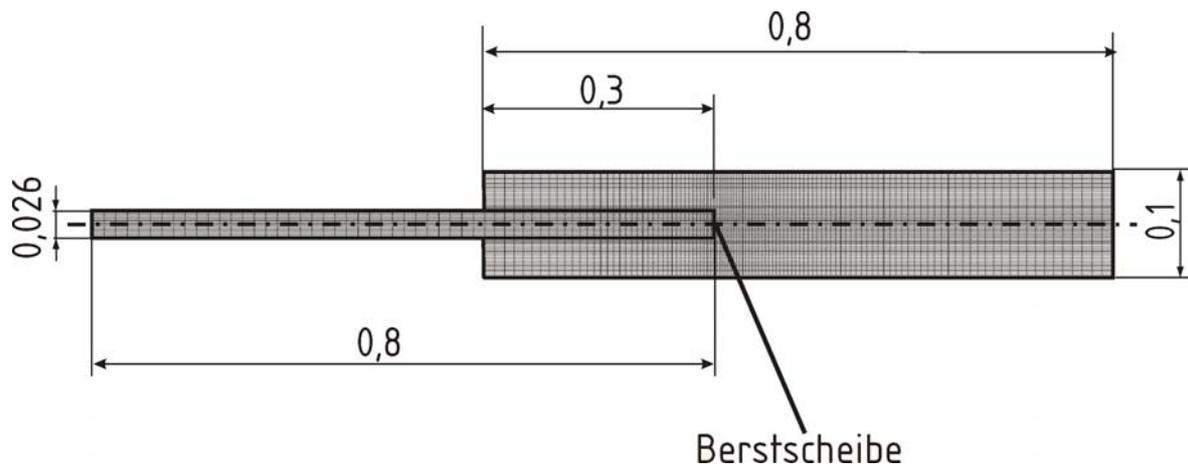


Bild 7.11 : Das numerische Gitter für die Simulation der Strömung durch eine abrupte Rohrerweiterung

Im Bild 7.12 ist der Druckprofil entlang des Strömungskanals zum Zeitpunkt $t=0$ dargestellt. Das Wasser im Rohr hat zum Zeitpunkt $t=0$ den Druck $p=16$ MPa und die Temperatur $T=531$ K. Es ist um 90 K unterkühlt. Das Wasser im Behälter hat zum Zeitpunkt $t=0$ den Druck $p=1,4$ MPa und die Temperatur $T=310$ K. Das Wasser im Rohr ist durch die Berstscheibe vom Wasser im Behälter getrennt. Die Strömungsgeschwindigkeit wird mit $u=0$ m/s und der volumetrische Dampfanteil mit $\alpha=0$ angenommen.

Für Zeit $t>0$ wird die Berstscheibe entfernt, so dass die Strömung aus dem Ruhezustand beschleunigt wird. Hierbei wird für die Randbedingung im Eintrittsquerschnitt des Rohres der statische Druck zu 16 MPa und die Wassertemperatur zu 531 K beibehalten. Am Austritt des Behälters wird der konstante statische Druck von 1,4 MPa als Randbedingung angenommen.

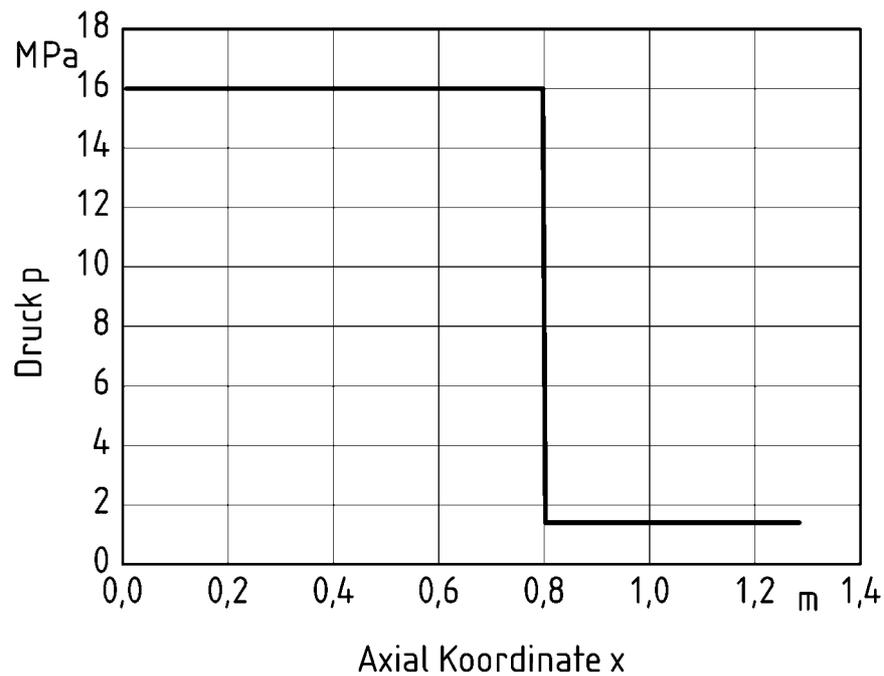


Bild 7.12: Druck zum Zeitpunkt $t=0$

Nachdem die Berstscheibe entfernt ist, breitet sich die Druckstörung von der Berstscheibe stromauf und stromab im System aus, wodurch die Druckentlastung im Rohr eingeleitet wird. Das anfangs unterkühlte Wasser wird infolge des plötzlichen Druckabfalls überhitzt. Die Überhitzung, bzw. die Differenz zwischen der Temperatur des Wassers und dessen lokaler Sättigungstemperatur stellt das Potenzial zur Entspannungsverdampfung dar. Hierbei wird vom überhitzten Wasser ein Wärmestrom abgegeben, dessen thermische Energie zur Bildung der Blasen und deren Wachstum verbraucht wird.

Die ersten Blasen werden nach einem kurzen zeitlichen Verzug am Austritt des Rohres gebildet (Bild 7.13). Nach dem Erreichen einer stabilen Größe erfolgt das Ablösen der Blasen von den Keimstellen, wodurch diese frei für die weitere Blasenbildung werden. Die abgelösten Blasen, die konvektiv in den Behälter transportiert werden, bilden eine Blasenschicht, die sich im Behälter ausbreitet.

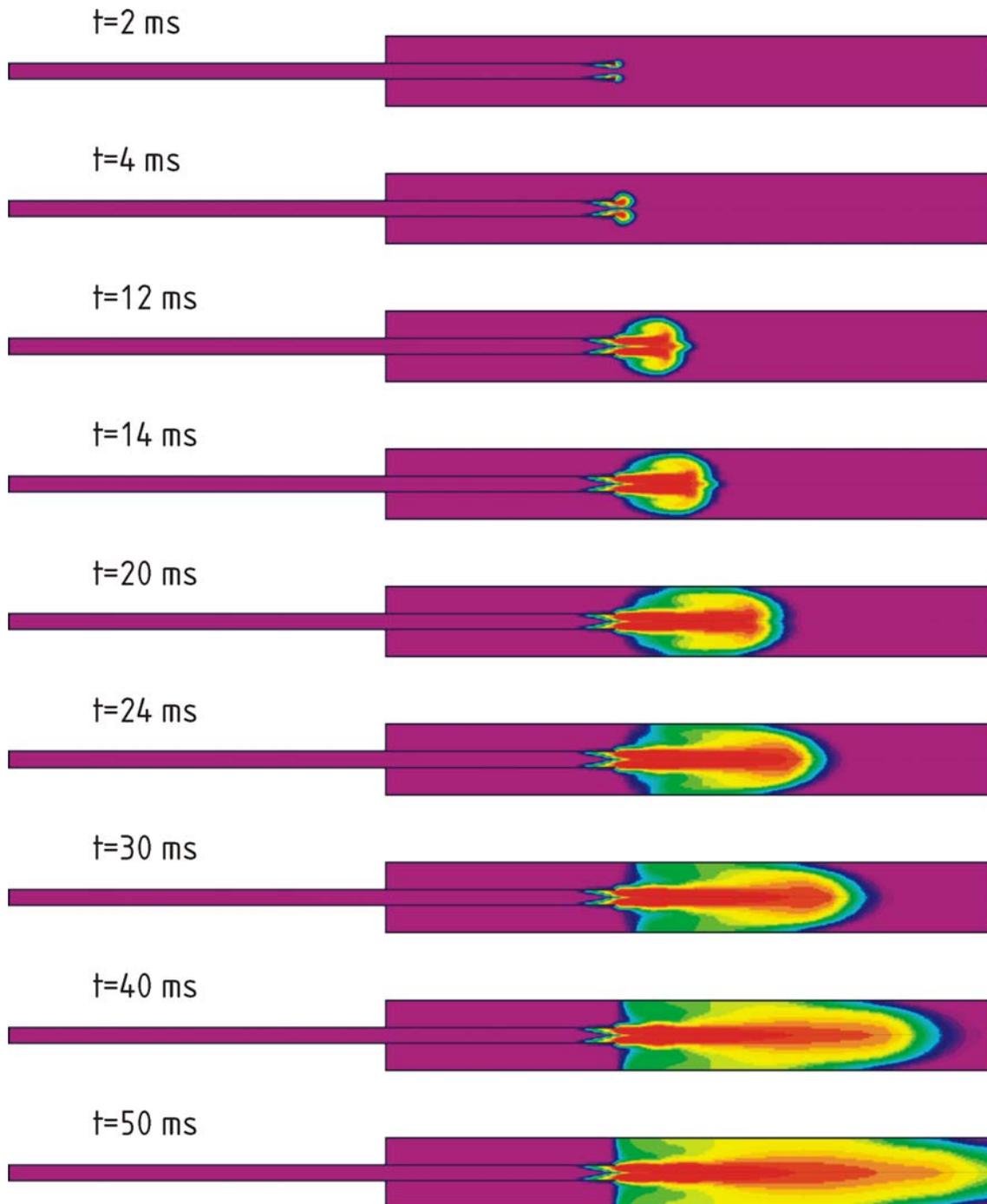


Bild 7.13: Volumetrischer Dampfgehalt und Ausbreitung der Dampffront nach dem Rohrbruch

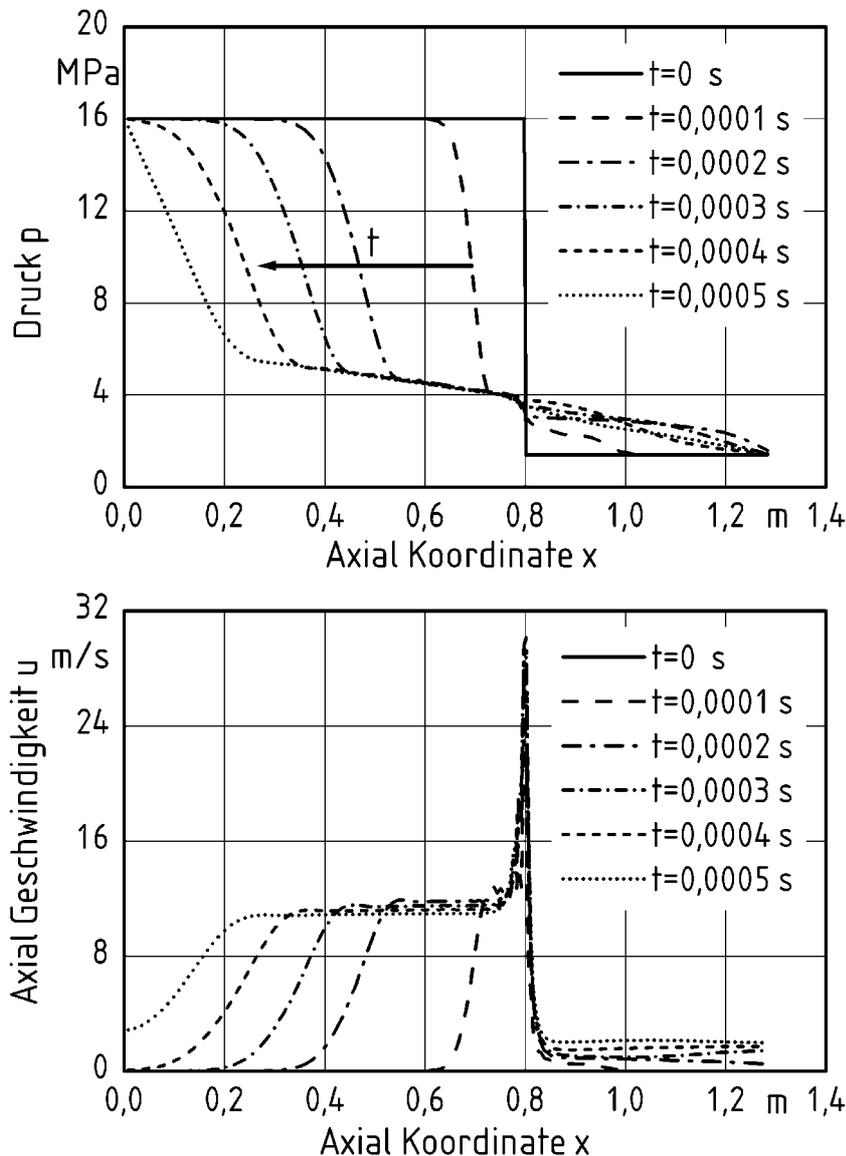


Bild 7.14: Ausbreitung der Druckwelle nach dem Bruch der Berstscheibe stromaufwärts und die entsprechenden Geschwindigkeitsprofile

In der ersten Periode nach dem Bruch der Berstscheibe ist die Strömung infolge der Verzögerung der Blasenbildung noch einphasig. Da die Schallgeschwindigkeit des reinen Wassers relativ hoch ist, führt die Verzögerung der Blasenbildung zu einer schnellen Ausbreitung des Druckstoßes in axialer Richtung. Die Druckstörung breitet sich ausgehend von der Berstscheibe stromauf und stromab aus, wodurch der Druck im Rohr zunächst sinkt und im Behälter steigt (Bild 7.14). Das Wasser setzt sich in Bewegung, zunächst im Gebiet nah des Rohrausgangs. Mit der fortgeschrittener Druckstörung wird das Wasser immer

mehr beschleunigt. Die maximale Geschwindigkeit wird am Ende des Rohres berechnet. Sie steigt innerhalb von $5 \cdot 10^{-5}$ s von 0 m/s auf 31 m/s. Nachdem die Druckstörung bis zum Eintrittsquerschnitt des Rohres vorgedrungen ist, kommt es zur Reflexion der Druckstörung in entgegengesetzter Richtung (Bild 7.15). Dadurch wird im weiteren Zeitverlauf ihre Ausbreitung verlangsamt. Mit der Zunahme der Dampfbildungsrate wird die Schallgeschwindigkeit im Gemisch kleiner, bzw. die Ausbreitung der Druckstörung langsamer bis zur vollständigen Dämpfung.

