



**Gesellschaft für Anlagen-  
und Reaktorsicherheit  
(GRS) mbH**

**Berechnung der  
Phasendifferenz-ge-  
schwindigkeit  
von Wasser und  
Dampf in geome-  
trisch unterschied-  
lich berandeten  
Kanälen**

Dissertation



**Gesellschaft für Anlagen-  
und Reaktorsicherheit  
(GRS) mbH**

**Berechnung der Phasen-  
differenzgeschwindigkeit  
von Wasser und Dampf  
in geometrisch unter-  
schiedlichen berandeten  
Kanälen**

Dissertation von  
Heinz-Günther Sonnenburg

Berlin, Juni 1994

**GRS - 109  
ISBN 3-923875-59-2**

## **Anmerkung**

Der vorliegende Bericht "Berechnung der Phasendifferenzgeschwindigkeit von Wasser und Dampf in geometrisch unterschiedlich berandeten Kanälen" von Dipl.-Ing. Heinz-Günther Sonnenburg ist der vollständige Abdruck der vom Fachbereich 6 der Technischen Universität Berlin zur Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur genehmigten Dissertation.

1. Berichter: Prof. Dr.-Ing. G. Bartsch
2. Berichter: Prof. Dr.-Ing. D. Mewes

## **Deskriptoren**

Dampfblase, Fluiddynamik, KMVS, Modell, Thermohydraulik, Zweiphasenströmung

# **Berechnung der Phasendifferenzgeschwindigkeit von Wasser und Dampf in geometrisch unterschiedlich berandeten Kanälen**

vorgelegt von  
Diplom-Ingenieur  
Heinz-Günther Sonnenburg  
aus Erding

Vom Fachbereich 6  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dipl.Ing. Jochen Alvensleben  
Berichter: Prof. Dr.-Ing. Gerhard Bartsch  
Berichter: Prof. Dr.-Ing. Dieter Mewes

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 08.02.1994

Berlin 1994

D 83

## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand in der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH im Rahmen von Forschungsvorhaben des Bundesministeriums für Forschung und Technologie zur Reaktorsicherheit.

Ich möchte mich besonders bei Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Bartsch für die Übernahme der Betreuung der Arbeit, sein stetes Interesse und seine konstruktive Kritik bedanken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Mewes danke ich für das Interesse, das er als Mitberichter dieser Arbeit entgegenbrachte.

Ebenso möchte ich mich bei meinem Kollegen Dipl.-Ing. V. Teschendorff für viele anregende Diskussionen, die wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, bedanken.

Zahlreichen Mitarbeitern der GRS gilt mein Dank für die Zusammenarbeit bei der Implementierung von Berechnungsgleichungen in die Rechenprogramme DRUFAN und ATHLET.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau für die Unterstützung bei den Schreibarbeiten.

Garching, im Juni 1994

## **Kurzfassung**

Die Zweiphasenströmung ist u.a. charakterisiert durch den Geschwindigkeitsunterschied zwischen der dampfförmigen und der flüssigen Phase. Dieser Geschwindigkeitsunterschied hängt im wesentlichen von den Abmessungen und der geometrischen Gestalt des Strömungsweges ab.

Die Beschreibung von Kühlmittelverluststörfällen in der Reaktorsicherheitsforschung steht vor der Aufgabe, diesen Geschwindigkeitsunterschied für Strömungswege des Reaktors zu berechnen. Diese Strömungswege sind z.B. Rohrleitungen unterschiedlicher Durchmesser und unterschiedlicher Winkellage zur Horizontalen, Kanäle zwischen den Brennstabbündeln und der Ringraum des Druckgefäßes.

Auf der Basis der Drift-Flux-Theorie wurde eine Berechnungsgleichung entwickelt, die eine Auswertung von Flutbeginn-Korrelationen zur Berechnung dieses Geschwindigkeitsunterschieds ermöglicht. Für die meisten Strömungswege des Druckwasserreaktors stehen die Flutbeginn-Korrelationen für eine solche Auswertung zur Verfügung.

Es konnte gezeigt werden, daß die Auswertung der für einzelne Querschnitte gültigen Flutbeginn-Korrelation zur Berechnung des dort herrschenden Geschwindigkeitsunterschieds führt. Dieser Zusammenhang wurde anhand von Beispielen für die vertikalen und horizontalen Rohrleitungen in einem weiten Druck- (0.1 ... 7.0 MPa), Dampfvolumentgehalts- (0% ... 100%) und Durchmesserbereich (0.01 ... 0.85 m) sowie für den Strömungsweg zwischen vertikalen Stabbündeln verifiziert.

Die entwickelte Berechnungsgleichung bietet die Möglichkeit, den Geschwindigkeitsunterschied für einen Strömungsweg mit beliebig geformter Berandung vorherzusagen, sofern die Flutbeginn-Korrelation zu diesem Strömungsweg vorliegt.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
Bilderverzeichnis	IV
1. Technische Problemstellung	1
2. Phänomenologie der Dampf/Wasser-Strömungen	3
2.1 Erscheinungsbild bei verschiedenen Massenströmen	4
2.2 Phänomenologie der Dampf/Wasser-Gegenströmung	7
2.3 Erscheinungsbild bei verschiedenen Durchmessern und geometrisch unterschiedlich geformten Berandungen durchströmter Kanäle	8
2.4 Zusammenhang zwischen Erscheinungsbild und Dampfvolumentgehalt	9
3. Zielsetzung und Vorgehensweise	9
3.1 Zielsetzung der Entwicklung für eine Berechnungsgleichung	10
3.2 Vorgehensweise in der Entwicklung einer Berechnungsgleichung	12
4. Grundlegende Beziehungen und Definitionen	13
4.1 Makroskopische Eigenschaften der Zweiphasenströmungen	14
4.2 Mikroskopische Eigenschaften der Zweiphasenströmungen	18
4.3 Flächenmittelwerte	22
5. Übersicht über die wichtigsten Korrelationen und Berechnungsgleichungen	24
5.1 Berechnungsgleichungen und Korrelationen für den Geschwindigkeitsunterschied	24
5.2 Korrelationen zur Gegenstrombegrenzung	39
6. Die eigene Berechnungsgleichung für die Differenz der Phasengeschwindigkeiten	44
6.1 Zusammenhang zwischen Drift und Flutbeginn	45
6.1.1 Physikalischer Hintergrund der mathematischen Annahme $J_{VL} = J_{VL}(Z_V)$	52
6.1.2 Diskussion des Ergebnisses	53
6.2 Vergleich von Drift-Geschwindigkeiten	56
6.2.1 Phasenverteilungparameter	58
6.2.2 Vergleich für hohe Dampfvolumentgehalte	60
6.2.3 Vergleich für niedrige Dampfvolumentgehalte	66

7.	Modifizierte Berechnungsgleichung für niedrige Dampfvolumengehalte	67
7.1	Vergleich der berechneten Drift-Geschwindigkeit mit der Drift-Geschwindigkeit nach Kataoka	70
7.2	Vergleich der hergeleiteten Drift-Geschwindigkeit mit der Drift-Geschwindigkeit nach Sudo	76
8.	Strömung zwischen beheizten Stabbündeln	80
8.1	Grenzleerrohr-Geschwindigkeit für umströmte Stabbündel	81
8.2	Phasenverteilungsparameter für umströmte Stabbündel	82
8.3	Vergleich mit THETIS-Daten	85
9.	Horizontale Rohrströmung	88
9.1	Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten für horizontale Rohrströmung	89
9.2	Phasenverteilungsparameter für horizontale Rohrströmung	94
9.3	Überprüfung der Berechnungsgleichung für die horizontale Rohrströmung	97
9.3.1	Überprüfung anhand von TPTF-Versuchen	99
9.3.2	Überprüfung der Berechnungsgleichung anhand von IVO-Experimenten	106
9.3.3	Überprüfung der Berechnungsgleichung anhand des Versuchs UPTF 11	114
10.	Bedeutung der Berechnungsgleichung für Störfallanalysen	120
10.1	Überprüfung der Berechnungsgleichung innerhalb des Rechenprogramms ATHLET	122
10.1.1	Vergleich zwischen Vorausrechnung und BETHSY-Experiment für ausgewählte Versuchsparameter	125
10.2	Reaktoranalysen unter Verwendung verschiedener Berechnungsgleichungen für die Differenzgeschwindigkeit	129
10.2.1	Anfangs- und Randbedingungen der Reaktoranalysen	131
10.2.2	Ergebnisse	134
10.3	Schlußfolgerung aus der programmtechnischen Anwendung der Berechnungsgleichung	137
11.	Zusammenfassung	138
12.	Nomenklatur	143
13.	Literatur	148
14.	Anhang	155



## Bilderverzeichnis

		Seite
Bild 1	Schematische Darstellung der Abfolge von Strömungsformen bei zunehmendem Dampfmassenstrom	5
Bild 2	Flutbeginn	47
Bild 3	Iso- $Z_v$ -Werte im Wurzel-Diagramm	55
Bild 4	Phasenverteilungsparameter $C_o$ , abgeleitet aus der Turner-Korrelation (109) als Funktion des Dampfvolumentgehalts $\alpha_v$ für die Drücke 0.1 MPa und 1.0 MPa	62
Bild 5	Bezogene Drift-Geschwindigkeit $V_{vj} / V_{Lc}$ über Dampfvolumentgehalt $\alpha_v$ für 0.1 MPa	63
Bild 6	Bezogene Drift-Geschwindigkeit $V_{vj} / V_{Lc}$ über Dampfvolumentgehalt $\alpha_v$ für 1.0 MPa	63
Bild 7	Schematische Darstellung der Entwicklung einer auf die geometrische Form der Berandung des durchströmten Kanals bezogenen Berechnungsgleichung	65
Bild 8	Schematische Darstellung des Bereichs der Meßdaten für den Flutbeginn als Funktion von dimensionslosen Volumenstromdichten der Phasen	67
Bild 9	Vorschlag zur Darstellung von Flutbeginn-Messungen	69
Bild 10	Dimensionslose Grenzleerohr-Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom dimensionslosen hydraulischen Durchmesser	73
Bild 11	Dimensionslose Drift-Geschwindigkeit über dimensionslosem hydraulischen Durchmesser nach Kataoka und Ishii	75
Bild 12	Korrelationsparameter Y über Korrelationsparameter X nach Sudo im Vergleich mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (108), (112a) und (112b) für $J_L = 0$ ) für drei verschiedene Drücke	78
Bild 13	Korrelationsparameter Y über Korrelationsparameter X nach Sudo im Vergleich mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (108), (112a) und (112b) für $J_L = 0$ ) für drei verschiedene Durchmesser	79
Bild 14	Strömungskanäle zwischen Stabbündel	81

Bild 15	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ im Stabbündel über Volumenstromdichte des Dampfes $J_v$ beim Druck von 0.2 MPa - Vergleich der Meßdaten aus THETIS mit der Korrelation nach Cunningham-Yeh und mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (130), (131) und (133))	86
Bild 16	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ im Stabbündel über Volumenstromdichte des Dampfes $J_v$ beim Druck von 0.5 MPa - Vergleich der Meßdaten aus THETIS mit der Korrelation nach Cunningham-Yeh und mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (130), (131) und (133))	87
Bild 17	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ im Stabbündel über Volumenstromdichte des Dampfes $J_v$ bei einem Druck von 2.0 MPa - Vergleich der Meßdaten aus THETIS mit der Korrelation nach Cunningham-Yeh und mit der eigenen Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (130), (131) und (133))	87
Bild 18	Anwendung der Flutbeginnversuche von Bankoff und Lee auf eine Strömung mit ungleichförmig verteilter Wasserphase in horizontalem Rohr	89
Bild 19	Messungen zum Flutbeginn für verschiedene Neigungswinkel $\theta$ und Querschnittshöhen $H$ des Strömungswegs, dargestellt in Lee-Parametern	90
Bild 20	Messungen zum Flutbeginn für verschiedene Neigungswinkel $\theta$ und Querschnittshöhen $H$ des Strömungswegs, dargestellt in modifizierten Lee-Parametern	92
Bild 21	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ korreliert mit dem Parameter $X_{tt}$ nach Lockhart und Martinelli	94
Bild 22	Phasenverteilungsparameter $C_0$ über Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ aus der Umrechnung der Meßdaten nach Lockhart und Martinelli	96
Bild 23	Schematische Darstellung der TPTF-Versuchseinrichtung	99
Bild 24	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ längs des horizontalen Rohres bei einer Massenstromdichte von $40 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ und einem Strömungsmassen-Dampfanteil von 0.2	102
Bild 25	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ längs des horizontalen Rohres bei einer Massenstromdichte von $400 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ und einem Strömungsmassen-Dampfanteil von 0.2	103