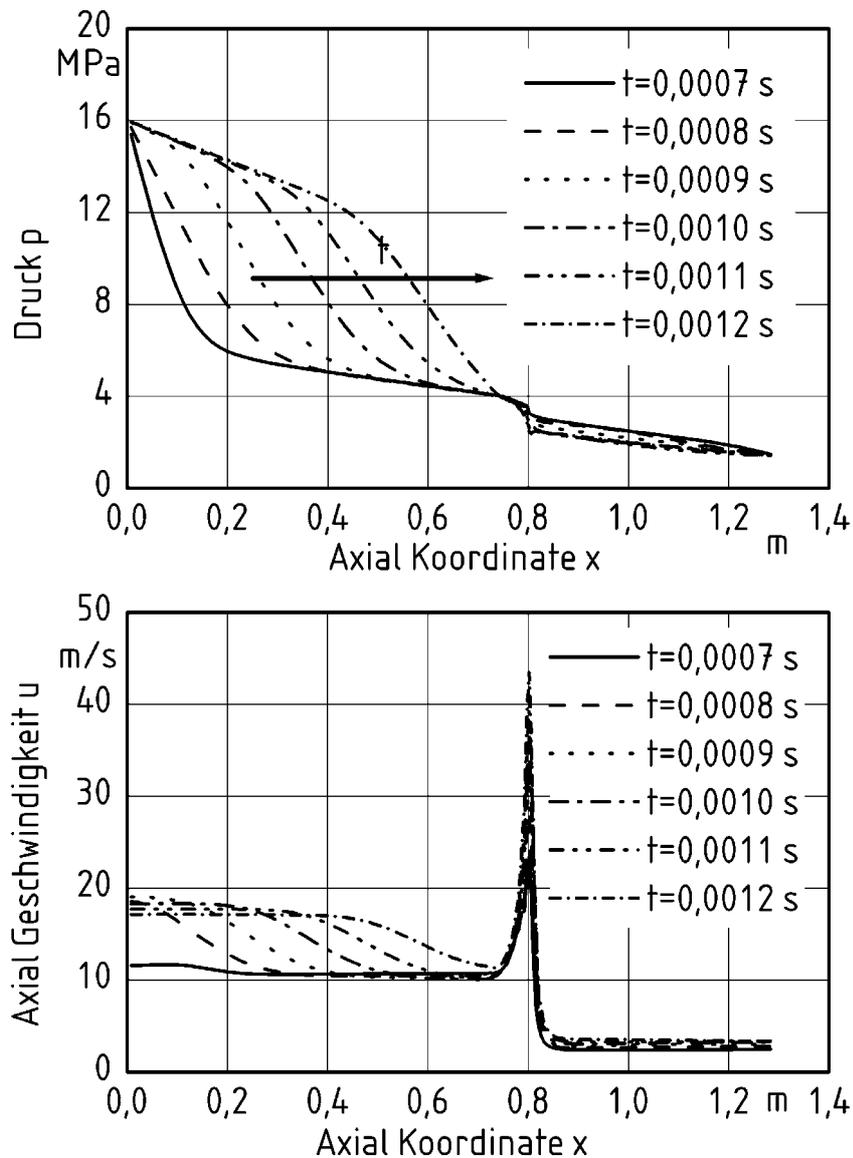


Bild 7.15: Ausbreitung der Druckwelle nach dem Bruch der Berstscheibe nach links und die entsprechenden Geschwindigkeitsprofile

Die Druckentlastungswellen breiten sich nach dem Rohrbruch sehr schnell aus. Sie werden dann zunehmend durch die Blasen in ihrer Ausbreitung gehindert. Im Bild 7.16 ist der volumetrische Dampfgehalt entlang des Rohres und des Behälters über der Zeit dargestellt. Die Ausbreitung der Dampffront wird dadurch sichtbar. Sie breitet sich im Gegensatz zu Druckwellen relativ langsam aus und zwar mit der durchschnittlichen Geschwindigkeit von 20 m/s (langsame Welle).

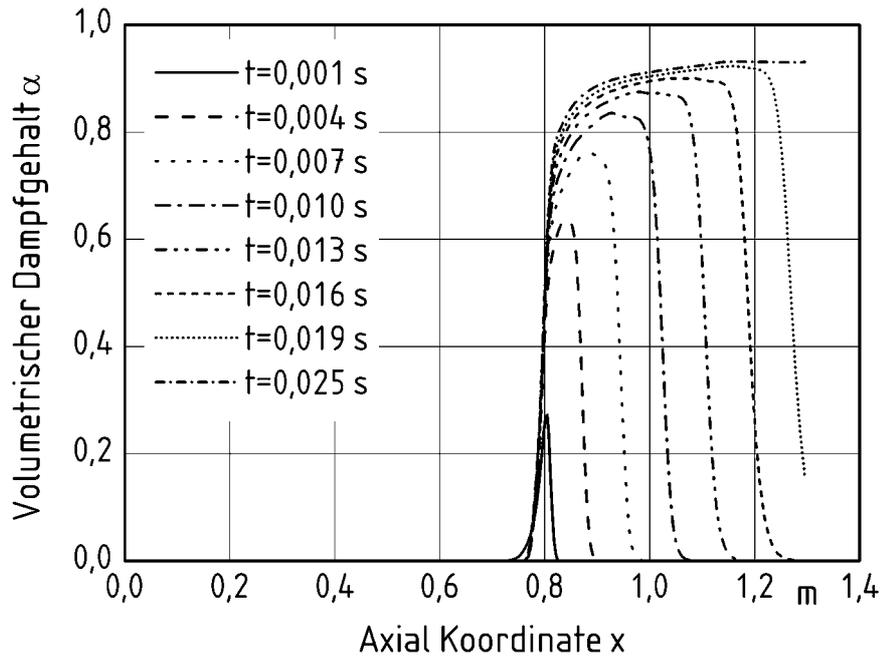


Bild 7.16: Ausbreitung der Dampffront

Die durch die Druckentlastung eingeleitete Entspannungsverdampfung folgt entsprechend dem thermischen Nichtgleichgewicht, das unmittelbar nach dem Bruch der Berstscheibe erreicht wird, schnell. In Unterschied zu der im Kap. 7.1 untersuchten Düse ist bei engen Rohren die volumenbezogene Wandoberfläche sehr groß, so dass die Blasenbildung bevorzugt an der Wand stattfindet. Über ein solches Verhalten wird aus den Experimenten mit Entspannungsverdampfung in engen Rohren [82] berichtet. So wird die Keimbildungsrate im Kern der Flüssigkeit als $J_k=0$ angenommen. Der Radius der zu diesem Zeitpunkt gebildeten Blasen ist relativ klein und nur etwas größer als der kritische Radius. Im folgenden wird die vorhandene Überhitzung nicht nur zur Bildung der Blasen verwendet, sondern auch für ihr Wachstum. Dadurch sinkt die Anzahl der je Zeiteinheit neugebildeten Blasen. Die Blasen sind zunächst nur in einer dünnen Schicht in Wandnähe

am Austritt des Rohres vorhanden (Bild 7.13). Im weiteren Zeitverlauf wächst diese Blasenschicht, so dass nach einigen Millisekunden die Blasen im gesamten Querschnitt des Rohres vorhanden sind. Von dort werden sie konvektiv in den Behälter transportiert. In Bild 7.17 werden der für die Zeit $t=40$ ms berechnete volumetrische Dampfgehalt und zu dem Zeitpunkt berechnetes Temperaturfeld dargestellt. Der vom überhitzten Wasser abgegebene Wärmestrom führt zur Bildung der Blasen und deren Wachstum.

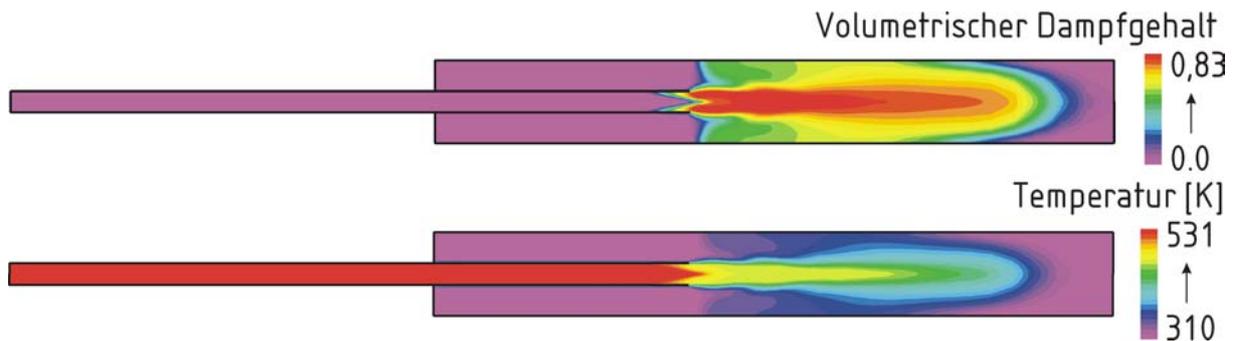


Bild 7.17: Berechneter Dampfanteil und Temperaturfeld nach dem Bruch der Berstscheibe

In Bild 7.18 ist der zeitliche Verlauf des Drucks im Behälter dargestellt. Der berechnete Druck wird für die zweiphasige Strömung mit Entspannungsverdampfung mit dem Druck verglichen, der für den Fall einphasigen Ausströmens berechnet wird. Für diesen Fall wird die Bildung der Dampfblasen vernachlässigt. Der Druckverlauf für den Rohrbruch, bei dem die Strömung einphasig bleibt, zeigt einen oszillatorischen Charakter. Die potenzielle Druckenergie wird in die kinetische des Strömungsfeldes mit den Irreversibilitätsverlusten umgewandelt. Für den Fall des zweiphasigen Ausströmens ist nur die erste Oszillation zu erkennen. Die Anwesenheit der Blasen dämpft die Ausbreitung der Druckentlastungswellen nach einem Rohrbruch. Zu ähnlichen Ergebnissen kommt Gühlan [69] in seinen experimentellen Untersuchungen zur Wechselwirkungen zwischen Blasen und Stoßwellen, welche durch das Zerplatzen einer Membrane erzeugt werden. Im Gegensatz zu Experimenten mit einzelnen Blasen stellt er in Anwesenheit mehrerer Blasen nur die erste Oszillation des Druckes fest, wobei spätere Schwingungen stark gedämpft sind.

In Bild 7.19 wird der Massenstrom am Ende des Rohres dargestellt. Der maximale Massenstrom tritt zunächst im Querschnitt $x=x_1$ auf und danach im Querschnitt $x=x_1-\Delta x$, wobei mit Δx die Netzweite in Richtung x bezeichnet wird. Daraus folgt, dass im Laufe der Entspannungsverdampfung kein stationärer kritischer Ausströmungsquerschnitt angenommen werden kann.

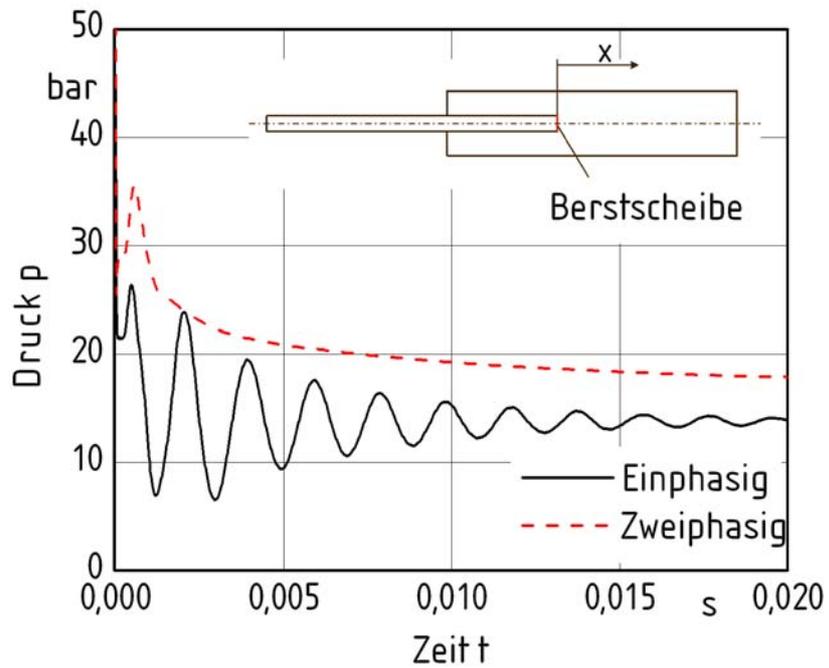


Bild 7.18: Lokal berechneter Druck für den Fall einphasiger Strömung und den Fall der zweiphasiger Strömung ($x=0$ m)

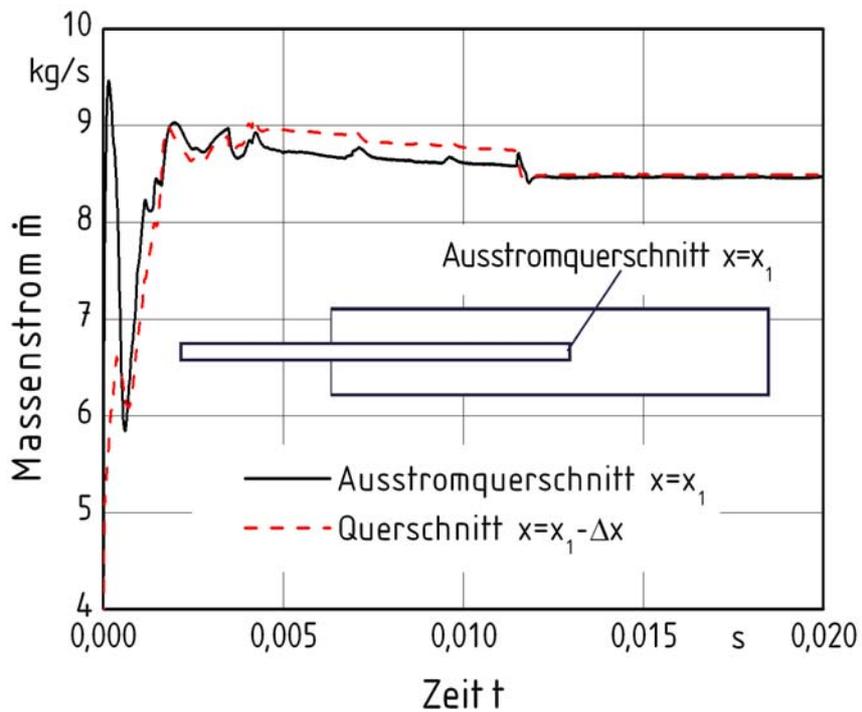


Bild 7.19: Der am Austritt des Rohres berechnete Massenstrom (Δx – Netzweite in der x Richtung)

7.3 Berechnung der Strömung infolge eines Rohrbruchs im Sperrwasserkühler

Die Entstehung, Ausbreitung und Dämpfung von Druckstößen in den zweiphasig durchströmten Anlagekomponenten eines Druckwasserreaktors werden anhand folgenden hypothetischen Störfalls berechnet: In einem Sperrwasserkühler wird das für die hydrodynamische, kontaktfreie Dichtung der Hauptkühlmittelpumpe (Bild 7.19) verwendete Sperrwasser gekühlt.

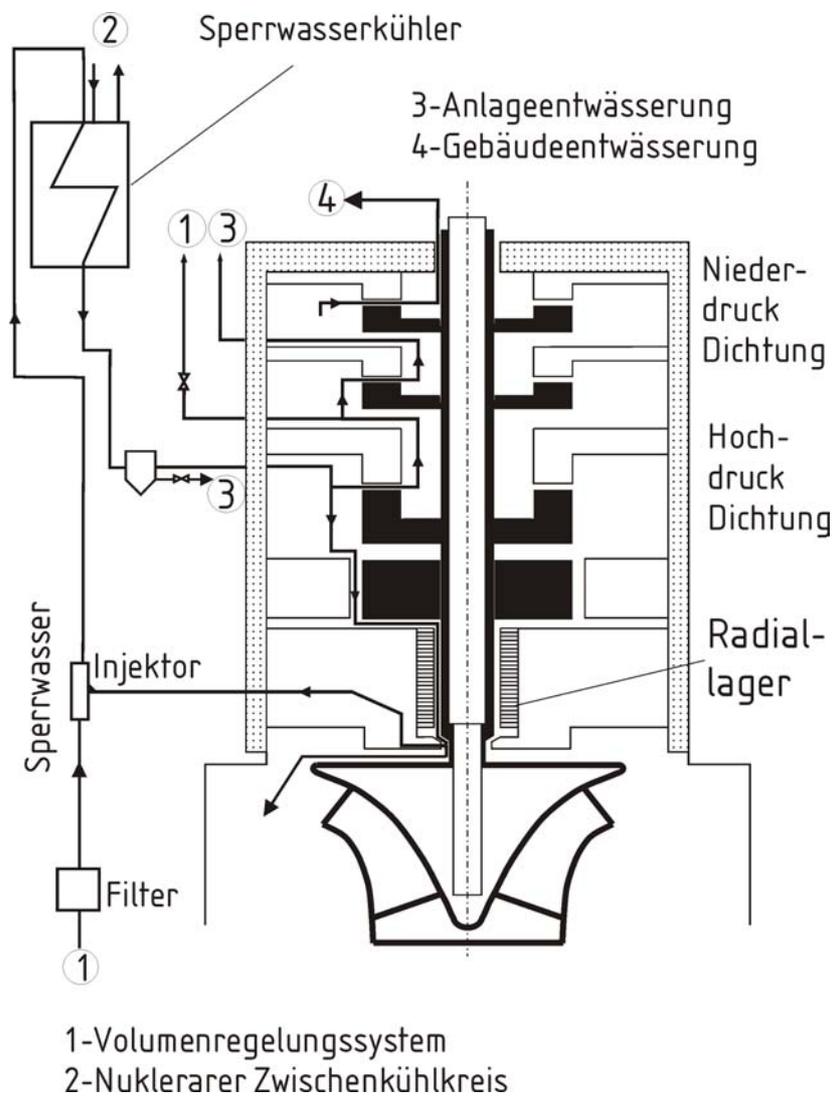


Bild 7.19: Hauptkühlmittelpumpe

Das Sperrwasser dient zur Kühlung der Pumpeneinbauten (Lager, Dichtung) und zum Ausgleich der durch die Wellendichtung austretenden Leekagemenge. Es wird dem Volumenregelungssystem, welches dem primären Kühlkreislauf gehört, abgezweigt. Das Kühlwasser wird dem nuklearen Zwischenkühlkreislauf entnommen. Aufgrund des großen Druckunterschiedes zwischen Primär- und Zwischenkühlkreislauf ist der Sperrwasserkühler eine Schnittstelle zwischen dem Hoch- und Niederdruckbereich. Ein Rohrbruch im Sperrwasserkühler und die Strömungsrichtungen, die sich infolge des Rohrbruches einstellen, werden schematisch in Bild 7.20 dargestellt. Die Strömungsrichtungen im Normalbetrieb werden mit durchgezogenen Pfeilen dargestellt. Infolge des Rohrbruches und der Druckgefälle zwischen Sperrwasser und Kühlwassers wird die Vorlaufströmung des Sperrwasser beschleunigt und im Rücklauf des Sperrwassers stellt sich eine Strömungsumkehrung ein. Eine Strömungsumkehrung stellt sich auch im Vorlauf des Wassers aus dem Zwischenkühlkreis an.

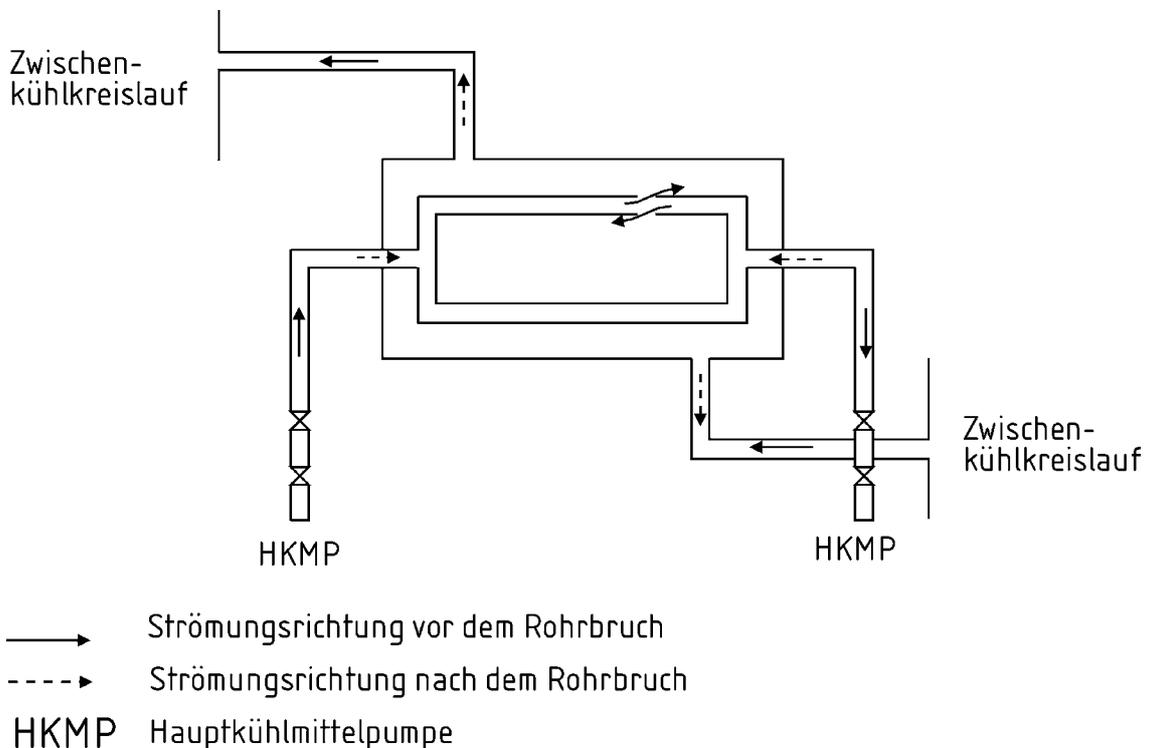


Bild 7.20: Schematische Darstellung des Rohrbruchs im Sperrwasserkühler.

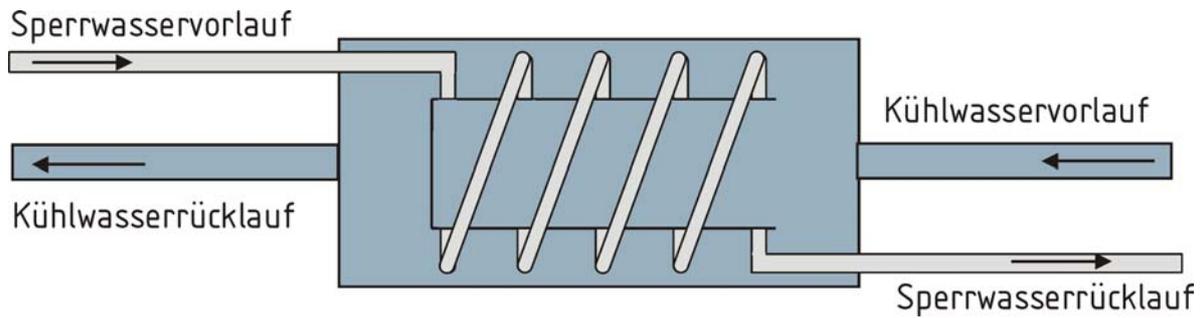


Bild 7.21: Schematische Darstellung des Sperrwasserkühlers

Der Sperrwasserkühler ist als ein Wendelrohrwärmetauscher (Bild 7.21) ausgelegt. Bei einem Bruch eines Kühlerrohres im Sperrwasserkühler strömt das Kühlmittel des Primärkreislaufs in den als Niederdrucksystem ausgelegten betrieblichen Teil des nuklearen Zwischenkühlkreislaufts. Der Druck im Zwischenkühlkreislauf liegt unterhalb des zur Temperatur des ausströmenden Wassers zugehörigen Sättigungsdrucks, so dass dieses teilweise verdampft.

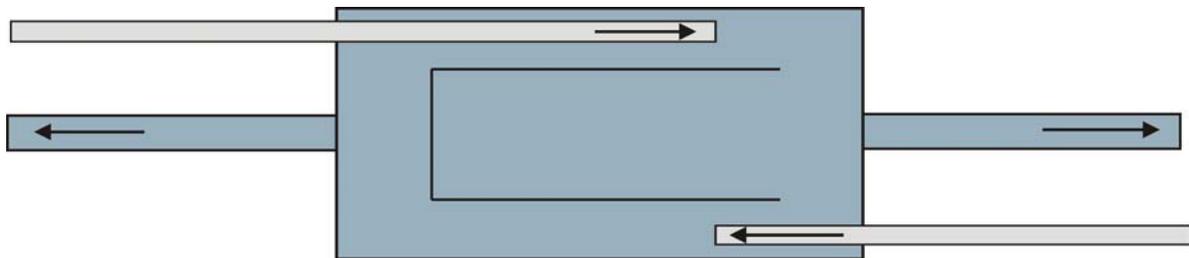


Bild 7.22: Vereinfachtes Modell für das Rohrbruch im Sperrwasserkühler

Für die Berechnung der Strömung infolge des Rohrbruches im Sperrwasserkühler werden folgende Vereinfachungen vorgenommen. Die Schlangenform der Sperrwasserrohre und die Armaturen werden vereinfacht dargestellt und mit zusätzlichen Druckverlusten in den Impulsgleichungen modelliert. Der sogenannte doppelseitige Rohrbruch wird durch eine Versetzung der beiden Rohrstücke im Raum modelliert (Bild 7.22). Die Strömungsgeschwindigkeiten im Kühlrohren und Behälter werden zum Zeitpunkt $t=0$ vernachlässigt. Es wird ein einheitlicher Druck von 160 bar für beide Rohrbruchstücke und der Druck von 12 bar für das Kühlwasser im Behälter angenommen.

Die Abmessungen des Kühlers müssen für die numerische Berechnung im 3-dimensionalen Koordinatensystem vereinfacht dargestellt werden, um die Berechnungen in realer Rechenzeit realisieren zu können. Wegen der großen Anzahl der Gleichungen, die zur Beschreibung der Strömung mit Entspannungsverdampfung notwendig sind, steigt die Rechenzeit für die dreidimensionale Darstellung an. In Bild 7.23 wird das vereinfachte geometrische 3D-Modell des Sperrwasserkühlers und die Randbedingungen für die numerische Berechnung dargestellt .

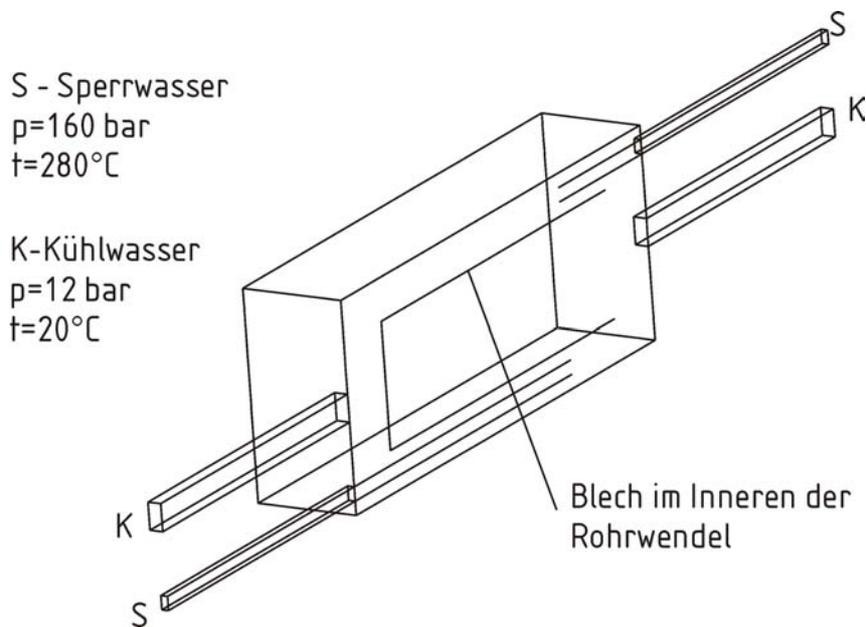


Bild 7.23: Geometriemodell und Randbedingungen für die numerische Berechnung

Der numerisch berechnete volumetrische Dampfgehalt für die Symmetrieebene des Kühlers ist dargestellt in Bild 7.24. Infolge der schnellen Druckentlastung nach dem Rohrbruch und der Überhitzung von Sperrwasser tritt die Entspannungsverdampfung auf. Im anfangs einphasigem Strömungssystem werden an den Wänden der beiden Rohrbruchstücke Dampfblasen gebildet. In Bild 7.25 wird der Verlauf des lokal berechneten volumetrischen Dampfgehaltes für beide Rohrbruchstücke als Funktion der Zeit dargestellt. Der maximale lokal berechnete volumetrische Dampfgehalt von $\alpha=0,83$ wird ca. 2 ms nach dem Rohrbruch für den längeren Rohrbruchstück berechnet. Die Bildung der Dampfblasen und damit auch der Verlauf vom volumetrischen Dampfgehalt ist stark vom transienten Verlauf des Drucks abhängig. Nach der ersten Phase, in der eine schnelle Druckentlastung statt findet, steigt der Druck in Kühler. Bedingt durch den Druckanstieg sinkt die Überhitzung

des Wassers und damit auch das Potenzial zur Bildung der Dampfblasen. Dem Verlauf des Druckes (Bild 7.26) kann entnommen werden, dass die durch Druckentlastungswellen hervorgerufenen Kräfte an Innenwand des Kühlers bereits nach einigen Millisekunden abnehmen. Der Verlauf des berechneten Massenstroms korespondiert mit dem Verlauf des Drucks. Der größte ausströmende Massenstrom wird berechnet für den Augenblick der größten Drucksenkung, kurz nach dem Rohrbruch. An Hand der aus der numerischen Berechnung erhaltenen Ergebnisse für den transienten Verlauf von Massenstrom und Druck kann die Integrität des Kühlerbehälters nach dem Bruch eines Kühlrohres geprüft werden. Damit kann das Austreten von radioaktivem Wasser aus dem Primärenkühlkreislauf verhindert werden.