Bild 26	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ längs des horizontalen Rohres bei einer Massenstromdichte von $1000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ und einem Strömungsmassen-Dampfanteil von 0.2	103
Bild 27	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ bei einer Massenstromdichte von $100 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ und variierendem Strömungsmassen- Dampfanteil	105
Bild 28	Dampfvolumengehalt $\alpha_v$ bei einer Massenstromdichte von $1000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ und variierendem Strömungsmassen-Dampfanteil	106
Bild 29	Schematische Darstellung des Pumpenbogens der IVO-Versuchsanlage	107
Bild 30	Wasservolumengehalt $\alpha_L$ längs des horizontalen Rohrabschnitts des Pumpenbogens	108
Bild 31	Über den Pumpenbogen gemittelter Wasservolumengehalt $\alpha_L$ in Abhängigkeit von der Gasvolumenstromdichte, ausgedrückt durch den Dampf-Wallis-Parameter $J_v^*$	109
Bild 32	Wasservolumengehalt $\alpha_L$ längs des horizontalen Rohrabschnitts des Pumpenbogens	112
Bild 33	Wasservolumengehalt in Abhängigkeit vom Dampf-Wallis-Parameter - Vergleich zwischen Ergebnissen der Berechnungsgleichung und experimentellen Daten von IVO	112
Bild 34	Schematische Darstellung der Heißen Leitung der UPTF-Versuchseinrichtung mit Abmessungen, die für die Dampf/Wasserströmung von Bedeutung sind	115
Bild 35	Verteilungen des Wasservolumengehalts längs des horizontalen Rohrabschnitts, die dem Zustand Flutbeginn entsprechen	117
Bild 36	Volumenstromdichten bei Flutbeginn dargestellt als Wurzelfunktion der Wallis-Parameter $J_v^*$ und $J_L^*$ - Gegenüberstellung zwischen berechneten und experimentellen Werten aus dem Versuch UPTF 11	118
Bild 37	Wasservolumengehalt bei Flutbeginn in Abhängigkeit von der Wurzelfunktion des Wallis-Parameters für Wasser $J_L^*$	119
Bild 38	Übersicht über die BETHSY-Versuchsanlage	124
Bild 39	Zeitliche Entwicklung des Wasserstandes im Kern - Vergleich Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b	127

Bild 40	Zeitliche Entwicklung der Druckdifferenz über die ansteigenden U-Rohre des Dampferzeugers vom Loop 2 - Vergleich Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b	127
Bild 41	Zeitliche Entwicklung des Leckmassenstromes - Vergleich von Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b	128
Bild 42	Zeitliche Entwicklung des Systemdruckes - Vergleich von Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b	128
Bild 43	3-D-Ansicht einer 1300 MW-Reaktoranlage vom Konvoi-Typ	130
Bild 44	Einfluß der Berechnungsgleichung auf die Berechnung des Störfallablaufs - Masse im Primärsystem	135
Bild 45	Einfluß der Berechnungsgleichung auf die Berechnung des Störfallablaufs - Kollabierter Wasserstand im Kern	136
Bild 46	Einfluß der Berechnungsgleichung auf die Berechnung des Störfallablaufs - Hüllrohrtemperaturen eines Heißstabes in axialer Mitte	136

## 1. Technische Problemstellung

In der Reaktortechnik werden Analysen hypothetischer Kühlmittelverlust-Störfälle durchgeführt. Dabei werden Leckquerschnitte verschiedener Größe am Primärkühlkreislauf unterstellt. Diese Analysen sollen zeigen, ob die Nachwärmeabfuhr aus dem Reaktorkern z.B. von Druckwasserreaktoren auch bei ungünstigen Störfallrandbedingungen (Ausfall von Notkühlsystemen) sichergestellt ist.

Risikoanalysen, die auf Störfallanalysen aufbauen, haben gezeigt, daß der Risikobeitrag von Leckstörfällen mit kleinem Leckquerschnitt (etwa bis zu 5% des Querschnitts der Hauptkühlmittelleitung) wegen der höheren Eintrittswahrscheinlichkeit von kleinen Lecks, im Gegensatz zum Leckstörfall mit Abriß der Hauptkühlmittelleitung, wesentlich zum Gesamtrisiko beitragen. Da Analysen zu kleinen Lecks durch die Risikobetrachtung in den Mittelpunkt des Interesses gerückt sind, ist somit auch der Simulationsbedarf zur Darstellung der Zweiphasenströmungen für diesen Bereich gestiegen.

Während bei großen Brüchen bedingt durch hohe Geschwindigkeiten des Kühlmittels im wesentlichen eine homogene, zweiphasige Strömung vorliegt, ist bei kleinen Lecks von einer vielgestaltigen Zweiphasenströmung auszugehen. Der Störfallverlauf wird dabei von Phänomenen einer zweiphasigen Strömung maßgeblich beeinflusst. Dies läßt sich am Beispiel der Nachwärmeabfuhr über Dampferzeuger bei Vorliegen eines kleinen Lecks im Kalten Strang zeigen.

Beim Störfall mit kleinem Leckquerschnitt fällt der Druck im Primärkühlkreislauf von 16 MPa auf Sättigungsdruck des Kühlmittels ab. Dabei wird fortlaufend von den Brennstäben des Reaktorkerns nach einer Schnellabschaltung des Reaktors die Nachzerfallswärme an das Kühlmittel abgegeben. Es entsteht zuerst zwischen den Brennstäben Wasserdampf. Durch weiteren Kühlmittelverlust wird auch im oberen Plenum des Reaktordruckgefäßes und in den heißen Strängen Dampf auftreten.

Ist die sekundärseitige Wärmeabfuhr auch unter Störfallbedingungen noch verfügbar, kann primärseitig der entstandene Dampf in den U-Rohren des Dampferzeugers wieder kondensieren. Das Verdampfen von Wasser im Kern und Kondensieren von Dampf in U-Rohren des Dampferzeugers bewirken einen zweiphasigen Na-

turumlauf. Dabei wird die Nachzerfallswärme vom Kern über die heißen Stränge in die Dampferzeuger transportiert. Der primärseitige Druck stabilisiert sich dabei auf das sekundärseitige Druckniveau von 8 MPa.

Wenn man den Ausfall von Hochdruck-Notkühlsystemen annimmt, verursacht der weitere Kühlmittelverlust den Abriß des zweiphasigen Naturumlafs. Anstelle des Umlaufs tritt dann ein Wärmeabfuhrmechanismus, bei dem der im Kern entstandene Dampf über die heißen Stränge abströmt und das im U-Rohr des Dampferzeugers gebildete Kondensat im Gegenstrom zum Dampf über den Heißen Strang zum Reaktordruckbehälter zurückfließt. Dieser Mechanismus der Wärmeabfuhr wird Reflux-Condensator-Mode bezeichnet.

Der Abriß des zweiphasigen Naturumlafs hängt zwar ursächlich mit einem zunehmenden Kühlmittelverlust zusammen, er wird jedoch letztlich vom Wechsel der Strömungsform im Heißen Strang und in den U-Rohrbögen der Dampferzeuger ausgelöst. Durch den fortschreitenden Kühlmittelverlust beansprucht der Dampf auch im Heißen Strang des Primärkreislaufs zunehmend Raum. Die Dampfgeschwindigkeit vermindert sich dabei. Der von der Dampfströmung angetriebene Wasserdurchsatz durch den Heißen Strang geht zurück. Dabei wechselt das Erscheinungsbild der zweiphasigen Strömung im Heißen Strang. Unter dem Einfluß der Schwerkraft entsteht aus einer Blasen- und Pfropfenströmung eine geschichtete Wasser/Dampf-Strömung. Wasser wird dabei nur noch in geringen Mengen in die U-Rohre des Dampferzeugers transportiert. Der Umlauf kommt zum Erliegen. Der Wechsel in der Strömungsform ist für die weitere Störfalltransiente von Bedeutung, weil mit dem Abriß des zweiphasigen Naturumlafs kaum noch Wasser zum Leck im Kalten Strang transportiert wird.

Ist das Leck nicht mehr mit Wasser beaufschlagt, dann fällt der primärseitige Druck infolge reiner Dampfausströmung stärker als bisher ab. Das Erreichen von Ansprechdrücken von Notkühlsystemen (z.B. Druckspeichersystem: Ansprechdruck 2.6 MPa) wird dadurch ermöglicht. Der bis dahin entstandene Kühlmittelverlust könnte jetzt wieder ausgeglichen werden. Die Annahme, Wasser und Dampf strömen mit gleicher Geschwindigkeit, wie das bei Leckstörfällen mit großem Bruchquerschnitt aufgrund der hohen Geschwindigkeiten zulässig war, würde in der Ana-

lyse einer solchen Störfalltransiente zu dem Ergebnis führen, daß im Primärkreislauf der Dampfvolumentgehalt gleichmäßig zunimmt und Unterschiede im Dampfvolumentgehalt innerhalb des Primärkreislaufs nur durch Verdampfung oder Kondensation gegeben wären. Wichtige Phänomene, die die Transiente in ihrem Verlauf bestimmen, wie der Abriß des zweiphasigen Naturumlaufs, das Zurücklaufen von Kondensat aus den Dampferzeugern in den Kern, würden außer acht gelassen.

Das hätte zur Folge, daß mit einer solchen Annahme die Wasserverteilung im Primärkreislauf und damit die Temperaturen im Reaktorkern unrealistisch berechnet würden. Die Simulation solcher Störfalltransienten erfordert daher eine Berechnungsgleichung, die den Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Wasserphase und der Dampfphase für reaktortypische Strömungswege, für Orientierungen der Strömungswege von vertikal bis horizontal, für reaktorrelevanten Druckbereich, für verschiedene Strömungsformen, für den Wechsel von Gleich- in Gegenströmung und für beliebige Dampfvolumentgehalte zwischen Null und Eins beschreibt.

Um ansatzweise zu einer realistischen Beschreibung von Störfalltransienten zu kommen, wurden bisher Berechnungsgleichungen benutzt, die den Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen auf der Grundlage verfügbarer Korrelationen ermittelten. Beispielsweise wurden die für vertikale Rohrströmung korrelierten Drift-Flux-Beziehungen von Zuber und Findlay zur Beschreibung des Blasenanstiegs in vertikalen Strömungswegen des Primärkreislaufs eingesetzt, wobei eine Unterscheidung zwischen geometrisch verschieden geformten Kanälen unbeachtet blieb.

Das Ziel dieser Arbeit ist daher, die Entwicklung einer Berechnungsgleichung auf eine breitere empirische Grundlage zu stellen, die es ermöglicht, über die allgemeine Anforderungen hinaus (reaktorrelevanter Druckbereich, verschiedene Strömungsformen, Wechsel von Gleich- in Gegenströmung, Dampfvolumentgehalte von Null bis Eins) auch die geometrische Form des durchströmten Kanals zu berücksichtigen, um damit die Voraussetzung für eine praxisnahe Störfallberechnung zu schaffen.