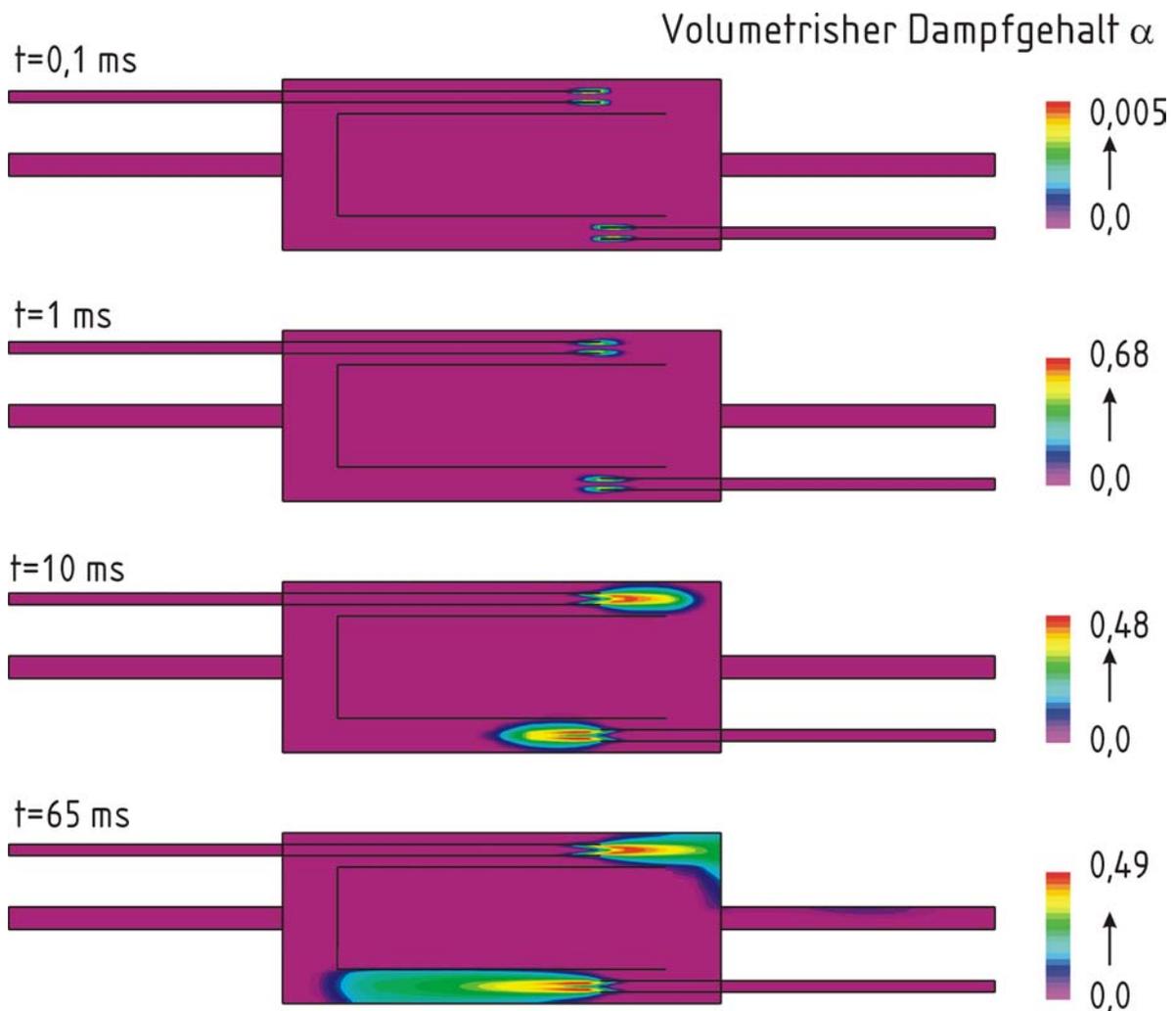


Bild 7.24: Der volumetrische Dampfgehalt berechnet für die Symmetrieebene des Kühlers

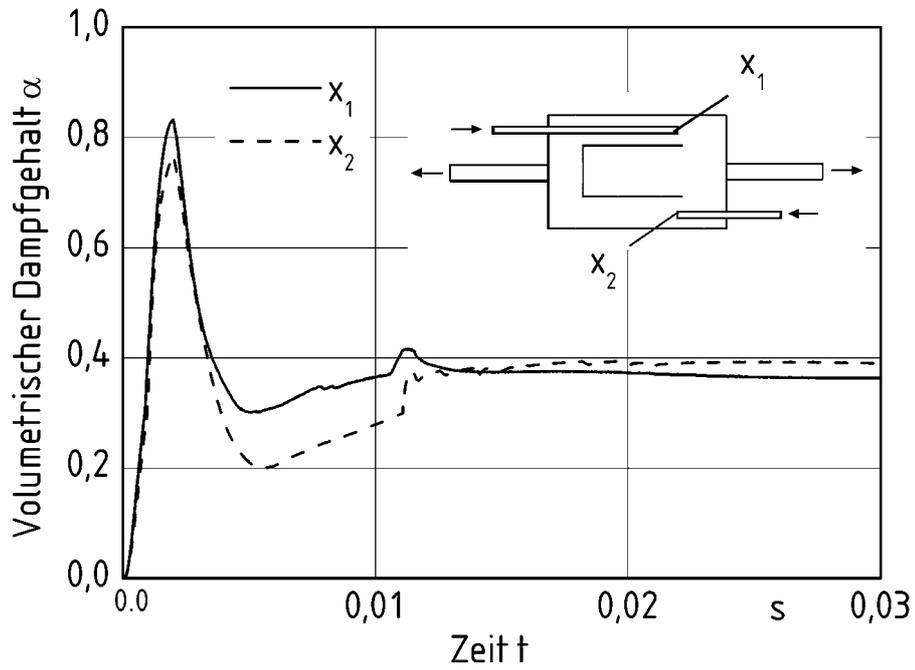


Bild 7.25: Der zeitliche Verlauf von lokal berechnetem volumetrischem Dampfgehalt

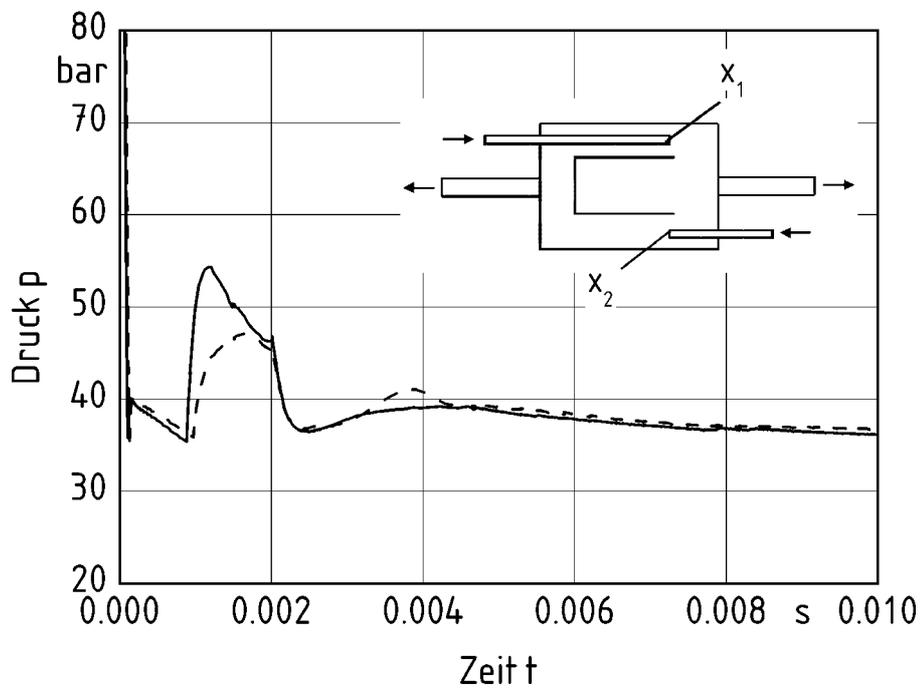


Bild 7.26: Lokal berechneter Druckverlauf

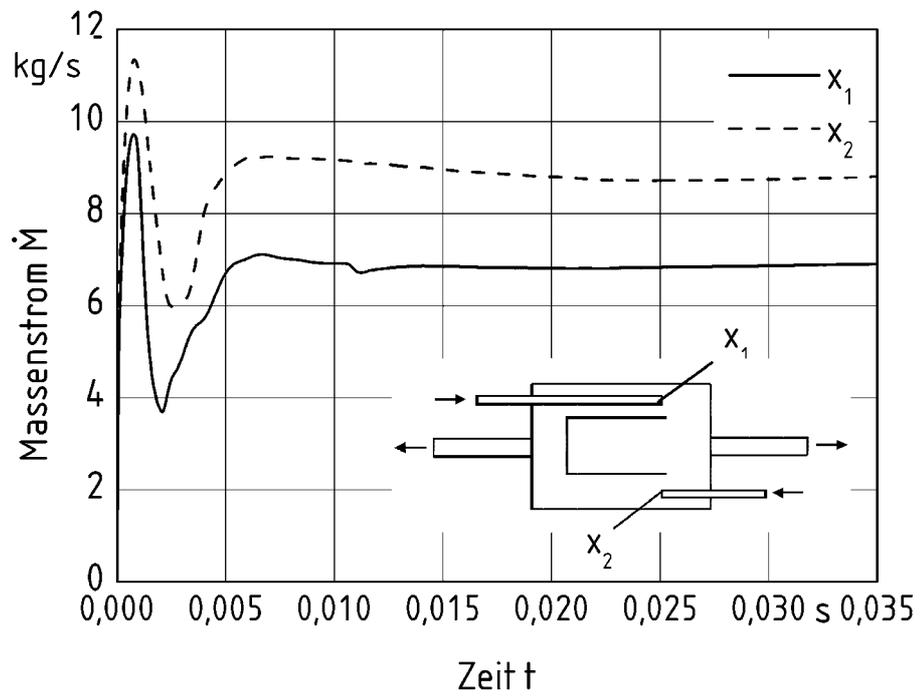


Bild 7.27: Massenstrom berechnet am Austrittsquerschnitt der Rohrbruchstücke

8. Separierte Zweiphasenströmungen mit direkter Kondensation

8.1 Notkühleinspeisung in den kalten Strang der UPTF Anlage

Das beschriebene Modell zum Berechnen der direkten Kontaktkondensation (Kap. 6) wird durch Simulation des Versuches UPTF Test Nr. 9 überprüft. Die UPTF (Upper Plenum Test Facility) Anlage ist schematisch im Bild 8.1 dargestellt. Die ECC-Einspeisung wird bei einem LOCA-Störfall (Loss of Coolant Accident) in den primären Kreislauf des Druckwasserreaktors eingeleitet, um eine ausreichende Kühlung des Kerns zu gewährleisten. Im Versuch Nr. 9 wird das Notkühlwasser (ECC-Emergency Core Cooling) gleichzeitig in den kalten und den heißen Strang des Druckwasserreaktors eingespeist. Die numerischen Berechnungen werden ausschließlich für den in Bild 8.2 dargestellten kalten Strang durchgeführt, der durch entsprechende Randbedingungen vom Rest der Anlage abgetrennt wird.

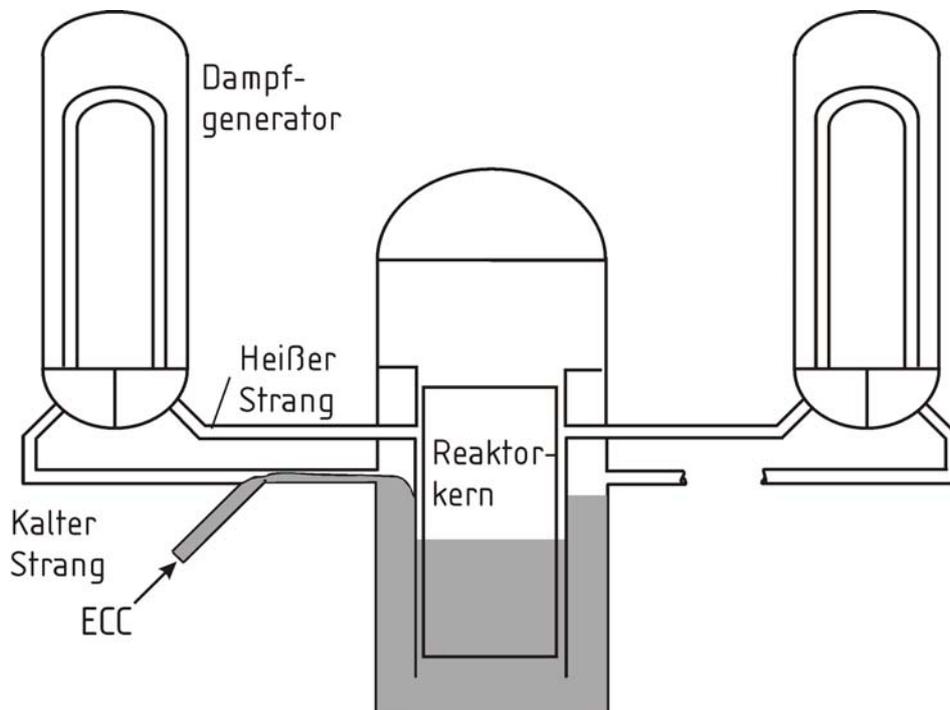


Bild 8.1: UPTF –Anlage

Bei einem LOCA-Störfall wird der kalte Strang infolge der Druckabsenkung und der dadurch hervorgerufenen Verdampfung am Kern mit Dampf gefüllt. Das kalte ECC-Wasser wird mit Dampf in Kontakt gebracht, wodurch die direkte Kondensation eingeleitet wird. Da das Kondensat ein geringeres spezifisches Volumen als der kondensierende Dampf aufweist, führt die Kondensation zur lokalen Druckabsenkung. Die so entstehende Druckstörung breitet sich abhängig von der zeitlich veränderlichen Gestalt der Phasengrenzfläche aus, wodurch je nach Intensität der Kondensation eine starke Beschleunigung des Fluids in Richtung der Drucksenke auftritt. Die Versorgung des Reaktorkernes mit Notkühlwasser wird von den thermo-hydraulischen Wechselwirkungen infolge der direkten Kontaktkondensation stark beeinflusst.

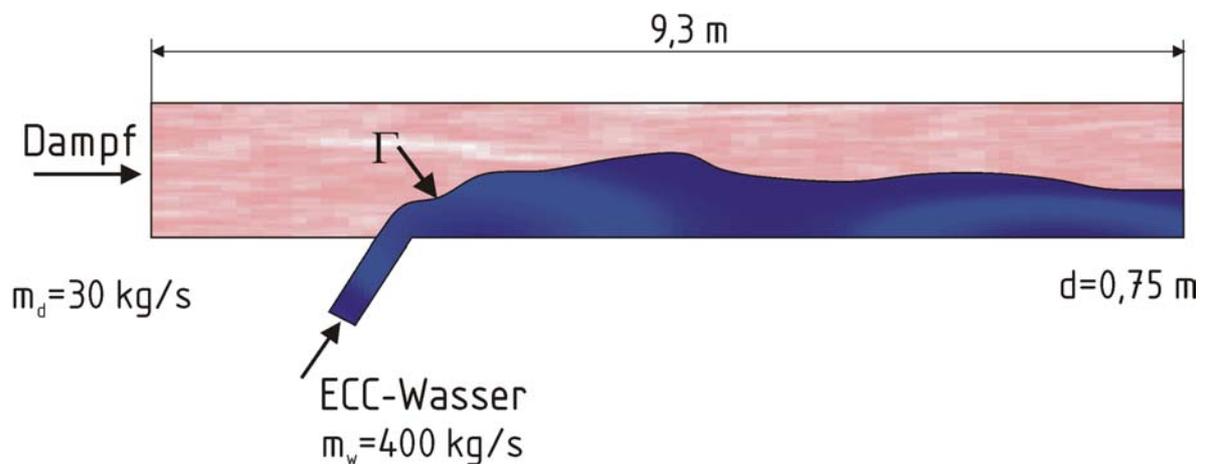


Bild 8.2: Schematische Darstellung der ECC-Einspeisung in den kalten Strang

Die Randbedingungen für die numerische Berechnung der ECC-Einspeisung sind dem Bericht über UPTF-Test Nr. 9 [91] entnommen. Zum Zeitpunkt $t=0$ wird der volumetrische Dampfgehalt in der kalten Leitung einheitlich zu $\alpha=1$ angenommen. Der Dampf ist für den Anfangsdruck von $p=4,5$ bar und die Temperatur von $T=421$ K gesättigt. Für den Dampf, der aus der Richtung des Dampfgenerators in die kalte Leitung strömt, wird ein Massenstrom von 30 kg/s angenommen.