## **2. Phänomenologie der Dampf-/Wasser-Strömungen**

In einer Dampf-/Wasser-Strömung weisen die Phasen Wasserdampf und Wasser, im wesentlichen bedingt durch deren Dichteunterschiede, unterschiedliche Ge-

schwindigkeiten auf. Dieser Geschwindigkeitsunterschied wird begleitet von einer erstaunlichen Vielfalt an Erscheinungsformen für die Strömung. Aus visueller Beobachtung /GOV-57/ ergibt sich eine grobe Einteilung der Erscheinungsformen in "Blasenströmung", "Kolbenströmung", "aufgewühlte, turbulente Strömung", "Ringströmung" und "Ring-/Tropfenströmung". Jeder dieser Erscheinungsformen liegen eigene Mechanismen des Kräfteaustauschs zwischen den Phasen Wasser und Dampf zugrunde, folglich stellen sich die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen den Phasen unter den jeweils vorherrschenden Mechanismen teilweise sehr unterschiedlich ein. Während beispielsweise sich Kolbenströmung und Blasenströmung in Bezug auf Geschwindigkeitsdifferenzen kaum unterscheiden, sind relativ dazu die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Kolbenströmung und Ringströmung um ein Vielfaches größer.

Eine Berechnungsgleichung, die diese Geschwindigkeitsunterschiede mit einer angemessenen Genauigkeit beschreibt, muß vor allem diesen Wechsel in den Geschwindigkeitsunterschieden zuverlässig vorhersagen können. Die visuelle Beobachtung von Wasser-/Dampfströmungen in einem durchsichtigen Strömungsweg zeigt, daß sich die verschiedenen Strömungsformen je nach äußeren Bedingungen wie Wassermassenstrom, Dampfmassenstrom, Druck und hydraulischem Durchmesser des Kanals einstellen.

### **2.1. Erscheinungsbild bei verschiedenen Massenströmen**

Bei relativ kleinem Dampfmassenstrom beobachtet man Blasenströmung. Kleine Blasen nehmen die Form von Kugeln an. Entstehen durch Zusammenwachsen von kleinen Blasen große Blasen, so neigen diese dazu, sich in eine Hutform zu deformieren (siehe Bild 1a). Die Blasenform scheint jedenfalls bezüglich der angreifenden Strömungskräfte an ihrer Oberfläche ein Kräfteminimum zu ermöglichen. Wird der Dampfmassenstrom gesteigert, dann geht die Strömung in eine Pfropfenströmung, bei kleinen Rohrdurchmessern sogar in eine Kolbenströmung, über. Die Propfen bzw. Kolben nehmen fast den gesamten Strömungsquerschnitt ein (Bild 1b).

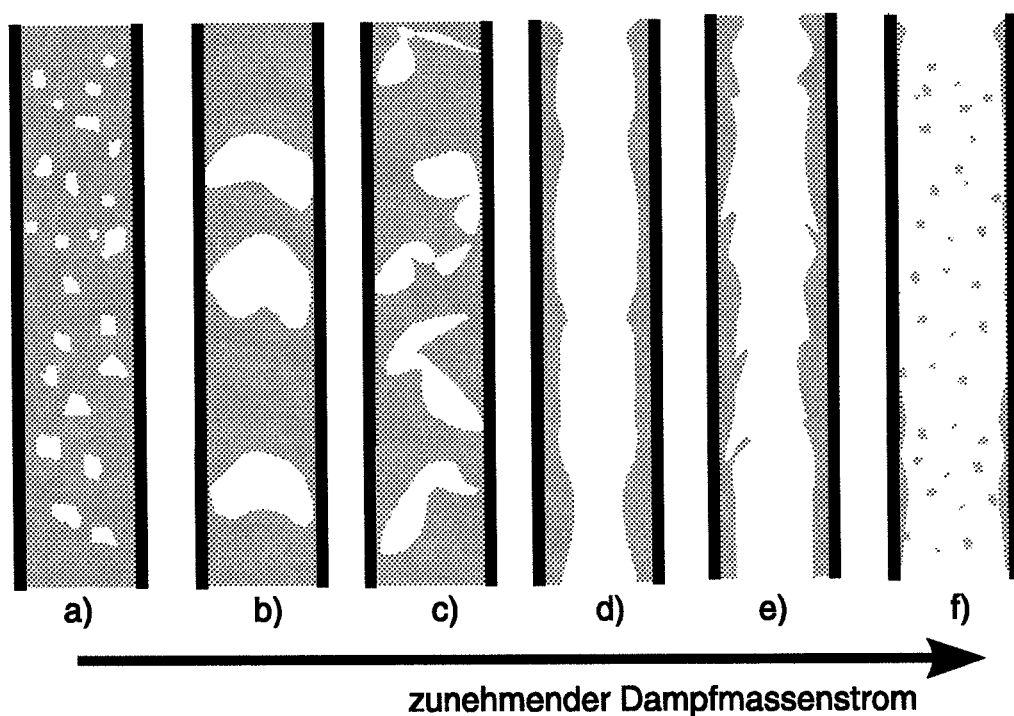
Durch weitere Steigerung des Dampfmassenstroms entsteht ein chaotisches Strömungsbild. Weder zusammenhängende Wasserballen noch Dampfblasen lassen sich identifizieren. Dieses Erscheinungsbild kann als aufgewühlte, turbulente Strö-



mung klassifiziert werden. Mayinger /MAY-82/ spricht hier von Schaumströmung (Bild 1c).

Mit darüber hinaus gesteigertem Dampfmassenstrom strömen Dampf und Wasser beruhigt und getrennt nebeneinander. Zwischen beiden Phasen besteht eine wellige Trennfläche. Der Dampfstrom befindet sich im inneren Teil des Strömungsquerschnitts und der Wasserstrom verbleibt im äußeren Teil. Er benetzt die Wandung des Strömungsweges (Bild 1d). Die Strömungsform wird als Ringströmung bezeichnet. Der Wechsel von der vorhergehenden Erscheinungsform zur Ringströmung geht anscheinend mit einer drastischen Reduktion der Austauschkräfte zwischen Dampf und Wasser einher. Der Geschwindigkeitsunterschied nimmt somit erheblich zu.

Mit weiterhin zunehmendem Dampfmassenstrom verstärken sich die Wellen an der Dampf-/Wassertrennfläche. Diese Wellen überschlagen sich und Wassertropfen werden vom Dampfstrom herausgerissen. Je schneller der Dampf im Kern strömt, desto mehr Wassertropfen können herausgerissen werden (Bild 1e). Diese Erscheinungsform der zweiphasigen Strömung wird als Ring-/Tropfenströmung bezeichnet.



**Bild 1:** Schematische Darstellung der Abfolge von Strömungsformen bei zunehmendem Dampfmassenstrom

Das Herausreißen der Wassertropfen aus der an der Wandung anliegenden Wasseroberfläche geht mit einer Erhöhung der Austauschkräfte zwischen den Phasen einher. Somit verringern sich die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen Dampf und Wasser. Bei weiterer Steigerung des Dampfmassenstromes kann sich kein zusammenhängender Wasserfilm an der Wandung halten. Die Wasserphase ist in Form von Tropfen in der Dampfströmung verteilt (Bild 1f). Man spricht von einer Tropfenströmung.

Bisher wurde nur der Einfluß des Dampfmassenstromes auf das Erscheinungsbild der Wasser-/Dampfströmung beschrieben, wobei davon ausgegangen wurde, daß der Dampfstrom in einem gleichgerichteten mäßigen Wasserstrom stattfindet. Der Wasserstrom seinerseits beeinflusst ebenfalls das Erscheinungsbild und damit den Geschwindigkeitsunterschied zwischen Dampf und Wasser. Bleibt man bei der gleichgerichteten Dampf-/Wasserströmung, so fällt auf, daß das Variieren des Dampfmassenstromes bei hohen Wassermassenströmen nicht mehr zur gleichen Vielfalt an Erscheinungsbildern führt. Bei niedrigem Dampfmassenstrom findet Blasenströmung statt. Wird der Dampfmassenstrom gesteigert, findet ein Wechsel von der Blasenströmung zur Ring-/Tropfenströmung statt. Die Strömungsformen aufgewühlte, turbulente Strömung und Ringströmung fallen aus.

Für abwärtsgerichtete Strömung in vertikalen Strömungswegen, bei der sowohl das Wasser als auch der Dampf nach unten strömen, wurden ähnliche Strömungsformen beobachtet /OSH-74/. Wie bei den aufwärtsgerichteten Strömungen beobachtet man bei abwärtsgerichteten Strömungen ebenfalls Blasenströmung, Pfropfenströmung, aufgewühlt, turbulente Strömung, Ringströmung und Ring-/Tropfenströmung. Im Unterschied zu aufwärtsgerichteten Strömungen sind allerdings die Blasen verstärkt in der Kanalmitte konzentriert, und bei der Pfropfenströmung flachen die Gas Kolben an der Unterseite stärker ab. Der herabfließende Wasserring bei Ringströmung kann im Unterschied zur aufwärtsgerichteten Strömung größere Dicken annehmen.

Der Übergang von aufwärtsgerichteter Strömung zur abwärtsgerichteten Strömung kann sich unter dem Einfluß der Schwerkraft für jede der Phasen Wasser und Dampf einzeln vollziehen. Während Wasser der Schwerkraft nach unten folgt, kann

der Dampf einem entgegengesetzt gerichteten Druckgradienten nach oben folgen. Ohne Schwerkraftwirkung ist der Gegenstrom der Phasen nicht möglich. Im horizontalen Strömungsweg folgen beide Phasen gemeinsam dem Druckgradienten.

## **2.2. Phänomenologie der Dampf/Wasser-Gegenströmung**

Die Beobachtungen zeigen, daß bei Gegenströmung der Wärme- und Stofftransport mit relativ hohen Transportraten abläuft, verglichen mit Transportraten bei Gleichstrom. Verdampfungs- und Kondensationsprozesse laufen bei Gegenströmung besonders rasch ab. Soll ein Gasstrom durch eine Flüssigkeit gereinigt werden, so geschieht dies sehr wirkungsvoll unter Gegenstrombedingungen. Während beim Gleichstrom Dampf und Wasser in beliebigen Massenstromverhältnissen auftreten können, ist das beim Gegenstrom nicht der Fall.

Durch die Übertragung einer Schubspannung vom Dampfstrom zum Wasserstrom wird entweder der Wasserstrom bei aufgeprägtem Dampfstrom in seinem Massenstrom beschränkt, oder bei aufgeprägtem Wassermassenstrom der Dampfstrom beschränkt. Kommt es zur Beschränkung des Wasserstromes, so ergibt sich als Folge ein Wasseraufstau oberhalb der Wassereinspeisung im Strömungsweg. Das Einsetzen des Wasseraufstaus wird als Flutbeginn (Flooding) bezeichnet.

Der Flutbeginn kann nach seinem auslösenden Ereignis in fünf verschiedene Erscheinungsformen /DUK-79/ unterteilt werden. Je nach Dampfmassenstrom werden Strömungsbilder beobachtet, die mit folgenden Bezeichnungen charakterisiert werden: hängender Film, stehende Welle, Wassereintritt, Wasserbrückenbildung und Dampfpfropfenbildung. All diesen Erscheinungsformen des Flutbeginns ist gemeinsam, daß beim Übergang von ungestörter Gegenströmung zum Flutbeginn der Druckgradient im Strömungsweg plötzlich stark zunimmt. Von den Experimentatoren wird gerade daher dieser signifikante Anstieg im Druckgradienten benutzt, um den Zustand Flutbeginn zu detektieren.

Ein weiteres Spezifikum des Flutbeginns wird in der Beobachtung der axialen Wasserverteilung deutlich. Das Einsetzen des Flutbeginns geht einher mit dem Stehenbleiben der Wasserverteilung. Wasserwellen an einer Wasserfilmoberfläche bleiben stehen, wenn der Flutbeginn einsetzt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Wasserwelle scheint nahe Null zu sein.

Wird der Dampfmassenstrom nach dem Flutbeginn erhöht, so wird ein Teil des in den Strömungsweg eingespeisten Wassers im Gleichstrom mit dem Dampf ausgetragen. Jede weitere Erhöhung des Dampfmassenstromes führt zu einer Vergrößerung des Wasserstromes, der mit dem Dampf im Gleichstrom ausgetragen wird und zu einer Verringerung des Wassermassenstromes, der sich noch im Gegenstrom zum Dampf bewegt.

Ab einem bestimmten Dampfmassenstrom ist kein Wassergegenstrom möglich. Der eingespeiste Wasserstrom fließt vollständig im Gleichstrom mit dem Dampf. Der Übergang zum Gleichstrom ist erreicht. Man spricht hier davon, daß die Gegenstromgrenze erreicht ist. An der Gegenstromgrenze wird als Erscheinungsform nur Film- bzw. Film-/Tropfen-Strömung beobachtet. Der Strömungsweg unterhalb der Wassereinspeisung trocknet aus.

### **2.3. Erscheinungsbild bei verschiedenen Durchmessern und geometrisch unterschiedlich geformten Berandungen durchströmter Kanäle**

Nachdem das Spektrum der Erscheinungsbilder für verschiedene Dampf-/Wassermassenströme angesprochen wurde, ist hervorzuheben, daß gerade äußere Bedingungen wie Druck, hydraulischer Durchmesser oder geometrische Form des Strömungsweges einen wesentlichen Einfluß auf das Erscheinungsbild der zweiphasigen Strömung haben. Am Beispiel der Pfropfenströmung zeigt sich, daß bei sonst gleichen Bedingungen bei Vergrößerung des Querschnitts des Strömungsweges aus den Dampfpfropfen Hutblasen oder Schirmblasen werden. In Strömungswegen ab einem gewissen Strömungsquerschnitt sind daher Dampfpfropfen nicht mehr beobachtbar.

Strömungswege, die nicht wie bisher unterstellt, einen kreisförmigen Strömungsquerschnitt aufweisen, warten mit weiteren Phänomenen auf. Der Strömungsweg, der von einem längs angeströmten Stabbündel gebildet wird, läßt bei den Strömungsbildern mit großem Wasservolumenanteil (Blasenströmung, Pfropfenströmung und aufgewühlt, turbulente Strömung) eine vergleichsweise stärkere Wasserquerbewegung erkennen, als dies bei einem Strömungsweg Rohr gleichen hydraulischen Durchmessers der Fall wäre /JOW-81/. Als Folge dieser Querbewegung

weisen diese Dampf-/Wasserströmungen unter gleichen Massenstrombedingungen und auch sonst gleichen Bedingungen höhere Wasservolumenanteile aus.

#### **2.4. Zusammenhang zwischen Erscheinungsbild und Dampfvolumengehalt**

In experimentellen Untersuchungen zeigte sich, daß das Auftreten bestimmter Erscheinungsformen in einem Zusammenhang mit bestimmten Dampfvolumenanteilen  $\alpha_v$  steht. Für Rohre kleineren Durchmessers ( $D_{hyd} < 30$  mm) beobachteten Radovich /RAD-62/ und Griffith /GRI-62/, daß das Erscheinungsbild Blasenströmung bei Dampfvolumengehalten kleiner als 30% hervortritt und daß das Erscheinungsbild Pfropfenströmung in Verbindung mit Dampfvolumenanteilen größer als 30% steht.

$$\alpha_v < 0.3 \quad \Leftrightarrow \quad \text{Blasenströmung}$$

$$\alpha_v > 0.3 \quad \Leftrightarrow \quad \text{Pfropfenströmung}$$

Die Neigung zum Zusammenschluß von Einzelblasen zu größeren Blasen bzw. zu Pfropfen ist bei 30% Dampfvolumenanteilen besonders stark.

Eine ähnliche Zuordnung zwischen Erscheinungsbild und Dampfvolumenanteil läßt sich für die übrigen Erscheinungsformen einer Wasser-/Dampfströmung erkennen. Allerdings ist die Festlegung bestimmter Dampfvolumenanteile nur unter der Nebenbedingung möglich, daß bestimmte Dampf/Wasser-Massenströme betrachtet werden. Mit jeder Änderung der Massenströme ist ein anderer Dampfvolumengehalt maßgeblich für den Übergang von einer Erscheinungsform zur anderen.

Hierzu muß angemerkt werden, daß keine scharfe Trennung zwischen den einzelnen Strömungsbildern beobachtet wird. Somit müssen solche Schwellenwerte als Richtwerte aufgefaßt werden, bei denen das Strömungsbild wechseln könnte.

### **3. Zielsetzung und Vorgehensweise**

Die sehr detaillierten Beobachtungen, die zu den Erscheinungsbildern von Dampf-/Wasserströmungen vorliegen, sind bis heute durch keinen einheitlichen Ansatz mathematisch wiedergegeben. Die verfügbaren Ansätze beschränken sich zumeist auf einzelne Strömungsbilder und versuchen, in diesem abgesteckten Rahmen die Physik wiederzugeben. Berechnungsgleichungen oder Korrelationen, die den Anspruch erheben, das gesamte Spektrum der Erscheinungsbilder zu beschreiben, müssen

daher in der Beschreibung einzelner Phänomene mit geringerer Genauigkeit auskommen. Trotzdem kann eine wichtige Aufgabe mit diesen Berechnungsgleichungen bewerkstelligt werden: sie sind in der Lage, nach Erscheinungsformen mit starken Austauschkräften und Erscheinungsformen mit schwachen Austauschkräften zu trennen.

Erscheinungsformen mit starken Austauschkräften sind Blasenströmung, Pfropfenströmung und aufgewühlt, turbulente Strömung, dagegen sind Erscheinungsformen wie Ringströmung und in einem gewissen Ausmaß auch Ring-/Tropfenströmung Strömungen mit schwachen Austauschkräften.

Die Intensität der Austauschkräfte zwischen Dampf und Wasser wird bei der Betrachtung stagnierender Wassermassenströme deutlich. Bei stagnierenden Wassermassenströmen kommt es zur Ausbildung eines Gemischspiegels. Unterhalb des Gemischspiegels treten die Erscheinungsformen mit starken Austauschkräften auf und oberhalb des Gemischspiegels die Formen mit schwachen Austauschkräften. Am Gemischspiegel tritt ein Sprung im Dampfvolumenteil  $\alpha_v$  von niedrigen Werten ( $\alpha_v < 0.6$ ) zu höheren Werten ( $\alpha_v > 0.8$ ) auf /STE-89,a/. Dieses Phänomen tritt unabhängig von der geometrischen Form des Strömungswegs bei nicht zu hohen Dampfmassenströmen auf.

### **3.1. Zielsetzung der Entwicklung für eine Berechnungsgleichung**

Die Entwicklung einer Berechnungsgleichung, die den Anspruch erhebt, für das gesamte Spektrum der Erscheinungsformen mit angemessener Genauigkeit eine quantitative Beschreibung der Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Phasen Wasser und Dampf zu liefern, hat insbesondere das Ziel den Wechsel zwischen schwacher und starker Austauschkraft zu erfassen. Da diese Berechnungsgleichung in der Analyse von Transienten und Leckstörfällen in Reaktoranlagen zur Anwendung kommen soll, ist darüber hinaus ein Schwerpunkt der Entwicklung die Beschreibung von zweiphasigen Strömungen, die in geometrisch unterschiedlich geformten Strömungskanälen eines Reaktors stattfinden.

Die Strömungswege einer Reaktoranlage sind beispielsweise:

- Stabbündel
- Rohr
- Ringraum
- Brennelementkopfplatte.

Diese Strömungswege sind nicht durch eine einheitliche geometrische Abmessung wie beispielsweise den hydraulischen Durchmesser zu charakterisieren. Folglich müssen zur Beschreibung des Geschwindigkeitsunterschieds entsprechende Abmessungen gefunden werden, auf deren Grundlage dann eine Beschreibung möglich wird.

Ein weiteres Problem der Entwicklung wird deutlich, wenn innerhalb der Gruppe Strömungskanal mit Kreisquerschnitt die in der Reaktoranlage gegebene Variationsbreite des hydraulischen Durchmessers betrachtet wird.

- |                            |                         |        |
|----------------------------|-------------------------|--------|
| • Dampferzeuger U-Rohr:    | $D_{\text{hyd}} \equiv$ | 20mm   |
| • Leitung zum Druckhalter: | $D_{\text{hyd}} \equiv$ | 200mm  |
| • Hauptkühlmitteleitung:   | $D_{\text{hyd}} \equiv$ | 750mm  |
| • Druckhalter:             | $D_{\text{hyd}} \equiv$ | 2900mm |

Diese Auswahl reaktortypischer Rohrleitungen verdeutlicht, daß die Variationsbreite des hydraulischen Durchmessers über zwei Dekaden reicht. Entsprechend umfangreich sollte daher die Datenbasis sein, um eine geeignete Berechnungsgleichung für diese Rohrleitungen entwickeln zu können.

Diese Anforderung an die Datenbasis wird bis heute nicht voll erfüllt. Die Entwicklung muß sich daher an den verfügbaren Daten ausrichten und darüber hinaus versuchen, weitere Datenquellen aus verwandten Bereichen einzubeziehen. Durch das Versuchsprogramm /WEI-86/ an der UPTF-Anlage (Upper Plenum Test Facility) wurde ein wichtiger Beitrag zur Erweiterung dieser Datenbasis geleistet. Die Rohrleitungen des Primärsystems einer KWU-Druckwasser-Reaktoranlage wurden hier in Originalabmessung nachgebildet und mit Zweiphasen-Instrumentierung ausgestat-

tet. Die damit gewonnenen Daten haben daher einen herausragenden Stellenwert bei der Überprüfung der zu entwickelnden Berechnungsgleichung.

### **3.2. Vorgehensweise in der Entwicklung einer Berechnungsgleichung**

Die zu entwickelnde Berechnungsgleichung soll zum einen die spezifischen Belange der Reaktortechnik hinsichtlich geometrisch unterschiedlich geformter Kanäle, Druck, Orientierung des Kanals (horizontal, vertikal) und hinsichtlich Strömungsrichtungen der Phasen abdecken und zum anderen universell in der Beschreibung zweiphasiger Strömungsformen sein und damit für Dampfvolumengehalte zwischen Null und Eins umfassend anwendbar sein.

Diese Anforderung an eine Berechnungsgleichung kann nicht durch eine Erweiterung oder Verfeinerung bestehender Korrelationen erfüllt werden, da diese Korrelationen auf Datenbasen beruhen, die nicht den Anforderungen der Reaktortechnik gerecht werden. Der Zugang zu weiteren empirischen Befunden, die sich im Zusammenhang mit verwandten Zweiphasen-Phänomenen ergeben, ist notwendig. Als verwandte Phänomene, die bei einer Entwicklung einer Berechnungsgleichung für die Differenz der Phasengeschwindigkeiten hilfreich sein können, kommen im wesentlichen der zweiphasige Druckverlust und das Phänomen der Gegenstrombegrenzung in Betracht.

Beim zweiphasigen Druckverlust ist die Wirkung des Geschwindigkeitsunterschieds nur indirekt erkennbar. Vergrößert sich dieser Unterschied z.B. durch Separation der Phasen, dann nimmt der von außen beobachtbare zweiphasige Druckverlust ab. Somit bestünde die Möglichkeit, bei geeigneter Auswertung von Druckverlust-Korrelationen Rückschlüsse auf den Geschwindigkeitsunterschied zu ziehen.

Das Phänomen der Gegenstrombegrenzung ist dagegen direkt vom Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen bestimmt. Je stärker die Kopplung der Phasengeschwindigkeiten ist, desto früher kommt es beim Gegenstrom der Phasen zur Gegenstrombegrenzung. Aufgrund des direkten Zusammenhangs zwischen Gegenstrombegrenzung und Phasengeschwindigkeiten und wegen der breiten Datenbasis zur Gegenstrombegrenzung wird in der vorliegenden Arbeit versucht, diese empirische Datenbasis für die Entwicklung einer Berechnungsgleichung auszuwerten, um den oben gestellten Anforderungen gerecht zu werden.