In **Bild 8.3** ist der im Versuch [91] gemessene Massenstrom des ECC-Wassers dargestellt. Die numerische Berechnung wird durchgeführt für die Zeitdauer von 20 s und den Massenstrom des Wassers von 400 kg/s, der im Versuch ab $t=90$ s gemessen wird. Die Wassertemperatur beträgt 298 K, so dass die Unterkühlung des Wassers zu Beginn der Einspeisung $\Delta T=123$ K beträgt. Die Randbedingungen werden vereinfachend als konstant angenommen.

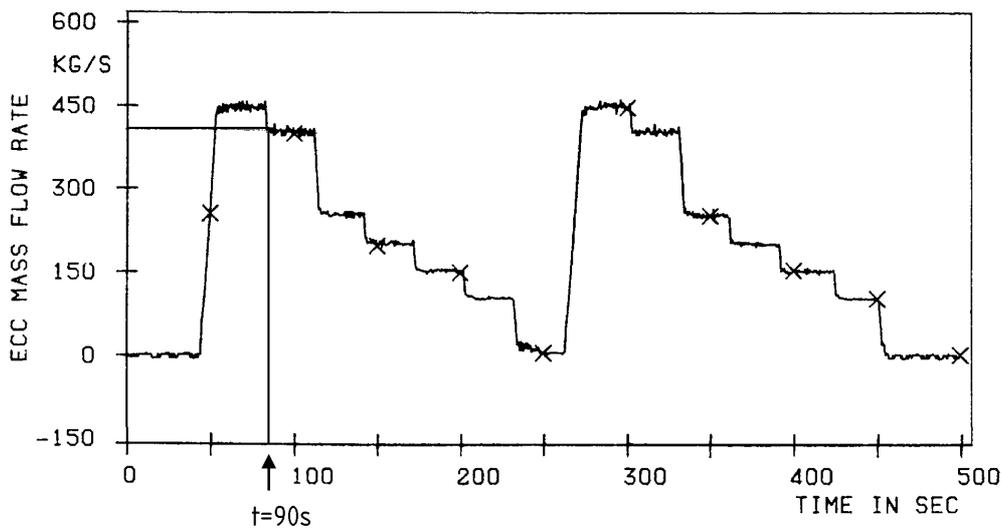


Bild 8.3: EC-Einspeisemassenstrom im UPTF Versuch Nr.9 (Phase B)

In Bild 8.4 ist die Verteilung der Phasengrenzfläche während der ECC-Einspeisung dargestellt. Zu Beginn der Einspeisung strömt das ECC-Wasser in Form eines Strahls in den kalten Strang ein. Da in dieser Periode die spezifische Phasengrenzfläche relativ groß und die Wassertemperatur niedrig sind, wird ein großer Kondensationsmassenstrom berechnet (Bild 8.5). Der Wasserstrahl wird abwechselnd gegen die obere Rohrwand gerichtet und durch die Wand zum Rohrboden abgelenkt. Im weiteren Verlauf zerfällt der Wasserstrahl, wonach eine geschichtete Strömung mit steigendem Wasserstand ausgebildet wird. Infolge einer kleineren Phasengrenzflächendichte der geschichteten Strömung im Vergleich zur Strahlströmung werden in dieser Periode niedrigere Kondensationsmassenströme berechnet. Mit dem Ansteigen des Wasserniveaus wird der freie Strömungsquerschnitt für den Dampf reduziert, wodurch der Dampf beschleunigt wird. Der Impulsanstieg des Dampfes führt durch den Impulstransport über die Phasengrenzfläche zur Beschleunigung des Wassers. Die Wellenströmung bildet sich aus, wodurch die oberen, bereits erwärmten Wasserschichten mit kaltem Wasser ersetzt werden, so dass der Kondensationsmassenstrom erneut steigt (Bild 8.5). In Bild 8.6 ist der berechnete Dampfmassenstrom am Ausgang des kalten Stranges dargestellt. Sinkt der Druck in der Leitung aufgrund der Kondensation des Dampfes, wird der Dampf aus dem Reaktorbehälter in die Leitung transportiert, womit ein negativer Dampfmassenstrom berechnet wird. Der Massenstrom des eingesaugten Dampfes ist direkt proportional zu der Kondensationsrate.

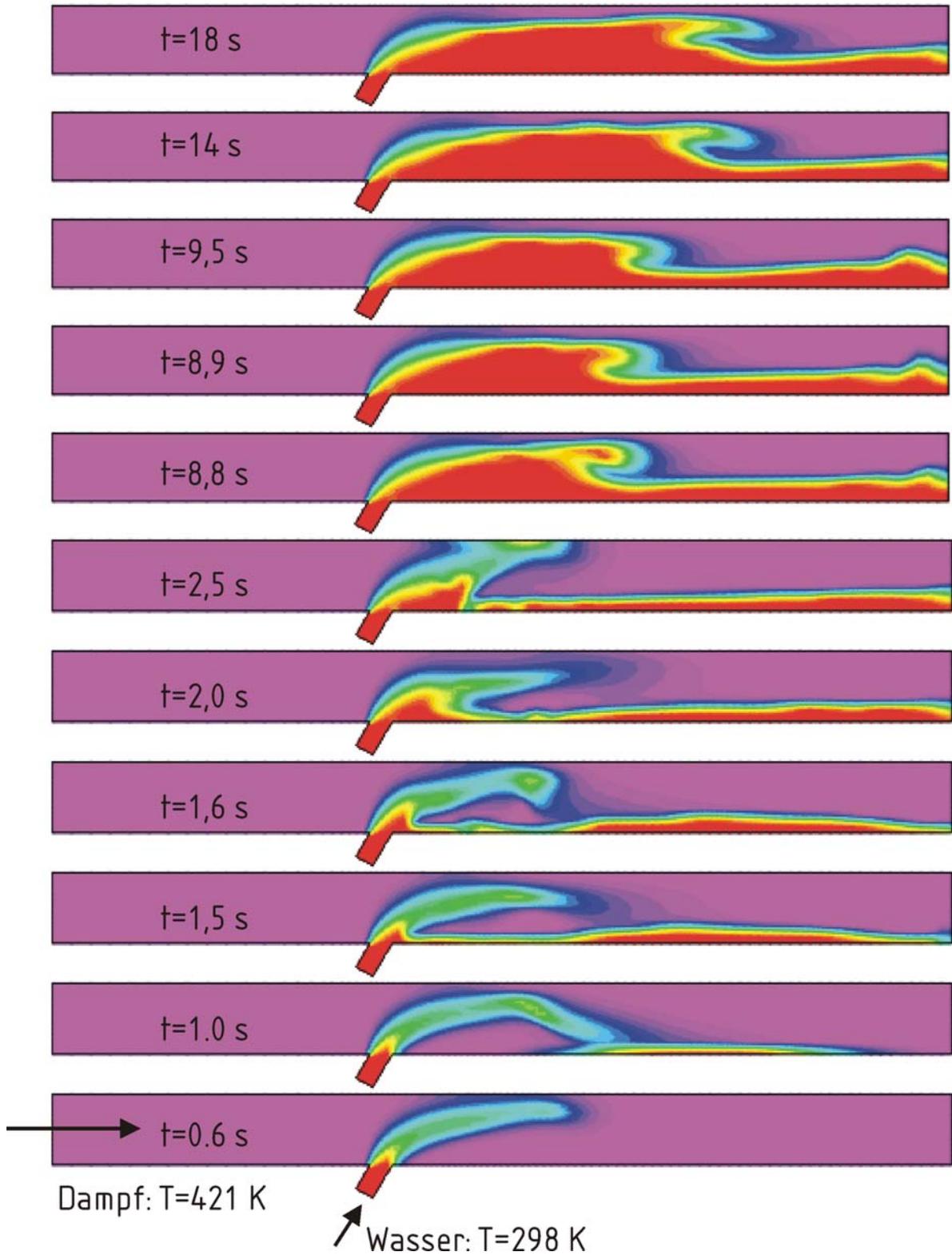


Bild 8.4: Verteilung der Phasengrenzfläche bei der ECC-Einspeisung in den kalten Strang

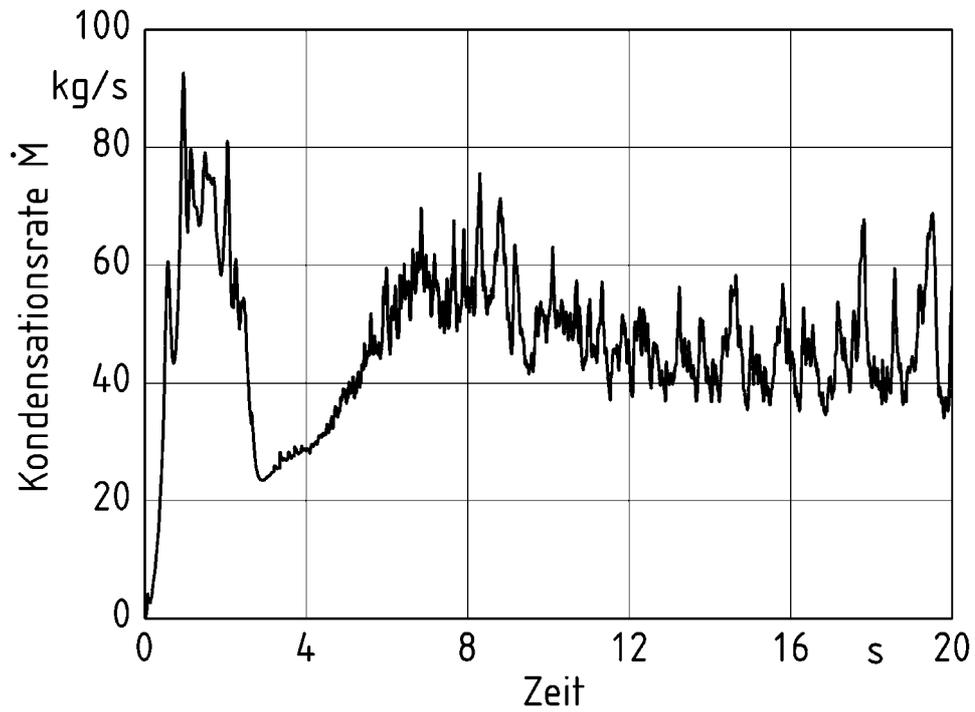


Bild 8.5: Integrierter Kondensationsmassenstrom im kalten Strang

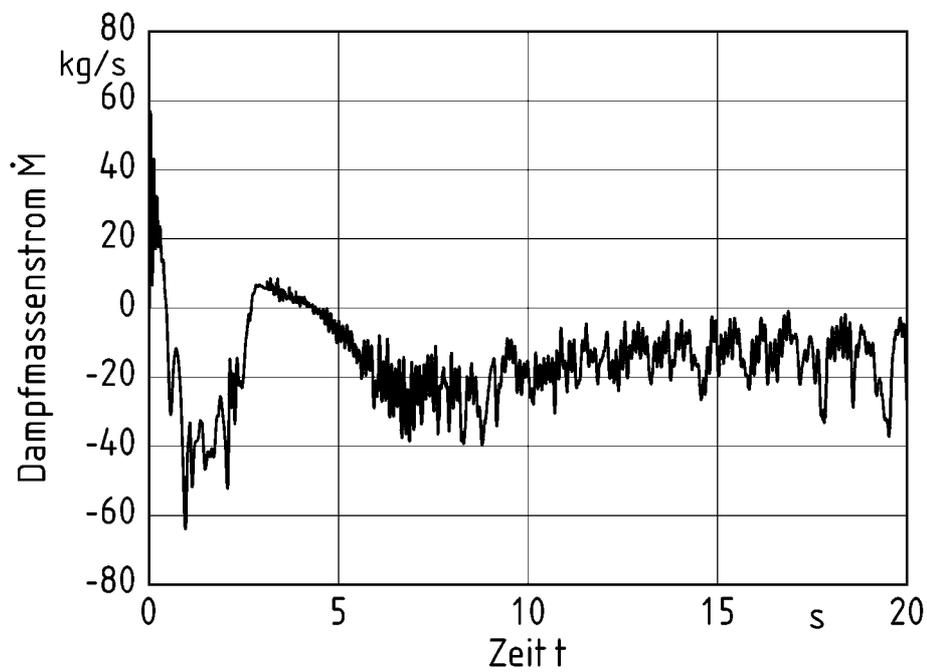


Bild 8.6: Der berechnete Dampfmassenstrom am Austritt des kalten Stranges (Eintritt in den Reaktorbehälter)

Das entstehende Kondensat hat ein um ein Vielfaches kleineres spezifisches Volumen als der kondensierende Dampf. Infolge dieser Volumenänderung entstehen lokal an der Phasengrenzfläche Drucksinken (Bild 8.7). Das Ausmaß der Drucksenkung ist proportional zu der Intensität der Kondensation. Die Drucksenke wirkt wie eine Saugstelle, in die umgebendes Wasser oder Dampf infolge der Druckdifferenz transportiert werden, um diese auszugleichen. Wegen der unterschiedlichen Dichten wird die Dampfphase stärker als die flüssige Phase beschleunigt. Bei einem größerem Anstieg in der Dampfgeschwindigkeit kann die Dampfphase die flüssige Phase mitnehmen, was zu Bildung der Pfropfenströmung führt. Durch die Reibung an der Phasengrenzfläche wird die kinetische Energie umgewandelt, was zur Minderung der potentiellen Druckenergie führt.