Zunächst werden die bisher im Zusammenhang mit Störfallanalysen verwendeten Korrelationen und deren Anwendungsgrenzen im Überblick dargestellt, sowie die Ansätze, die zur Herleitung dieser Korrelationen führen, diskutiert. Der eigene Ansatz wird entwickelt, um Korrelationen der Gegenstrombegrenzung für eine Berechnung des Geschwindigkeitsunterschieds auswerten zu können.

Anhand von ersten Vergleichen mit bekannten Korrelationen zur vertikalen Rohrströmung wird geprüft, ob der entwickelte Ansatz eine adäquate Berechnungsgleichung liefert. Eine Erweiterung des Ansatzes erfolgt hiernach, um die Korrelationseigenschaft der Berechnungsgleichung zu verbessern.

Die für vertikale Rohrströmung überprüfte Berechnungsgleichung wird danach in einem weiteren Vergleich, bei dem die Geschwindigkeitsdifferenz in einem Kanal mit andersartig geformter Berandung als Rohrform untersucht wird, angewandt. Hierdurch wird der Nachweis angetreten, ob die Berechnungsgleichung unter Heranziehung der formspezifischen Korrelationen der Gegenstrombegrenzung den Geschwindigkeitsunterschied auch für diesen Kanal liefert.

Ein weiterer für Störfallanalysen wichtiger Anwendungsbereich für Korrelationen des Geschwindigkeitsunterschieds ist die horizontale Rohrströmung. Die bekannten Korrelationen eignen sich nicht, um die Gegenströmung im horizontalen Rohr zu berechnen. Auf der Grundlage neuerer Experimente zur Strömung in horizontalen Rohrleitungen kann die Anwendbarkeit der entwickelten Berechnungsgleichung geprüft werden.

Die Bedeutung der entwickelten Berechnungsgleichung im Zusammenhang mit Störfallanalysen wird abschließend dargestellt. Der Gewinn an Aussagekraft in der Analyse durch Einsatz der Berechnungsgleichung wird dabei diskutiert.

#### **4. Grundlegende Beziehungen und Definitionen**

Die zweiphasige Strömung von Gasen und Flüssigkeiten kann mit und ohne Phasenwechsel ablaufen.

So ist für Dampf/Wasser-Strömungen im Gegensatz zu Luft/Wasser-Strömungen ein Phasenwechsel möglich. Bei der Definition zur Zweiphasen-Strömung wird in der

Regel davon ausgegangen, daß die durch Verdampfung und Kondensation hervorgerufenen Impulskräfte zwischen den Phasen vernachlässigbar gegenüber den übrigen Kräften (z.B. Auftriebskraft an der Dampfblase) sind und somit keinen Einfluß auf die Phasengeschwindigkeiten nehmen. Berechnungsgleichungen für Zweiphasen-Strömungen sind unter dieser Einschränkung auf Luft/Wasser- als auch auf Dampf/Wasser-Strömungen anwendbar.

Die Anwendung von Zweiphasen-Berechnungsgleichungen dieser Art auf Strömungen mit heftigem Phasenwechsel ist somit nur bedingt möglich. Ein Grenzfall der Anwendung ist beispielsweise beim Auftreten der Siedekrise der ersten und zweiten Art gegeben. In der vorliegenden Arbeit wird dieser Strömungszustand nicht betrachtet.

Da die Übertragbarkeit der für Dampf/Wasser-Strömungen gefundenen Beziehungen auf Flüssigkeitsdampf/Flüssigkeit-Strömungen nicht ausgeschlossen sein soll, wird daher der Index L (liquid) für Wasser bzw. Flüssigkeit und der Index V (vapour) für Dampf bzw. Flüssigkeitsdampf zur Kennzeichnung der betreffenden Phase verwendet.

#### **4.1. Makroskopische Eigenschaften der Zweiphasenströmungen**

In einer Zweiphasenströmung kann man, bedingt durch die Tatsache, daß die leichtere Phase der schwereren Phase im gleichen Druckfeld voreilt, phasenbezogene Geschwindigkeiten unterscheiden. Die Definition einer geeigneten Geschwindigkeit, die repräsentativ die Bewegung der jeweiligen Phase beschreibt, fällt aber wegen der im vorangegangenen erwähnten räumlichen Vielgestaltigkeit der Phasenverteilung im Strömungsweg schwer.

Der Geschwindigkeitsunterschied innerhalb einer Phase, der sich aufgrund der Phasenverteilung (z.B. Wasserfilmströmung an der Wand bei gleichzeitiger Tropfenströmung im Innern des durchströmten Kanals) ergibt, ist groß. Die Festlegung von repräsentativen Phasengeschwindigkeiten greift daher auf makroskopisch beobachtbare Phasen-Volumenströme und Phasen-Volumina zurück. Die Phasen-Volumenströme werden bezeichnet mit:

$$\dot{Q}_L \quad \text{m}^3/\text{s} \quad \text{Wasservolumenstrom}$$

$\dot{Q}_V$              $m^3/s$             Dampfstrom

Die Volumina der Phasen im Strömungsweg werden bezeichnet mit:

$Q_L$              $m^3$             Wasservolumen im Strömungsweg

$Q_V$              $m^3$             Dampfstrom im Strömungsweg

Für einen Strömungsweg mit der Querschnittsfläche  $A$  wird häufig eine repräsentative Phasengeschwindigkeit aus den vorangestellten makroskopischen Eigenschaften, Phasen-Volumen  $Q$  und Phasen-Volumenstrom  $\dot{Q}$ , gebildet. Diese fiktiven Phasengeschwindigkeiten sind definiert durch:

$$V_L = \frac{\dot{Q}_L}{A} \frac{Q_L + Q_V}{Q_L}, \quad \text{repräsentative Wassergeschwindigkeit.} \quad (1)$$

$$V_V = \frac{\dot{Q}_V}{A} \frac{Q_L + Q_V}{Q_V}, \quad \text{repräsentative Dampfgeschwindigkeit.} \quad (2)$$

Die in den Gleichungen (1) und (2) enthaltenen Quotienten der Volumenanteile bzw. deren Kehrwerte werden als Wasservolumengehalt  $\alpha_L$  und Dampfolumengehalt  $\alpha_V$  zusammengefasst.

$$\alpha_L = Q_L / (Q_V + Q_L), \quad \text{Wasservolumengehalt.} \quad (3)$$

$$\alpha_V = Q_V / (Q_V + Q_L), \quad \text{Dampfolumengehalt.} \quad (4)$$

Der in den Gleichungen (1) und (2) jeweils enthaltene erste Quotient entspricht der Definition einer Volumenstromdichte. Für Volumenstromdichte wird die Schreibweise  $J$  eingeführt.

$$J_L = \frac{\dot{Q}_L}{A}, \quad m^3/m^2s=m/s, \quad \text{Wasservolumenstromdichte.} \quad (5)$$

$$J_V = \frac{\dot{Q}_V}{A}, \quad m^3/m^2s=m/s, \quad \text{Dampfolumenstromdichte.} \quad (6)$$

Durch die Bildung dieser fiktiven Phasengeschwindigkeiten,  $V_L$  und  $V_V$ , wird die Zweiphasenströmung "eindimensionalisiert" beschrieben. Querbewegungen der Phasen sowie Geschwindigkeitsfluktuationen werden durch die gewählte Form der

Definitionen nicht mehr zum Ausdruck gebracht. Diese Definitionen sind dennoch sinnvoll, da davon ausgegangen werden kann, daß stochastische Bewegungen der Phasen im zeitlichen und räumlichen Mittel sich gegenseitig aufheben.

Aufbauend auf diesen fiktiven Phasengeschwindigkeiten ergeben sich weitere Definitionen, die häufig in der Literatur Verwendung finden. Die Differenz der mit Gleichung (1) und (2) definierten Geschwindigkeiten wird als Relativgeschwindigkeit  $V_{\text{Rel}}$  bezeichnet.

$$V_{\text{Rel}} = V_V - V_L \quad (7)$$

Das Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten wird als Phasenschlupf oder Schlupf  $S$  bezeichnet:

$$S = \frac{V_V}{V_L} \quad (8)$$

Unterstellt man, daß sich innerhalb einer Phase kein räumlicher Temperatur- und Druckunterschied aufbaut, so läßt sich der Phase eine einheitliche Dichte zuordnen. Die Dichten der Phasen werden bezeichnet mit  $\rho_V$  und  $\rho_L$  mit der Dimension kg/s.

In Analogie zur Definition der Phasen-Volumenströme wird der Begriff der Phasen-Massenströme eingeführt. Die vorangestellten Dichten stellen den Zusammenhang zwischen Volumenstrom- und Massenstrom-Definition her. Für die Phasen-Massenströme mit der Einheit kg/s ergeben sich:

$$\dot{m}_L = \rho_L \dot{Q}_L = \rho_L J_L A, \quad \text{Wassermassenstrom.} \quad (9)$$

$$\dot{m}_V = \rho_V \dot{Q}_V = \rho_V J_V A, \quad \text{Dampfmassenstrom.} \quad (10)$$

Strömungsmassenanteile der Phasen lassen sich aus diesen Phasen-Massenströmen definieren. Der Strömungsmassenanteil der Phasen wird aus dem Verhältnis von Phasenmassenstrom zu Gesamtmassenstrom beider Phasen gebildet. Für die Strömungsmassenanteile der Phasen gilt:

$$\dot{x}_L = \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_L + \dot{m}_V}, \quad \text{Strömungsmassen-Wasseranteil.} \quad (11)$$

$$\dot{x}_V = \frac{\dot{m}_V}{\dot{m}_L + \dot{m}_V}, \quad \text{Strömungsmassen-Dampfanteil.} \quad (12)$$

In der englischsprachigen Literatur wird der Term  $\dot{x}_V$  als "steam quality" bezeichnet.

Zwischen dem Dampfvolumenteil  $\alpha_V$  und dem Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_V$  besteht ein Zusammenhang, der sich aus den Definitionsgleichungen (1), (2), (3), (4), (8), (11) und (12) ableiten läßt.

$$S = \frac{\alpha_V \dot{x}_V \rho_L}{\alpha_L \dot{x}_L \rho_V} \quad (13)$$

Die Gleichung (13) nach dem Dampfvolumenteil aufgelöst ergibt:

$$\alpha_V = \frac{1}{1 + \frac{\dot{x}_L \rho_V}{\dot{x}_V \rho_L} S} \quad (14)$$

Die Gleichung (14) verdeutlicht, daß der Dampfvolumenteil  $\alpha_V$  einer Zweiphasenströmung nicht allein durch die Bestimmung der Strömungsmassenanteile  $\dot{x}_V$  und  $\dot{x}_L$  und Dichten festgelegt ist. Das Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten, also der Schlupf  $S$ , muß darüber hinaus bekannt sein, um den Dampfvolumenteil berechnen zu können.

Beiden Definitionen, des Phasen-Volumenteil und des Strömungsmassen-Phasenanteils, ist gemeinsam, daß die Summe der Anteile sich zu eins ergänzen.

$$\alpha_V + \alpha_L = 1 \quad (15)$$

$$\dot{x}_V + \dot{x}_L = 1 \quad (16)$$

Analog zur Definition der Volumenstromdichten  $J$ , Gleichungen (5) und (6), ergeben sich durch Division mit der Querschnittsfläche des Strömungsweges  $A$  aus den Massenströmen die Massenstromdichten  $G$ .

$$G_L = \frac{\dot{m}_L}{A} = \rho_L J_L, \quad \text{Wassermassenstromdichte.} \quad (17)$$

$$G_V = \frac{\dot{m}_V}{A} = \rho_V J_V, \quad \text{Dampfmassenstromdichte.} \quad (18)$$

Die Massenstromdichten bzw. die Volumenstromdichten der Phasen ergänzen sich zu Gesamtmassenstromdichten bzw. zu Gesamtvolumenstromdichten.

$$G = G_L + G_V, \quad \text{Gesamtmassenstromdichte.} \quad (19)$$

$$J = J_L + J_V, \quad \text{Gesamtvolumenstromdichte.} \quad (20)$$

## **4.2. Mikroskopische Eigenschaften der Zweiphasenströmungen**

Bislang wurden ausschließlich makroskopische Eigenschaften einer Zweiphasenströmung zur Bildung von charakteristischen Parametern betrachtet. Einige Ansätze für Berechnungsgleichungen gehen von mikroskopischen Eigenschaften aus. Durch räumliche Integration muß hierbei der Anschluß an makroskopisch beobachtbare Eigenschaften gefunden werden.

Das Zurückgehen auf mikroskopische Eigenschaften der Zweiphasenströmung hat sich als sinnvoll erwiesen, weil dadurch ein Verständnis für die resultierenden Mittelwerte der Eigenschaften geschaffen wird, die den Berechnungsgleichungen zugrundegelegt werden. Hinzu kommt, daß man in der modernen Zweiphasen-Meßtechnik in der Lage ist, mikroskopische Eigenschaften z.B. mit Laser-Doppler-Anemometrie zu vermessen. Somit wird man künftig auch mikroskopische Eigenschaften in den Bereich der beobachtbaren und damit verifizierbaren Eigenschaften einordnen können.

Unter mikroskopische Eigenschaften sollen lokale, in einem Raumpunkt des Strömungsweges beobachtbare Eigenschaften verstanden werden. Da eine Äquipräsenz zweier Phasen in einem Raumpunkt ausgeschlossen ist, gehören zur Eigenschaftsbestimmung geeignete Mittelungsverfahren. Solche Verfahren wurden bei Ishii /ISH-75/ im Zusammenhang mit der Verwendung in Feldgleichungen für Massen-, Impuls-, und Energiebilanz diskutiert. Ziel dieser Verfahren ist es, die Gesetzmäßigkeiten der Kontinuumsmechanik bei Verwendung von gemittelten, lokalen Eigenschaften auswerten zu können. Also stellen auch die hier zu betrachtenden mikroskopischen Eigenschaften gemittelte Eigenschaften dar.

Die Mittelungen haben über ein hinreichend großes Raum- und Zeitintervall zu erfolgen. Ein Intervall ist dann hinreichend groß, wenn die Häufigkeit der im Intervall stattfindenden Ereignisse ausreicht, statistisch verwertbare Aussagen treffen zu können.

Für den Sonderfall einer im makroskopischen Sinne stationären Zweiphasenströmung kann eine räumliche Mittelung für mikroskopische Eigenschaften entfallen, da das Zeitintervall beliebig groß gewählt werden kann, um statistisch verwertbare Ereignishäufigkeiten zu erlangen. Für den allgemeinen Fall sind die zu definierenden mi-

kroskopischen Eigenschaften sowohl räumlich als auch zeitlich gemittelt und damit im Sinne der Statistik mit einer Unschärfe behaftet. Die so definierten Eigenschaften beschreiben daher ein Pseudo-Zweiphasen-System, das sich u.a. dadurch auszeichnet, daß in einem Raumpunkt im Strömungsweg die Phasenvolumenanteile einen Wert zwischen Null und Eins annehmen können.

Der mikroskopische Phasen-Volumengehalt in einem Raumpunkt im Strömungsweg wird bezeichnet mit  $\epsilon$ .

$\epsilon_L$  :                    mikroskopischer Wasservolumengehalt.

$\epsilon_V$  :                    mikroskopischer Dampfvolumengehalt.

Für die mikroskopischen Volumengehalte gilt ebenfalls, daß deren Summe sich zu eins ergänzt.

$$\epsilon_V + \epsilon_L = 1. \quad (21)$$

Die axiale Phasengeschwindigkeit in einem Raumpunkt des Strömungsweges wird bezeichnet mit  $v$ .

$v_L$  :                    mikroskopische Wassergeschwindigkeit.

$v_V$  :                    mikroskopische Dampfgeschwindigkeit.

In der Regel geht man in den Analysen vereinfachend davon aus, daß die Drücke im Strömungsquerschnitt nicht variieren, also Rotationen der Phasen nicht stattfinden. Das hat zur Folge, daß die Geschwindigkeitskomponenten in der Ebene der Querschnittsfläche  $A$  als Null betrachtet werden können. Entsprechende Definitionen dieser Geschwindigkeits-Komponenten entfallen daher.

Die Differenz der axialen Phasengeschwindigkeiten wird als mikroskopische Relativgeschwindigkeit eingeführt.

$$v_{\text{Rel}} = v_V - v_L, \quad \text{mikroskopische Relativgeschwindigkeit.} \quad (22)$$

Das Produkt der vorangestellten Definitionen aus mikroskopischer Phasen-Geschwindigkeit  $v$  und mikroskopischem Phasen-Volumengehalt  $\epsilon$  ergibt die mikroskopische Phasen-Volumenstromdichte  $j$ .

$$j_L = \epsilon_L v_L, \quad \text{mikroskopische Wasservolumenstromdichte.} \quad (23)$$

$$j_V = \epsilon_V v_V, \quad \text{mikroskopische Dampfvolumenstromdichte.} \quad (24)$$

Die Auswertung der mikroskopischen Massenbilanzen für die Wasserphase und für die Dampfphase unter den Nebenbedingungen, konstante Phasendichten ( $\rho_V = \text{const}$ ,  $\rho_L = \text{const}$ ) und vernachlässigbarer Massenaustausch zwischen den Phasen,

$$\frac{\partial(\epsilon_L \rho_L)}{\partial t} + \text{div}(\epsilon_L \rho_L v_L) = 0,$$

$$\frac{\partial(\epsilon_V \rho_V)}{\partial t} + \text{div}(\epsilon_V \rho_V v_V) = 0,$$

führt bei Substitution des mikroskopischen Dampfvolumengehalts und Verwendung der Definitionsgleichungen (23) und (24) zur mikroskopischen Volumenstrom-Bilanz:

$$\text{div}(j_V + j_L) = 0 \Rightarrow$$

$$j_V + j_L = j(t), \quad \text{mikroskopische Volumenstromdichte der Mischung.} \quad (25)$$

Die Differenz aus axialer Wassergeschwindigkeit  $v_L$  und der mikroskopischen Volumenstromdichte der Mischung  $j$  wird als mikroskopische Wasser-Drift-Geschwindigkeit definiert.

$$v_{LJ} = v_L - j, \quad \text{mikroskopische Wasser-Drift-Geschwindigkeit.} \quad (26)$$

Die Differenz aus axialer Dampfgeschwindigkeit  $v_V$  und der mikroskopischen Volumenstromdichte der Mischung  $j$  wird als mikroskopische Dampf-Drift-Geschwindigkeit definiert.

$$v_{VJ} = v_V - j, \quad \text{mikroskopische Dampf-Drift-Geschwindigkeit.} \quad (27)$$

Bei Verwendung der Definitionsgleichungen (21), (22), (23), (24) und (25) wird der Zusammenhang zwischen den Phasen-Drift-Geschwindigkeit ( $v_{VJ}$ ,  $v_{LJ}$ ) und der axia-



len Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{Rel}}$  darstellbar. Es ergibt sich für die Wasser-Drift-Geschwindigkeit:

$$v_{\text{LJ}} = -\varepsilon_{\text{V}} v_{\text{Rel}} \quad (28)$$

und für die Dampf-Drift-Geschwindigkeit:

$$v_{\text{VJ}} = +\varepsilon_{\text{L}} v_{\text{Rel}} \quad (29)$$

Mit Gleichung (21) wird deutlich, daß die Differenz der Phasen-Drift-Geschwindigkeiten identisch der axialen Relativgeschwindigkeit ist.

$$v_{\text{VJ}} - v_{\text{LJ}} \equiv v_{\text{Rel}} \quad (30)$$

Als weitere Linearkombination der vorliegenden Definitionsgleichungen kann das Produkt aus Phasen-Drift-Geschwindigkeit ( $v_{\text{LJ}}$  bzw.  $v_{\text{VJ}}$ ) und dem Phasenvolumengehalt ( $\varepsilon_{\text{L}}$  bzw.  $\varepsilon_{\text{V}}$ ) gebildet werden. Das Produkt wird in Anlehnung an die englischsprachige Literatur Drift-Flux genannt.

$$j_{\text{LV}} = \varepsilon_{\text{L}} v_{\text{LJ}} = -\varepsilon_{\text{L}} \varepsilon_{\text{V}} v_{\text{Rel}}, \quad \text{Wasser-Drift-Flux.} \quad (31)$$

$$j_{\text{VL}} = \varepsilon_{\text{V}} v_{\text{VJ}} = +\varepsilon_{\text{L}} \varepsilon_{\text{V}} v_{\text{Rel}}, \quad \text{Dampf-Drift-Flux.} \quad (32)$$

Durch Einsetzen der Definitionsgleichungen (28) und (29) in die Definitionsgleichungen (31) und (32) zeigt sich, daß diese Produkte  $j_{\text{LV}}$  und  $j_{\text{VL}}$  betragsgleich sind und sich nur im Vorzeichen unterscheiden.

$$j_{\text{VL}} \equiv -j_{\text{LV}} \quad (33)$$

Der Zusammenhang zwischen dem mikroskopischen Drift-Flux  $j_{\text{VL}}$  und den mikroskopischen Phasen-Volumenstromdichten ( $j_{\text{V}}$  und  $j_{\text{L}}$ ) ergibt sich durch Einsetzen der Definitionsgleichungen (20), (21), (24), (27) und (32) in die mikroskopische Volumenstrom-Bilanz (25) zu:

$$j_{\text{VL}} = \varepsilon_{\text{L}} j_{\text{V}} - \varepsilon_{\text{V}} j_{\text{L}} \quad (34)$$

Der Drift-Flux  $j_{\text{VL}}$  ist gemäß dieser Bilanz-Gleichung (34) eine lineare Funktion der Phasen-Volumenstromdichten ( $j_{\text{V}}$ ,  $j_{\text{L}}$ ) und der Phasen-Volumenanteile ( $\varepsilon_{\text{V}}$ ,  $\varepsilon_{\text{L}}$ ).

### 4.3. Flächenmittelwerte

Im folgenden wird der Zusammenhang zwischen mikroskopischen und makroskopischen Eigenschaften verdeutlicht. Die makroskopischen Eigenschaften wurden als repräsentative bzw. mittlere Eigenschaften der Phasen für einen Raumbereich  $Q$  des Strömungsweges definiert. Die so definierten Eigenschaften der Zweiphasenströmung können wegen der Eindimensionalität der hier verwendeten Geschwindigkeiten,  $V_V$  und  $V_L$ , auch als makroskopische Eigenschaften eines Strömungsquerschnitts  $A$  aufgefaßt werden. Wird die axiale Erstreckung des Volumens  $Q$  infinitesimal klein, so gehen die definierten Phasen-Volumen,  $Q_V$  und  $Q_L$ , in den Begriff Flächenanteile der Phasen im Strömungsquerschnitt,  $A_V$  und  $A_L$ , über. Somit läßt sich der Phasen-Volumengehalt auch aus dem Quotienten der Flächenanteile ermitteln. Aus den Definitionsgleichungen (3) und (4) entwickelten sich durch den Übergang auf axial infinitesimal kleinen Strömungsweg die Phasen-Volumengehalte zu:

$$\alpha_L = \frac{A_L}{A_V + A_L} \quad (35)$$

$$\alpha_V = \frac{A_V}{A_V + A_L} \quad (36)$$

Die über den Strömungsquerschnitt gemittelten mikroskopischen Phasenvolumengehalte,  $\varepsilon_L$  und  $\varepsilon_V$ , können den nach Gleichung (35) und (36) festgelgten Phasen-Volumengehalten,  $\alpha_L$  und  $\alpha_V$ , als identisch betrachtet werden. Der Zusammenhang zwischen mikroskopischen Phasen-Volumengehalten und makroskopischen Phasen-Volumengehalten ist also durch die Integration der mikroskopischen Gehalte über den Strömungsquerschnitt  $A$  gegeben.