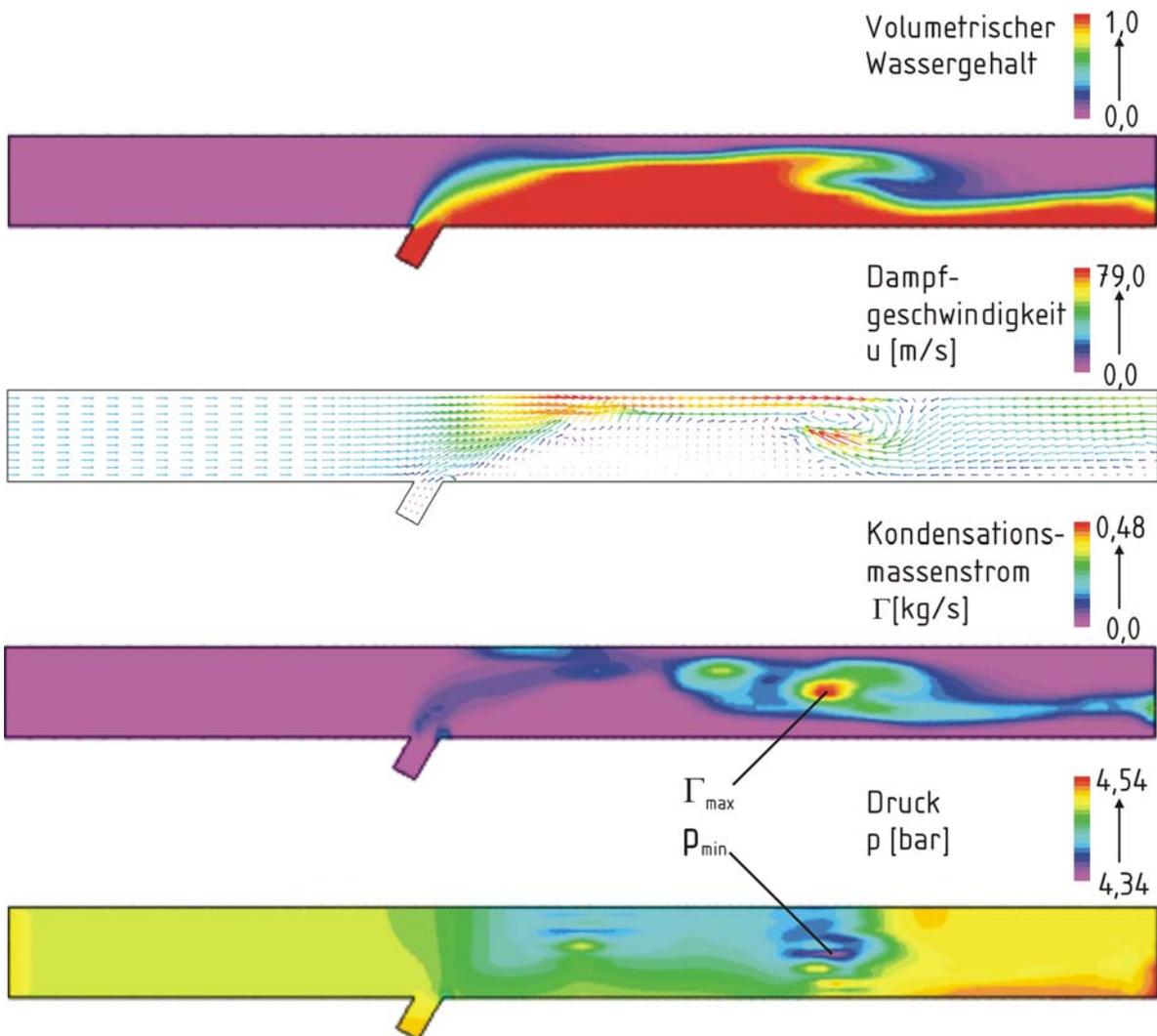


Bild 8.7: Dampf- und Wassergeschwindigkeit für $t=18$ s nach dem Beginn der Einspeisung

In

Bild 8.8 werden die berechneten Druckdifferenzen in der ECC-Leitung für die ersten 10 s dargestellt. Zu Beginn der Einspeisung beträgt die maximale positive Druckdifferenz zum Anfangsdruck $\Delta p=28$ KPa. Im weiteren Verlauf beträgt die maximale positive Druckdifferenz $\Delta p=20$ KPa und die minimale negative Druckdifferenz $\Delta p=18$ KPa. In **Bild 8.9** wird die gemessene Druckdifferenz während der ECC Einspeisung dargestellt. Wird die Druckdifferenz in dem Zeitraum von $t=90$ s bis $t=110$ s betrachtet, so ergibt sich eine durchschnittliche positive Druckamplitude von $\Delta p=15$ KPa und negative Druckamplitude von $\Delta p=25$ KPa.

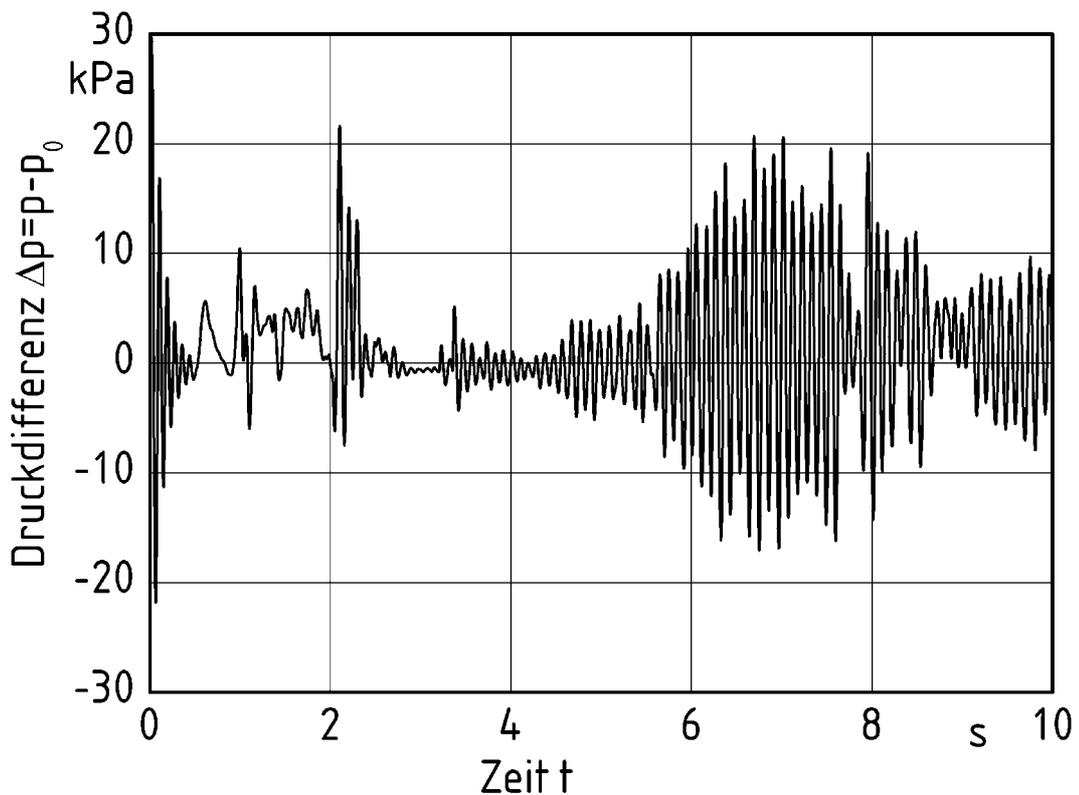


Bild 8.8: Berechnete Druckdifferenz für die ECC Einspeisung

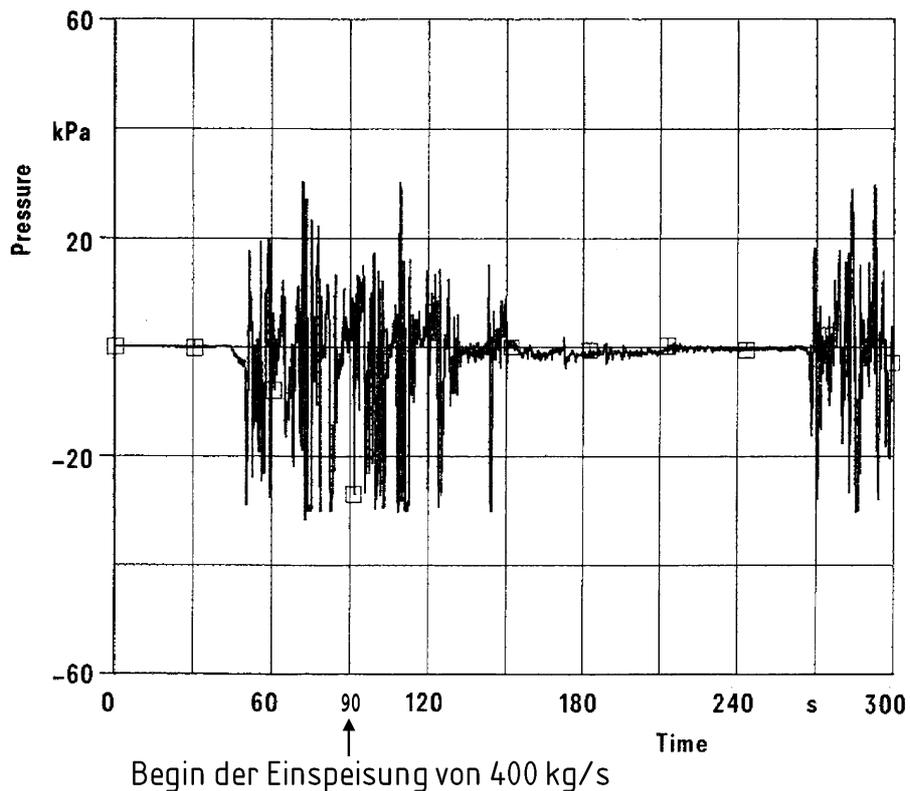


Bild 8.9: Gemessene Druckdifferenz wehrend der ECC Einspeisung (UPTF Test Nr. 9 Phase B) [91]

8.2 Fluten einer mit Dampf gefüllten Leitung

Das Modell zur Berechnung der direkten Kondensation wird angewandt für die Berechnung des Flutens einer mit Dampf gefüllten Leitung mit dem Ziel, die Entstehung des Wasserhammers untersuchen zu können. Die konstruktive Gestaltung der Leitung und die Randbedingungen sind für die numerische Berechnung in Bild 8.10 dargestellt. Für die Zeit $t=0$ wird der volumetrische Dampfgehalt in der Leitung zu $\alpha=1$ angenommen und der Anfangsdruck zu $p=15$ bar. Am Eintritt in die Leitung wird die Geschwindigkeit des unterkühlten Wassers zu $u=7,5$ m/s als Randbedingung vorgegeben. Am Austritt der Leitung wird der konstante Druck $p=15$ bar als Randbedingung angenommen.

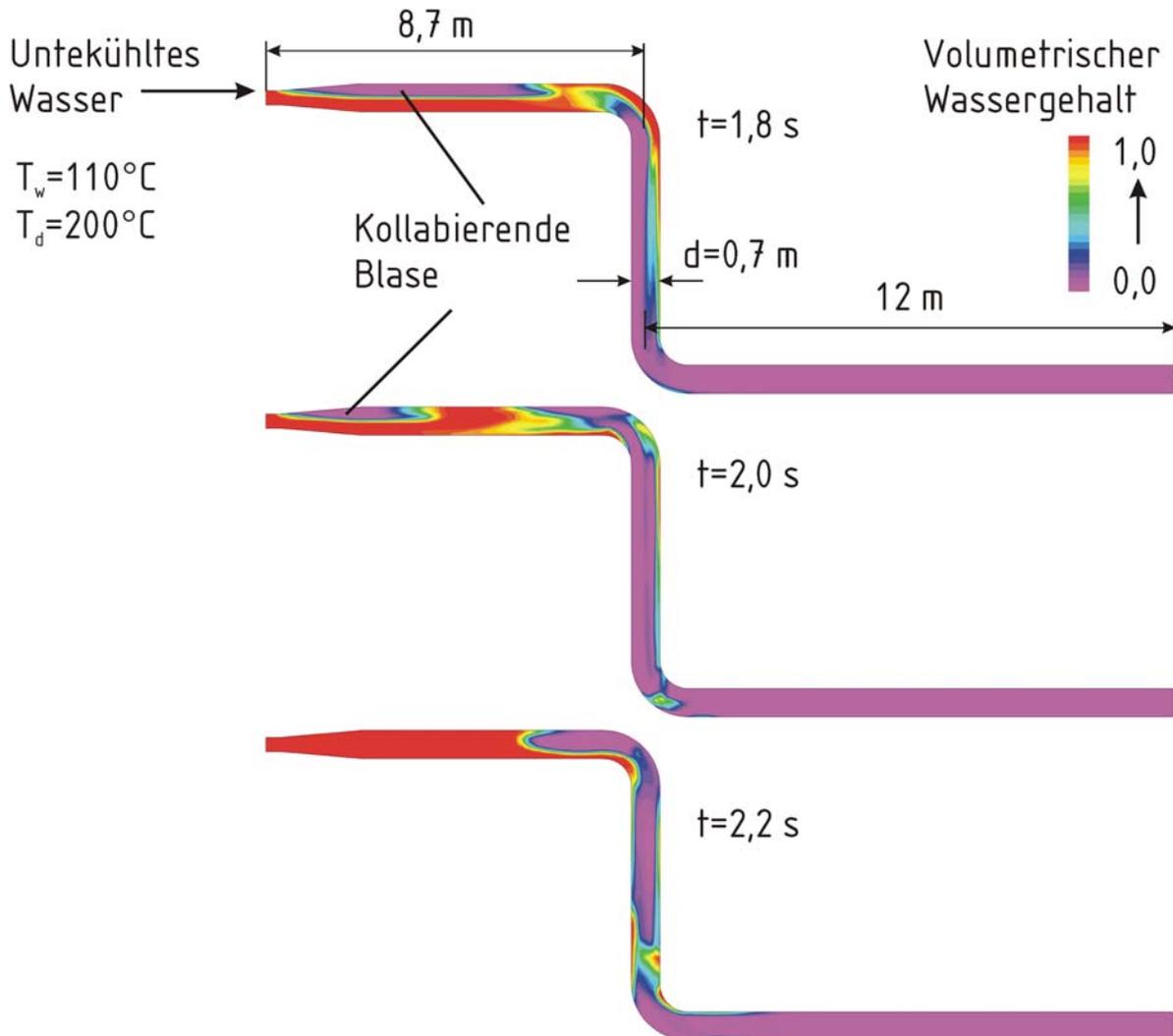


Bild 8.10: Der volumetrische Wassergehalt ($1-\alpha$) beim Kollaps der ersten Blase

Die Einspeisung des unterkühlten Wassers beginnt mit der Ausbildung einer Schichtenströmung. In Bild 8.10 wird der volumetrische Wassergehalt der Zeitintervall $t=1,8$, ..., $2,2$ s dargestellt, in dem die erste vom kalten Wasser eingeschlossene Dampfblase kollabiert. Der kondensierende Massenstrom steigt mit der Unterkühlung des Wassers, mit der Größe der Phasengrenzfläche und mit der Intensität der Turbulenz. Die Turbulenz bewirkt das Abtransportieren des erwärmten Wassers und die Erneuerung der Phasengrenzfläche mit kaltem Wasser. Durch die Kondensation wird der vom kalten Wasser eingeschlossene Dampf beschleunigt, was zur Intensivierung der turbulenten Bewegungen an der Phasengrenzfläche führt. Dies führt erneut zur Verstärkung der Kondensation, wodurch die eingeschlossene Blase letztendlich kollabiert.

Da das Kondensat ein geringeres spezifisches Volumen als der kondensierende Dampf aufweist, führt die direkte Kondensation lokal zur Druckabsenkung (Bild 8.11). Die Amplitude der Druckabsenkung ist proportional zur Intensität der Kondensation. Das umliegende Wasser wird in die Drucksenke beschleunigt, um die Druckdifferenz auszugleichen, so dass der Kollaps der Dampfblase zu einem Aufprall der aufeinander zulaufenden linken und rechten Wasserfronten führt. Dies hat einen positiven Druckstoß zu Folge (Bild 8.11). Der Blasenkollaps infolge verstärkter Kondensation tritt erneut beim Einschließen einer Dampfblase in der vertikalen Rohrstrecke auf wie auch beim Einschließen einer Dampfblase in der zweiten horizontalen Rohrstrecke. Im Bild 8.11 ist der Verlauf des Drucks dargestellt und zwar als Funktion der Zeit für eine Stelle der Rohrwand in der ersten horizontalen Rohrstrecke. Die drei positiven Druckspitzen haben ihren Ursprung jeweils im Blasenkollaps. Da die Unterkühlung des Wasser zu Beginn des Flutens am größten ist, führt der Kollaps der ersten Blase zum größten Anstieg des Drucks. Im Laufe der Kondensation wird die latente Kondensationswärme freigegeben, wodurch die Wassertemperatur steigt und das Potenzial zur Kondensation sinkt. Der Kollaps der zweiten und der dritten Blase ist ebenfalls am Druckverlauf zu erkennen.