$$\alpha_L \equiv \frac{1}{A} \int_0^A \varepsilon_L dA \quad (37)$$

$$\alpha_V \equiv \frac{1}{A} \int_0^A \varepsilon_V dA \quad (38)$$

Mit den Gleichungen (5) und (6) wurden die Volumenstromdichten der Phasen definiert. Die Gegenüberstellung dieser Volumenstromdichten mit den durch die Gleichungen (23) und (24) definierten mikroskopischen Volumenstromdichten läßt erkennen, daß auch hier der Mittelwert der mikroskopischen Volumenstromdichten im

Strömungsquerschnitt A mit den makroskopischen Volumenstromdichten identisch ist.

$$J_L \equiv \frac{1}{A} \int_0^A j_L dA . \quad (39)$$

$$J_V \equiv \frac{1}{A} \int_0^A j_V dA . \quad (40)$$

Die oben dargestellten Identitäten zwischen mikroskopischen und makroskopischen Eigenschaften gestatten nun die unter Gleichung (1) und (2) definierten fiktiven Phasen-Geschwindigkeiten zu analysieren. Die fiktive Wassergeschwindigkeit  $V_L$  war nach Gleichung (3) und (5) gegeben mit:

$$V_L = \frac{J_L}{\alpha_L} . \quad (41)$$

Unter Berücksichtigung obiger Identitäten ergibt sich jetzt:

$$V_L = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A j_L dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L dA} . \quad (42)$$

Mit Gleichung (23) wird daraus:

$$V_L = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L v_L dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L dA} . \quad (43)$$

Analog zur fiktiven Wassergeschwindigkeit stellt sich die fiktive Dampfgeschwindigkeit dar als:

$$V_V = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V v_V dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} . \quad (44)$$

Die Gleichungen (43) und (44) verdeutlichen, daß die makroskopischen Geschwindigkeiten ( $V_L$ ,  $V_V$ ) sich nicht als Mittelwerte der mikroskopischen Geschwindigkeiten ( $v_L$ ,  $v_V$ ) darstellen. Die makroskopischen Geschwindigkeiten entsprechen nach Glei-

chung (43) und (44) einem mit dem mikroskopischen Phasenvolumengehalt gewichteten Mittelwert der Phasengeschwindigkeiten.

$$\frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L v_L dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L dA} \neq \frac{1}{A} \int_0^A v_L dA.$$

$$\frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V v_V dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} \neq \frac{1}{A} \int_0^A v_V dA.$$

Auf diesen Unterschied ist besonders hinzuweisen, da nur für den Sonderfall, daß entweder die mikroskopischen Phasengehalte  $\epsilon$  oder die mikroskopischen Phasengeschwindigkeiten  $v$  einen konstanten Wert im Strömungsquerschnitt  $A$  annehmen, die Gleichheit der Mittelwerte gegeben ist. In einer Zweiphasenströmung wird aber stets beobachtet, daß sowohl die Phasengehalte als auch die Phasengeschwindigkeiten innerhalb des Strömungsquerschnitts stark variieren.

## 5. Übersicht über die wichtigsten Korrelationen und Berechnungsgleichungen

Für den Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen sowie für die Gegenstrombegrenzung werden im folgenden die wichtigsten Korrelationen und Berechnungsgleichungen zusammengestellt, die für Analysen von Kühlmittelverluststörfällen Bedeutung erlangt haben.

### 5.1. Berechnungsgleichungen und Korrelationen für den Geschwindigkeitsunterschied

Die ersten Arbeiten auf dem Gebiet der Zweiphasen-Strömungen befaßten sich mit der Beschreibung des Reibungs-Druckverlustes. Martinelli und Mitautoren /MAR-48/, /LOC-49/ versuchten durch geeignete Wahl eines Zweiphasen-Parameters den zweiphasigen Druckverlust in einen Bezug zu den bekannten einphasigen Druckverlust-Gesetzmäßigkeiten zu stellen. Eine Reihe solcher Parameter wurden definiert, die von der Grundstruktur alle sehr ähnlich sind und die verhältnismäßig erfolgreich diesen Bezug herstellen konnten.

Lockhart und Martinelli /LOC-49/ fanden, daß ein solcher korrelierender Parameter  $X_{tt}^2$  am besten durch das Verhältnis von pseudo-einphasigen Druckverlusten gebildet wird.

$$X_{tt}^2 = \frac{\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{L,alone}}{\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{V,alone}}. \quad (45)$$

Mit Hilfe des einphasigen Druckverlust-Gesetzes vom Typ Blasius /BLA-13/ wurden diejenigen Druckverluste ermittelt, die entstehen würden, wenn die beiden Phasen jeweils allein im gesamten Rohrquerschnitt strömen würden (daher die Indizierung: L,alone und V,alone).

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{L,alone} = \frac{1}{2} \lambda_L \frac{G_L^2}{D_{hyd} \rho_L} \quad \text{mit} \quad \lambda_L = \frac{0.316}{Re_L^{0.25}} \quad \text{und} \quad Re_L = \frac{D_{hyd} G_L}{\eta_L}. \quad (46)$$

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{V,alone} = \frac{1}{2} \lambda_V \frac{G_V^2}{D_{hyd} \rho_V} \quad \text{mit} \quad \lambda_V = \frac{0.316}{Re_V^{0.25}} \quad \text{und} \quad Re_V = \frac{D_{hyd} G_V}{\eta_V}. \quad (47)$$

Das Verhältnis dieser phasenbezogenen Pseudo-Druckverluste nach Gleichung (45) ergibt:

$$X_{tt}^2 = \left(\frac{\dot{x}_L}{\dot{x}_V}\right)^{1.75} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right) \left(\frac{\eta_L}{\eta_V}\right)^{0.25} \quad \text{mit} \quad \dot{x}_V = 1 - \dot{x}_L = \frac{G_V}{G_V + G_L}. \quad (48)$$

Lockhart und Martinelli berechnen aus diesem Parameter  $X_{tt}^2$  einen weiteren Korrelationsparameter  $\chi_{tt}$ , der als Potenz von  $X_{tt}^2$  gebildet wird:

$$\chi_{tt} = \left(\frac{\dot{x}_L}{\dot{x}_V}\right) \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{\frac{1}{1.75}} \left(\frac{\eta_L}{\eta_V}\right)^{\frac{0.25}{1.75}} = X_{tt}^{\frac{2}{1.75}}. \quad (49)$$

Diese Korrelationsparameter  $\chi_{tt}$  und  $X_{tt}$  werden Martinelli-Parameter genannt.

### *Martinelli*

Da nun dieser Parameter  $\chi_{tt}$  den zweiphasigen Druckverlust erfolgreich korrelierte, lag es auf der Hand auch den Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  der zweiphasigen Strömung mit Hilfe desselben Parameters zu korrelieren.

Der volumetrische Dampfgehalt  $\alpha_v$  war zumindest deswegen von Bedeutung, weil bei Strömungen mit Phasenwechsel (meist Verdampfung) der Beschleunigungsdruckverlust anhand des Dampf volumengehaltes rechnerisch ermittelt werden konnte.

Mit Hilfe des Martinelli-Parameters wurden die Dampf volumengehalte korreliert. Lockhart und Martinelli waren der Auffassung, daß sich die Dampf volumengehalte und Druckverluste am besten durch ihren Parameter  $X_{tt}$  korrelieren lassen. In ihrer Arbeit verwenden sie daher ein Diagramm, das als Abzisse den Korrelationsparameter  $X_{tt}$  und als Ordinate den Dampf volumengehalt  $\alpha_v$  enthält.

Damals war es üblich, daß man nur eine Ausgleichskurve durch die Punktwolke der Meßdaten legte. Eine mathematische Korrelation wurde nicht angegeben. Erst Wallis /WAL-69/ formulierte später einen einfachen mathematischen Ausdruck, der den Verlauf der Ausgleichskurve beschreibt.

$$\alpha_v = [1 + X_{tt}^{0,8}]^{-0,378} \quad (50)$$

Da diese Korrelation auf Meßdaten zur horizontalen Rohrströmung beruht, ist eine Anwendung auf vertikale Rohrströmung zunächst fraglich. Wallis /WAL-69/ zeigte jedoch, daß auch für vertikale Rohrströmung für die Strömungsform "Ringströmung" durchaus brauchbare Ergebnisse mit dieser Korrelation erzielt werden können.

Der Anwendungsbereich von Gleichung (50) stößt auf Grenzen, wenn die Strömungsform "Blasenströmung" betrachtet wird. Der von Auftriebskräften der Blasen kontrollierte Geschwindigkeitsunterschied wird von Gleichung (50) nicht wiedergegeben. Als Folge werden zu niedrige Dampf volumengehalte  $\alpha_v$  von Gleichung (50) vorhergesagt.

Da die experimentelle Datenbasis auf Rohrversuche mit Rohrdurchmessern im Bereich von wenigen Zentimetern (1 bis 5 cm) zurückgeht, ist eine Anwendung auf größere Rohrdurchmesser zu prüfen.

Ein weiterer Nachteil der Martinelli-Korrelation besteht darin, daß eine Gegenströmung der Phasen mit der Gleichung (50) nicht darstellbar ist. Nach Gleichung (50)

---

siehe hierzu Bild 20 im Kapitel 9.1

ist nur das Verhältnis der Phasengeschwindigkeit, nicht aber deren Differenz korreliert. Es entsteht, z.B. bei Richtungswechsel der Wasserphase ( $G_L < 0$ ), ein unbestimmter Ausdruck für die Martinelli-Parameter  $\chi_{tt}$  und  $X_{tt}$ .

### *Zivi*

Für die Strömungsform Ringströmung ist der von Zivi /ZIV-64/ entwickelte theoretische Ansatz erfolgreich. Zivi nimmt an, daß durch Variation des Schlupfes die Zunahme der Entropie während des zweiphasigen Strömungsvorganges sich als minimal einstellt. Betrachtet werden bei Zivi weder Impulsaustauschkräfte noch Wandreibungskräfte. In die Betrachtung einbezogen werden dagegen die kinetischen Energien der beiden Phasen Wasser und Dampf. Als Folge der Überlegung ergibt sich der Schlupf  $S$  zu:

$$S = \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (51)$$

Diese Korrelation eignet sich zur groben Abschätzung des Schlupfes zwischen den Phasen. Zudem bleibt die Beziehung von Zivi in ihrer Anwendung auf die Strömungsform Ringströmung begrenzt.

### *Levy*

Levy /LEV-60/ versucht, ausgehend von getrennten Impulsgleichungen, für die Dampf- und Wasserphase einen Zusammenhang zwischen Dampfvolumentanteil  $\alpha_v$  und den Phasengeschwindigkeiten ( $V_v, V_L$ ) herzuleiten. Zur Herleitung des Zusammenhangs wird unterstellt, daß:

der Impulstransport beim Phasenwechsel von Wasser- zur Dampfphase unter Aufrechterhaltung gesättigter Phasen stattfindet,

in allen Strömungsquerschnitten beide Phasen den gleichen statischen Druck besitzen,

die phasenbezogenen Reibungsdruckverluste zuzüglich der hydrostatischen Druckänderungen längs des Strömungsweges sich zu Null ergänzen und

die Summe dieser Druckterme durch zeitliche Fluktuationen in Massegehalt, Dampfgehalt und Dichten nicht verändert wird. Das Ergebnis dieser Annahmen führt zu einer Abhängigkeit des Schlupfes vom Dampfvolumenteil  $\alpha_v$  und den Phasendichten  $\rho_v, \rho_L$ :

$$S = \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_v}} \sqrt{2\alpha_v}. \quad (52)$$

Weder nach Zivi noch nach Levy hängt der Phasenschlupf vom Massenstrom der Phasen ab. Trotzdem liefern diese Korrelationen zunächst brauchbare Ergebnisse, sofern ausschließlich die Strömungsform "Ringströmung" betrachtet wird. Dies setzt eine mäßige Dampf-Geschwindigkeit voraus. Bei größeren Dampf-Geschwindigkeiten treten aus Gründen des Wechsels der Strömungsform von Ringströmung zur Ring/Tropfen-Strömung Strömungsmechanismen auf, die von diesen einfachen theoretischen Ansätzen nicht erfaßt werden.