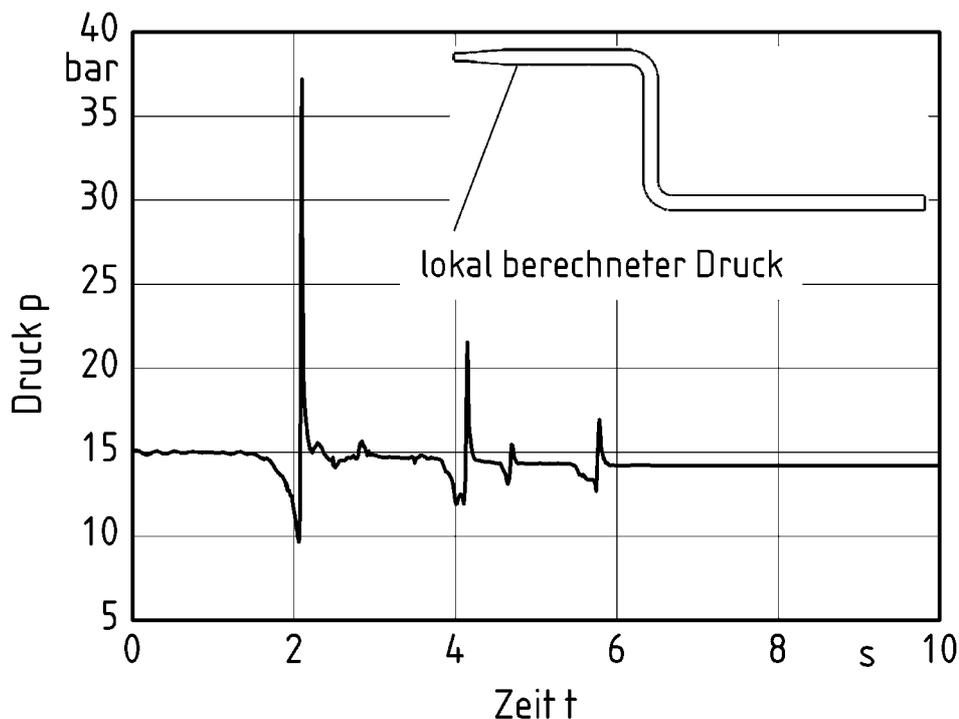
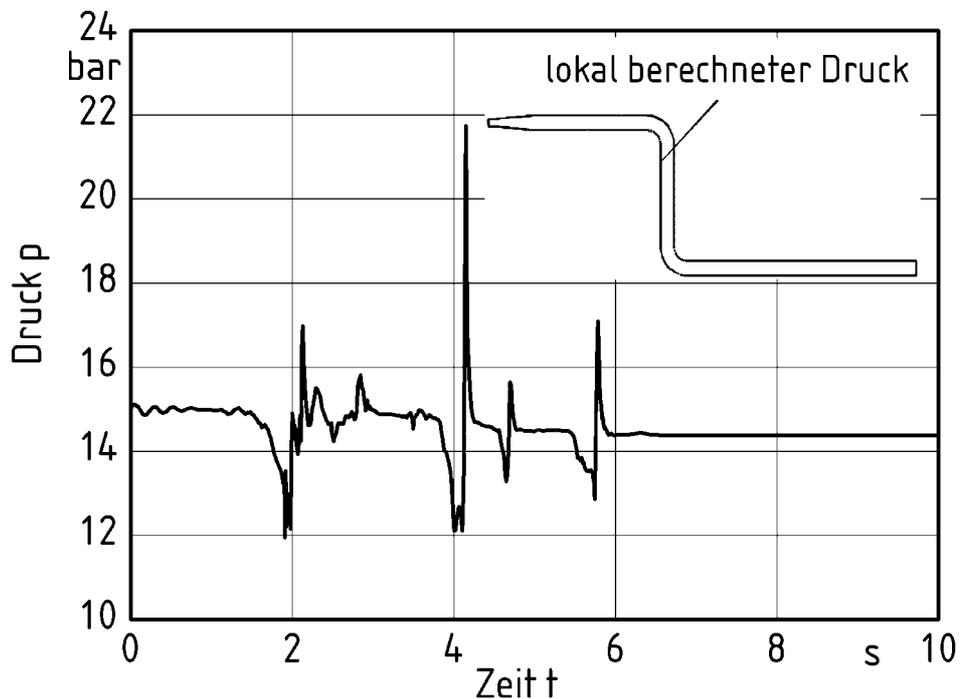


Bild 8.11: Lokal berechneter Druck an der Innenwand des oberen horizontalen Rohrstücks

Am Verlauf des Drucks kann das Entstehen, Ausbreiten und Dämpfen der kondensationsbedingten Druckstöße verfolgt werden. Dem Verlauf des Drucks im [Bild 8.12](#) kann entnommen werden, dass die erste Druckspitze, welche durch Kollaps der ersten Blase entsteht, an der vertikalen Rohrstrecke gedämpft ankommt. Die Dämpfung hängt mit der Position der Phasengrenzfläche zum Zeitpunkt $t=2$ s ([Bild 8.10](#)) zusammen.

Beim Kollaps der zweiten Blase ([Bild 8.13](#)) breitet sich die Druckstörung nach links und nach rechts aus. Die Ausbreitung nach rechts wird durch die Phasengrenzfläche gedämpft, wohin gegen sich der Druckstoß nach links ungedämpft bis zum Eintritt in das Rohr ([Bild 8.11](#)) ausgebreitet. Der Kollaps der Dampfblasen ist ebenfalls am Verlauf des Kondensationsmassenstroms ([Bild 8.14](#)) zu erkennen. Proportional der Amplitude der Druckstöße wird vor dem Kollaps der ersten Blase der größte Kondensationsmassenstrom berechnet.



[Bild 8.12](#): Lokal berechneter Druck an Wand des vertikalen Rohrstücks

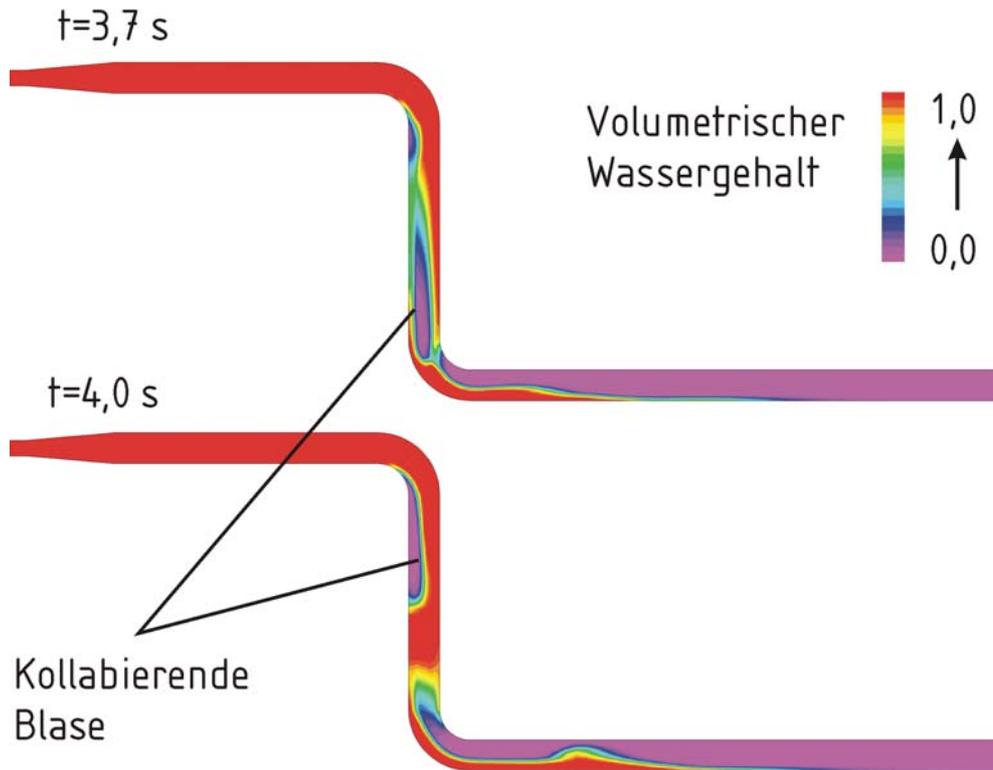


Bild 8.13: Der volumetrische Wassergehalt ($1-\alpha$) beim Kollaps der zweiten Blase

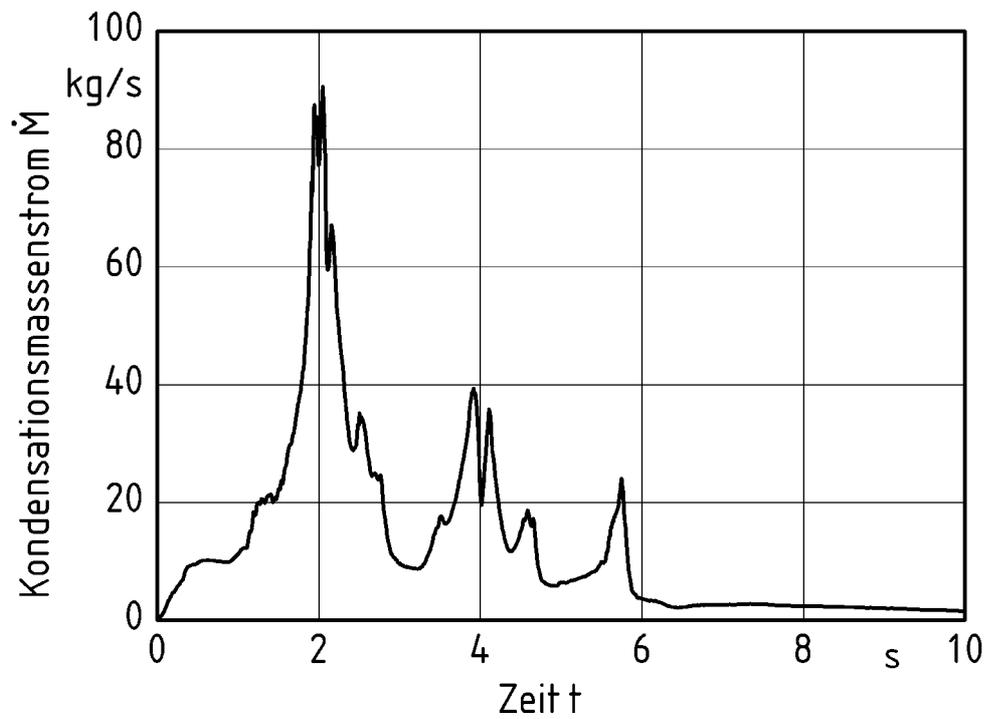


Bild 8.14: Integrierter Kondensationsmassenstrom im Rohr

Ein unterschiedliches Strömungsverhalten wird beobachtet, wenn die Dampfzufuhr, wie beim UPTF Versuch, stetig erfolgt. Für den Fall des Flutens der gekrümmten Leitung, dargestellt in Bild 8.10, bei welcher es zur Bildung von Dampfropfen kommt, in die dann keine weitere Dampfzufuhr möglich ist, führt die Kondensation zur Entstehung von deutlich größeren Druckspitzen.

9. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden für mehrere hypothetische Störfälle eines Druckwasserreaktors die thermohydraulischen Mechanismen, die zur Entstehung von stark transienten Druckfeldern führen, auf numerischem Wege berechnet.

Hierzu gehört die Ausbreitung von Druckentlastungswellen, die in einer dispersen zweiphasigen Strömung erfolgt, wenn ein Rohrbruch im sogenannten Sperrwasserkühler auftritt. Der Sperrwasserkühler ist die Schnittstelle zwischen dem Hochdruck- und Niederdruckbereich eines Druckwasserreaktors. Ein Rohrbruch führt daher zur schnellen Druckentlastung und Entspannungsverdampfung. Die Anzahl der dabei gebildeten Dampfblasen, sowie deren Wachstum wird in Abhängigkeit des lokalen thermischen Nichtgleichgewicht berechnet. Es ergeben sich die maximalen Massenströme und Drücke, welche im Sperrwasserkühler auftreten. Die theoretischen Ergebnisse werden geprüft, indem mit dem gleichen Modell die Entspannungsverdampfung in einer konvergent-divergenten Düse berechnet wird. Die so gewonnenen Ergebnisse werden mit den von Abuaf [15] erzielten experimentellen verglichen. Die Ergebnisse, die für die Düsenströmung mit Hilfe des „Volume of Fluid“ Modells erzielt wurden, stimmen mit den Ergebnissen des „Euler-Euler“ Modells überein. Daraus folgt, dass im Gegensatz zum thermischen, das mechanische Nichtgleichgewicht zwischen den Phasen vernachlässigt werden kann. Die Bildung der Dampfblasen in der anfangs einphasigen Strömung wird durch das thermische Nichtgleichgewicht ausgelöst. Das Wachstum wird im Wesentlichen durch das thermische Nichtgleichgewicht bestimmt. Die Dampfblasen dämpfen die Ausbreitung von Druckwellen. Dies zeigt der Vergleich des zeitlichen Druckverlaufs, welcher für die Druckentlastung nach Bruch einer Berstscheibe mit und ohne Berücksichtigung der Blasenbildung berechnet wird.

Die Ausbreitung von Druckwellen während der Kondensation von Dampfblasen wird für die Einspeisung von Kühlwasser in den kalten Strang des primären Kreislaufs eines Druckwasserreaktors berechnet. Die Unterkühlung des Wassers führt beim Kontakt mit dem gesättigten Dampf zur spontanen Kondensation des Dampfes. Die dabei auftretenden Strömungsphänomene beeinflussen die Versorgung des Reaktorkernes mit Notkühlwasser. Die kondensierenden Massenströme werden im Rahmen des „Euler-Euler“ Modells in

Abhängigkeit vom lokalen thermischen Nichtgleichgewicht berechnet. Der Wärmetransport wird für die direkte Kondensation als Funktion der turbulenten Mikrostrukturen in der Nähe der Phasengrenzfläche berechnet. Dazu wird die Turbulenz in der zweiphasigen Strömung mit den Gleichungen des k - ε Modells beschrieben. Der Wärmetransport wird somit ohne den Einsatz von weiteren empirisch zu ermittelnden Koeffizienten berechnet. Die so erhaltenen Ergebnisse werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Die transienten Druckfelder, welche infolge direkter Kondensation auftreten, werden am Beispiel des Flutens einer mit Dampf gefüllten Leitung numerisch berechnet. Es wird gezeigt, dass kondensationsbedingte Druckstöße sog. Wasserhammer auftreten und ihre Druckfelder von der Phasenverteilung abhängen. Ein sog. Wasserhammer tritt nur dann auf, wenn ein Dampfropfen vom kalten Wasser gänzlich umschlossen wird. Die kondensationsbedingten Druckstöße breiten sich in Abhängigkeit von der Phasenverteilung aus und werden durch die Wechselwirkungen mit der Phasengrenzfläche gedämpft. Daher sind die Phasenanteile und Strömungsformen für die Entstehung, die Ausbreitung und die Dämpfung der Druckstöße ausschlaggebend.

Die mehrdimensionale Darstellung der Phasenanteile ergibt die Strömungsform und stellt ein Potenzial zur verbesserten Berechnung der thermohydraulischen Vorgänge dar, die im Laufe hypothetischer Störfälle auftreten. Mit den so erhaltenen theoretischen Ergebnissen für die transienten zeitlichen Änderungen der Druck- und Geschwindigkeitsfelder lässt sich in zweiphasigen Strömungen eine verbesserte Aussage zum Verlauf von Störfällen treffen.

10. Literaturverzeichnis

- [1] A. Brodhagen, Berechnen der instationären Vorgänge infolge der Druckentlastung chemischer Reaktoren, VDI-Berichte, Reihe 3 (Verfahrenstechnik), Nr. 626, 1999
- [2] S. Muschelknautz, Mechanische Phasentrennung bei Entspannungsverdampfung, VDI-Berichte, Reihe 15 (Umwelttechnik), Nr. 71, 1989
- [3] D. Stegemann, Vorlesung über Kernkraftwerke (Kerntechnik 2), Hannover, 1992
- [4] M. Blander, J. L. Katz: Bubble nucleation in liquids, AIChE Journal 21 (1975) 5, 833-848
- [5] V. P. Skripov: Metastable Liquids, John Wiley & Sons, 1974
- [6] J. H. Lienhard, A. Karimi, Homogeneous nucleation and the spinodal line, Journal of Heat Transfer, Vol. 103, Februar 1981
- [7] J. Barták: A study of the rapid depressurization of hot water and the dynamics of vapour bubble generation in superheated water, Int. J. Multiphase Flow 16 (1990) 5, 789-798
- [8] E. Hahne, G. Barthau: Evaporation waves in flashing processes, Int. J. Multiphase Flow 26 (2000), 531-547
- [9] B. C. R. Ewan, K. Moodie: Evaluation of numerical critical pipe flow model with wall nucleation, 1990 (16) , 5
- [10] M. Alamgir, C. Y. Kan, J. H. Lienhard: An experimental study of the rapid depressurization of hot water, Journal of Heat Transfer 102 ,433-438, 1980
- [11] R. J. Peterson, S. S. Grewal, M. M. El-Wakil: Investigations of liquid flashing and evaporation due to sudden depressurization, Int. J. Heat Mass Transfer 27 (1984) 2, 301-310
- [12] I. G. Hill, B. Sturtevant: An experimental study of evaporation waves in a superheated liquid, Adiabatic waves in Liquid-Vapor Systems, IUTAM Symposium, Göttingen, Germany, 1989, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1990

- [13] O. E. Ivashnyov, M. N. Ivashneva, N. Smirnov: A model of nonequilibrium boiling under hot water depressurization, *Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*, 211-218, (1999)
- [14] F. Mayinger, R. Beauvais: Einfluss der Temperatur auf die Grenzen für den Übergang von der Deflagration in die Detonation (DDT) in Wasserstoff- /Luft-/Wasserdampf-Gemischen, *Abschlußbericht*, München, 1994
- [15] N. Abuaf, P. Saha, B. J. C. Wu, A study of nonequilibrium flashing of water in a converging-diverging nozzle, Volume 1 (experimental), NUREG/CR-1864, New York, 1981
- [16] N. Abuaf, P. Saha, B. J. C. Wu, A study of nonequilibrium flashing of water in a converging-diverging nozzle, Volume 2 (modeling), NUREG/CR-1864, New York, 1981
- [17] R. Puzalovski, U. Neumann: Interfacial mass, heat and momentum transfer correlations in fast propagating two-phase mixture fronts, *Transient phenomena in multiphase flow*, N.H. Afgan, Hemisphere Publ. Corp., 1988
- [18] H. J. Richter: Separated two-phase flow model: Application to critical two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 9, No. 5, pp 511-530, 1983
- [19] R. E. Henry, H. K. Fauske: The two-phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices, and short tubes, *Journal of Heat Transfer* 5 (1971), 179-187
- [20] J. C. Leung: A generalized correlation for one-component homogeneous equilibrium flashing choked flow, *AIChE Journal* 32 (1986) 10, 1743-1746
- [21] H. S. Isbin, J. E. Moy, A. J. R. Da Cruz: Two-phase, steam-water critical flow, *AIChE Journal* 3 (1957) 3, 361-365
- [22] G. B. Wallis: Critical two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow* 6 (1980) 97-112
- [23] M. A. Grolmes, J. C. Leung: Scaling considerations for two-phase critical flow, *Multiphase Flow and Heat Transfer* (1984) 549-565
- [24] H. K. Fauske: Determine two-phase flows during releases, *Chemical Engineering Progress* (1999) 2, 55-58

- [25] T. Fuji, K. Akagawa: A study of water hammer phenomena in one-component two-phase bubbly flow, Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Engineering Conference, July 18-22, 1999, San-Francisco, California
- [26] V. Feburie, M. Giot, S. Granger, J. M. Seynhaeve: A Model for choked flow through cracks with inlet subcooling, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 19, No. 4, 541-562, 1993
- [27] Z. Bilicki, J. Kestin, Pratt M. M.: A reinterpretation of the results of the Moby Dick experiments in terms of the non-equilibrium model, *Trans. ASME*, vol. 112, No. 2, 212-217, 1990
- [28] P. Downar-Zapolski, Z. Bilicki, L. Bolle, J. Franco: The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional flashing liquid flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 3, 473-483, 1996
- [29] M. Reocreux : Contribution a l'etude des debits critiques en ecoulement disphasique eau-vapeur, Ph. D. thesis, Université Scientifique et Medicale de Grenoble, France
- [30] P. Deligiannis, J. W. Cleaver: The role of nucleation in the initial phases of a rapid depressurization of a subcooled liquid, *Int. J. Multiphase Flow* 16 (1990) 6, 975-984
- [31] P. Deligiannis, J. W. Cleaver: Determination of the heterogeneous nucleation factor during a transient liquid expansion, *Int. J. Multiphase Flow* 18 (1992) 2, 273-278
- [32] Upper Plenum Test Facility –UPTF, Test No. 9, U9 316/89/5, Simens AG, UB KWU, Erlangen, 1989
- [33] W. Häfner, K. Fischer: Kontakt-Kondensationseffekte bei Notkühleinspeisung, Bericht BF-R-66566-5, Battelle-Institut e.v. Frankfurt am Main, 1988
- [34] G. Class, S. Raff, R. Meyder: The mechanism of violent condensation shocks, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol 13, N0. 1, pp 33-46, 1987
- [35] W. Kirsner, Condensation-Induced Waterhammer, HPAC Heating /Piping/ Air-conditioning, Januar 1999
- [36] J. A. Block: Condensation-driven fluid motion, *Int. J. Multiphase Flow* 6 (1-2), 113-129, 1980

- [37] H. Rothe, G. B. Wallis, C. J. Crowley: Water hammer in the feed water systems of PWR steam generator, Fluid Transients and Acoustic in Power Ind., Presented at ASME Winter Ann. Meet., San Francisco, USA, p 75-85, Dec. 10-15 1978
- [38] R.W. Bjorge, P. Griffith: Initiation of waterhammer in horizontal and nearly horizontal pipes containing steam and subcooled water, Journal of heat transfer, Vol. 106, 835-840, 1984
- [39] Y. Taitel, A. E. Dukler : A model for predicting flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow, AIChE Journal, Vol. 22, 47-45, 1976
- [40] K. H. Ardron, S. Banerjee: Flooding in an elbow between a vertical and a horizontal or near-horizontal pipe - Part II: Theory, Int. J. Multiphase Flow 12 (1986) 4, 543-558
- [41] M. Ishii, K. Mishima: Theoretical Prediction of Onset of Horizontal Slug Flow, journal of Fluid Engineering, Vol. 102, pp. 441-445, 1980
- [42] K. Y. Choi, H. C. No: Experimental studies of flooding in nearly horizontal pipes, Int. J. Multiphase Flow 21 (1995) 3, 419-436
- [43] J. Wijdiëks: Waterhammer, Delft hydraulic laboratory, 1983
- [44] D. Ludewig: Druckstoßermittlung- Risiken und Trugschlüsse vereinfachender Annahmen, 3R international, 12, Dezember 1998
- [45] A. Kottmann, Über die Dämpfung niederfrequenter energieärmer Wellen in Rohrleitungen, 3R International, 32, Heft 2/3, 1993
- [46] D. Igra, K. Takayama: Numerical simulation of shock wave interaction with a water column, Shock Waves (2001) 11, 219-228
- [47] M. Mitosek: Cavitation in pipes at water hammer conditions, 3R International Heft 12, 1998
- [48] R. Kwidzinski, D. Kardas: Experimental Investigation of structure of stationary shock wave and interaction with transient impulse of pressure in two-phase flow, 3th International Conference on Multiphase Flow, ICMF98, Lyon, France, 1998
- [49] K. Stephan, Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden, Springer Verlag, 1988

- [50] S. Sideman, D. D. Moalem-Maron, Direct Contact, Condensation, *Advances in Heat Transfer*, Volume 15, Academic Press, Tel-Aviv, 227-281, 1982
- [51] T. Fujii, K. Akagwa: A study of water hammer phenomena in a one-component two-phase bubbly flow, *Proceeding of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference (1999)*, San Francisco, USA
- [52] J. P. Sursock, R. B. Duffey: Condensation in a subcooled pool, *Topics in two-phase heat transfer and flow*, ASME-WAM, 135-141, 1978
- [53] S. Banerjee, D. S. Scott, E. Rhodes: Mass transfer to falling wavy liquid films in turbulent flow, *Ind. Engng. Chem., Fundamentals* 7, 22-27, 1968
- [54] A. A. Sonin, M. A. Shimko, J.-H. Chun: Vapor condensation onto a turbulent liquid -2.: The steady condensation rate as a function of liquid-side turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer* 29 (1986) 9, 1319-1332
- [55] F. Mayinger, *Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeitsgemischen*, Springer-Verlag, Wien, 1982
- [56] G. E. Fortescue, J. R. A. Pearson, On gas absorption into a turbulent liquid, *Chem. Engng. Sci.* 22, 1163-1176, 1967
- [57] J. C. Lamont, D. S. Scott: An eddy cell model of mass transfer into the surface a turbulent liquid, *AIChE Journal* 16 (1970) 4, 513-519
- [58] T. G. Theofanous, R. N. Houze, L. K. Brumfield: Turbulent mass transfer at free, gas-liquid interfaces, with applications to open-channel, bubble and jet flows, *Int. J. Heat Mass Transfer* 19 (1976), 613-624
- [59] R. B. Duffey, E. D. Hughes: Gas mass transfer for stratified flow, FED-Vol. 225, pp 131-143, *Gas liquid flow: presented at the ASME/JSME Fluids Engineering and Laser Anemometry Conference and Exhibition*, 1995
- [60] Lumley J. L., Tennekes, H., *A first Course in Turbulence*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England
- [61] A. A. Sonin, M. A. Shimko, J.-H. Chun: Vapor condensation onto a turbulent liquid - 1.: The steady condensation rate as a function of liquid-side turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer* 29 (1986) 9, 1319-1332

- [62] W. Hobbhahn: Beschreibung der Direktkondensation von Dampf an unterkühltem wasser mit Anwendung in der Störfallberechnung von Druckwasserreaktoren, Gesellschaft für Anlagen und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Bochum, 1990
- [63] H. Ruile: Heat transfer by direct contact condensation in stratified two phase flow at high system pressure, Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, ed.: G. P. Celata, R. K. Shah, 1995
- [64] W. Hobbhahn: Modelling of condensation in light water reactor safety, NURETH-4, Karlsruhe, 1989
- [65] S. G. Bankoff: Some condensation studies pertinent to LWR safety, Int. J. Multiphase Flow 6, 51-67, 1980
- [66] D. Hein, J. Karl, H. Ruile: Transport phenomena and heat transfer with direct contact condensation, Kerntechnik 63 (1998) 1-2, 51-56
- [67] G. Förster: Druckstoßdämpfung durch große Luftblasen in Hochpunkten von Rohrleitungen, VDI Verlag, Heft Nr. 94, 1997
- [68] W. Zielke, Elektronische Berechnung von Rohr- und Gerinneströmungen, Erich Schmidt Verlag, München, 1974
- [69] A. Gühlan: Stoßwellen in Flüssigkeiten mit inerten und reaktiven Blasen, VDI-Fortschrittberichte, Reihe 7, Nr. 162, 1989
- [70] E. R. F. Winter, M. Greiner, L. D. Nguyen, Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in ein- und mehrkomponentigen Mehrphasensystemen, TU München, Lehrstuhl für Thermodynamik, 1980
- [71] W. K. Lin, B. S. Peri, Y. Y. Hsu: Mass transfer effects on sound wave propagation in two-phase bubbly flow, Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, G. P. Celata, P- Di. Marco and R. K. Dhah (Editors), Pisa, 1999
- [72] O. C. Jones, Jr.: Flashing Inception in Flowing Liquids, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 102, 1980
- [73] R. E. Henry: The two-phase critical discharge of initially saturated or subcooled liquid, Nuclear Science and Engineering 41 (1970) 336-342

- [74] R. Darby, P. Meiller, J. R. Stockton: Select the best model for two-phase relief sizing, CEP (2001) 5, 56-64
- [75] X.N. Vu: Modellierung der kritischen Zweiphasenströmung in Rohrleitungen beliebiger Länge, Dissertation, Universität Hannover, 1988
- [76] M. Peric: Computational methods for fluid dynamics, Springer, 1996
- [77] T. S. Shin, O. C. Jones: Nucleation and flashing in nozzles - 1 - A distributed nucleation model, Int. J. Multiphase Flow 19 (1993) 6, 943-964
- [78] G. L. Sozzi, W. A. Sutherland: Critical flow of saturated and subcooled water at high pressure, GE Report NEDO-13418, 1975
- [79] K. H. Adron, M. Ackermann: Studies of the critical flow of subcooled water in a pipe, Proc. 2nd CSNI Specialist Mtg., Paris, pp. 517-543, 1978
- [80] H. Schlichting: Boundary Layer Theory, Mc.Graw-Hill, New York, 1979
- [81] V. N. Blinkov, O. C. Jones, B. I. Nigmatulin: Nucleation and flashing in nozzles - 2 - Comparison with experiments using a five-equation model for vapor void development, Int. J. Multiphase Flow 19 (1993) 6, 965-986
- [82] K.I. Soplenkov, V. N. Blinkov, Heterogeneous nucleation in the flow of the superheated liquid. Multi-phase Systems: Transient Flows with Physical and Chemical Transformation, 1983
- [83] Lasl, TRA-P1A, An advanced best-estimate computer program for PWR LOCA analysis, Reports NUREG/CR-0665, 1979
- [84] The Industrial Standard IAPWS-IF97 for the Thermodynamic properties and Supplementary Equations for Other Properties, Properties of Water and Steam, Springer-Verlag, 2000
- [85] D. Bähr, K. Stephan, Wärme und Stoffübertragung, Springer, 1996
- [86] B. van Leer: Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to Godunov's sequel. Journal of Computational Physics, 32, 101-136, 1979
- [87] T. Skorek: Modeling of two phase flow in horizontal piping junction, Proc. Int. Conf. On New Trends in Nuclear System Thermohydraulics, Pisa, Vol. 1, pp. 57-66, 1994

- [88] W. P. Jones, B. E. Launder, The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer* 15, pp. 301-314, 1972
- [89] J. D. Ramshaw, J. A. Trapp: Characteristics, Stability and Short-Wavelength Phenomena in Two-Phase Flow Equation Systems, *Nuclear Science and Engineering*, 66, 93-102 (1978)
- [90] F. R. Menter, Two-equation eddy-viscosity turbulence Model for engineering application, *AIAA J.* Vol. 32 No. 8, 1994
- [91] Upper Plenum Test Facility –UPTF, Test No. 9, U9 316/89/5, Simens AG, UB KWU, Eglangen, 198
- [92] Board S. J., Kimpton A. D., Spherical vapour bubble collapse, *Chemical Engineering Science*, Vol. 29, pp. 363-371, 1974
- [93] P. Griffith, R. J. Silva: Steam bubble collapse induced water hammer, PVP conference (1992), New Orleans
- [94] H. Rothe, G. B. Wallis, H. J. Richter, J. A. Valenzuela, Modeling of rapid direct contact condensation, Creare report NSF/MEA-85004, August 1985