#### *Smith*

Smith /SMI-70/ unterstellt in seinem theoretischen Ansatz, daß die zweiphasige Strömung sich aus einer geschichteten Wasserströmung (z.B. Wasserring bei Ringströmung) und einer Strömung, bestehend aus einer homogenen zweiphasigen Mischung von Dampf und Wasser, zusammensetzt. Smith nimmt an, daß die homogene Mischung (Index M) und die geschichtete Wasserphase (Index L) dieselbe kinetische Energie besitzen.

$$\frac{1}{2}\rho_L V_L^2 = \frac{1}{2}\rho_M V_M^2. \quad (53)$$

Nach Smith liegt somit die Wasserphase anteilig als Wasserschichtung und als feinverteilte Tropfen in der Dampfphase vor. Der Anteil der Wasserphase, der als Tropfen in der Dampfphase strömt, wird mit dem Parameter K festgelegt. Somit ist der Anteil der Wasserphase, der als geschichtete Wasserphase strömt, mit  $1 - K$  festgelegt. Ausgehend von der Kontinuitätsgleichung ergibt sich mit diesen Annahmen ein Zusammenhang zwischen dem Dampfvolumenteil  $\alpha_v$  und dem Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_v$ .



$$\alpha_v = \frac{1}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_L} K \left( \frac{1}{x_v} - 1 \right) + \frac{\rho_v}{\rho_L} (1 - K) \left( \frac{1}{x_v} - 1 \right) \left[ \frac{\frac{\rho_L}{\rho_v} + K \left( \frac{1}{x_v} - 1 \right)}{1 + K \left( \frac{1}{x_v} - 1 \right)} \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (54)$$

Smith stellt anhand von Vergleichen zwischen seiner Korrelation (54) und gemessenen Dampfvolumengehalten fest, daß der Parameter  $K$  mit dem konstanten Wert 0.4 am besten die experimentellen Daten wiedergibt. Hierdurch entsteht der Eindruck, in einer Ring/Tropfen-Strömung sei der Massenstromanteil an Tropfenmassenstrom konstant 40% des gesamten Wassermassenstromes. Dieses konstante Massenstromverhältnis wird in einer solchen Strömung jedoch nicht beobachtet. Man muß daher den Parameter  $K$  nach Smith als Korrelationsparameter auffassen. Der Anwendungsbereich der Smith-Korrelation ist im Vergleich zu den vorhergenannten um die Strömungsform Ring/Tropfenströmung erweitert. Ansonsten gelten aber die bereits oben genannten Einschränkungen zur Anwendbarkeit der Korrelation.

#### *Bankoff*

Im Bereich niedriger Dampfvolumengehalte ( $\alpha_v < 0.8$ ) hat sich eine von Bankoff /BAN-60/ vorgeschlagene Berechnungsmethode recht gut bewährt. Unter Einführung einer Geschwindigkeits- und Dampfvolumengehalt-Verteilung über den Rohrquerschnitt und unter der Annahme, daß an jeder Position (definiert durch Polarkoordinaten  $r$  und  $\phi$ ) im Rohrquerschnitt beide Phasen gleiche mikroskopische Geschwindigkeit ( $v_v(r, \phi) = v_L(r, \phi)$ ) besitzen, erhält Bankoff für den Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  den Ausdruck:

$$\alpha_v = K \frac{1}{1 + \frac{\dot{x}_L \rho_v}{\dot{x}_v \rho_L}}. \quad (55)$$

In Gleichung (55) stellt  $K$  den Bankoff-Parameter dar. Durch Vergleich mit experimentellen Daten ergibt sich der Wert für  $K$  etwa zwischen 0.7 und 0.9.  $K$  hängt im wesentlichen vom Druck ab und läßt sich in dimensionsloser Form angeben durch:

$$K = 0.71 + 2.35 \frac{\rho_v}{\rho_L}. \quad (56)$$

Im Bereich der hohen Dampfvolumenanteile ( $\alpha_v > 0.8$ ) versagt die Korrelation von Bankoff, weil die Vorstellung, an jeder Position im Rohrquerschnitt hätten beide Phasen gleiche mikroskopische Geschwindigkeit, unzutreffend ist. Darüber hinaus liefert die Beziehung (55) für Dampfvolumenanteile  $\alpha_v$  größer/gleich dem Parameter K keine sinnvollen Werte mehr.

### Zuber und Findlay

Aufbauend auf dem von Bankoff entwickelten Ansatz haben Zuber und Findlay /ZUB-65/ die Vorstellung entwickelt, daß der mikroskopische Dampfvolumenanteil und die mikroskopischen Phasen-Geschwindigkeiten im Strömungsquerschnitt gemäß einem Potenzgesetz verteilt sind. Im Gegensatz zu Bankoff nehmen sie nicht an, daß die mikroskopischen Phasengeschwindigkeiten von Wasser und Dampf an jeder Position im Strömungsquerschnitt gleich sind. Unter Verwendung der Definitionsgleichung (27), die letztlich auf der Kontinuitätsgleichung (25) beruht,

$$v_v = j + v_{vj}, \quad (27)$$

bestimmen Zuber und Findlay durch Integration der mikroskopischen Terme gewichtete Mittelwerte für den Strömungsquerschnitt A. Die Wichtung erfolgt hierbei mit dem mikroskopischen Dampfvolumenanteil  $\epsilon_v$ . Aus Gleichung (27) entsteht:

$$\frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v v_v dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v dA} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v j dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v dA} + \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v v_{vj} dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v dA}. \quad (57)$$

Die linke Seite der Gleichung (57) entspricht der fiktiven Dampfgeschwindigkeit  $V_v$  gemäß der Definitionsgleichung (44). Die Gleichung (57) wird durch Einführung eines Verteilungsparameters  $C_0$  umgeformt zu:

$$V_v = C_0 \frac{1}{A} \int_0^A j dA + \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v v_{vj} dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v dA}, \quad (58)$$

$$\text{mit } C_0 = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V j dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA \frac{1}{A} \int_0^A j dA}.$$

Der zweite Term der Gleichung (58) beschreibt den mit dem mikroskopischen Dampfvolumenteil  $\epsilon_V$  gewichteten Mittelwert der mikroskopischen Drift-Geschwindigkeit  $v_{VJ}$ . Der so entstandene Drift-Term wird mit der Bezeichnung  $V_{VJ}$  weiterhin geführt.

$$\frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V v_{VJ} dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} = V_{VJ}.$$

Zur Berechnung des makroskopischen Geschwindigkeitsunterschieds  $V_V - V_L$  bzw. des makroskopischen Dampfvolumenteil  $\alpha_V$  müssen Zuber und Findlay zwei Terme der rechten Seite von Gleichung (58) berechnen, zum einen den Phasenverteilungsparameter  $C_0$  und zum anderen die gewichtete mittlere Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ}$ . Ähnlich wie Bankoff stellen sie durch Vergleich mit experimentellen Daten fest, daß der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  im wesentlichen konstant ist. Dieser Parameter nimmt Werte zwischen 1.1 und 1.3 in Abhängigkeit vom Druck an. In der Arbeit von Ishii /ISH-77/ wird der Phasenverteilungsparameter durch die Verwendung der Phasendichten in einfacher Weise für verschiedene Drücke korreliert. Darüber hinaus stellt Ishii Unterschiede im Verteilungsparameter für verschiedene Strömungswege fest.

$$C_0 = 1.2 - 0.2 \sqrt{\frac{\rho_V}{\rho_L}}, \quad \text{Kreisquerschnitt.} \quad (59)$$

$$C_0 = 1.35 - 0.35 \sqrt{\frac{\rho_V}{\rho_L}}, \quad \text{rechteckiger Querschnitt.} \quad (60)$$

Der Drift-Term der Gleichung (58) wird von Zuber und Findlay je nach Strömungsform mit der entsprechenden Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen in Verbindung gebracht. Für die Strömungsform "Pfropfenströmung" berechnen sie diesen Term anhand der Aufstiegsgeschwindigkeit der Taylor-Blase zu:

$$V_{VJ} = 0.35 \sqrt{\frac{g(\rho_L - \rho_V) D_{hyd}}{\rho_L}}. \quad (61)$$

Für die Strömungsform "aufgewühlte, turbulente Strömung" ergibt sich der Ausdruck:

$$V_{VJ} = 1.53 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_V) \sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} . \quad (62)$$

Im Bereich der niedrigen Dampfvolumengehalte und hier insbesondere für niedrige Volumenströme bis hin zu stagnierenden Wasserströmen konnten Zuber und Findlay zeigen, daß mit der gegenüber Bankoff weiterentwickelten Vorstellung von mikroskopischen Geschwindigkeitsunterschieden zwischen den Phasen, Verbesserungen in Bezug auf eine genauere Berechnung des Geschwindigkeitsunterschiedes möglich sind.

Die im vorangegangenen dargestellten Korrelationen und Berechnungsgleichungen können für sich genommen nicht das gesamte Spektrum der Strömungsformen beschreiben. Der Einsatz einer Berechnungsgleichung für Analysen von Kühlmittelverluststörfällen verlangt jedoch, daß die Gesamtheit der oben beschriebenen zweiphasigen Strömungsphänomene durch diese Gleichung erfaßt wird. Das Ziel für eine Entwicklung einer solchen Berechnungsgleichung für den Bereich der Notkühlanalyse ist daher, das Gesamtbild an Phänomenen darstellen zu können.

### *Ishii*

Die Arbeit von Ishii /ISH-77/ macht den Versuch, einen durchgängigen Satz von Korrelationen zusammenzustellen. Die Anwendung der jeweiligen Korrelation aus diesem Satz hängt dabei von der Ermittlung der Strömungsform ab. Diese wird anhand von kriteriellen Parametern ermittelt. Zurückgehend auf die Arbeit von Zuber und Findlay werden der Phasenverteilungparameter  $C_0$  und der Drift-Term für jede Strömungsform berechnet. Für die Strömungsformen "Pfropfenströmung" und "aufgewühlt, turbulente Strömung" übernimmt Ishii die entsprechenden Korrelationen von Zuber und Findlay.

Bei der Berechnung dieser Terme für die Strömungsform "Ringströmung" und "Ring/Tropfen-Strömung" werden von Ishii, ausgehend von getrennten Impulsbilanzen, diese Terme abgeleitet. Durch die Einführung eines Parameters  $E_d$ , der den volumetrischen Anteil der flüssigen Phase festlegt, der in Form von Tropfen sich in der

Dampfphase mitbewegt, gelingt Ishii eine durchgängige Beschreibung der Strömungsformen von der "Ringströmung" zur "Ring/Tropfen-Strömung". Für den Phasenverteilungsparameter  $C_0$  ergibt sich der Ausdruck:

$$C_0 = 1 + \frac{\alpha_L(1 - E_d)}{\alpha_V + \left[ \frac{1+75\alpha_L \rho_V}{\sqrt{\alpha_V} \rho_L} \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (63)$$

Für den Drift-Term ergibt sich nach Ishii als Folge einer Interpolation zwischen Tropfenströmung und Ringströmung ein Ausdruck, der vom Parameter  $E_d$  abhängt.

$$V_{VJ} = \frac{\alpha_L(1 - E_d)}{\alpha_V + \left[ \frac{1+75\alpha_L \rho_V}{\sqrt{\alpha_V} \rho_L} \right]^{\frac{1}{2}}} \sqrt{\frac{d D_{hyd} \alpha_L (1 - E_d)}{0.015 \rho_L}} + \frac{\alpha_L E_d}{\alpha_V + \alpha_L E_d} \sqrt{2 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_V) \sigma}{\rho_V^2} \right]^{\frac{1}{4}}} \quad (64)$$

Alle wesentlichen Strömungsformen einer vertikalen Zweiphasenströmung von der Blasen- bis zur Ring/Tropfenströmung werden durch diese Zusammenstellung von verschiedenen Korrelationen erfaßt. Nicht erfaßt werden die horizontale Rohrströmung und das Phänomen des Gegenstroms sowie der Gegenstrombegrenzung. Dagegen wird die Strömung in vertikalen Rohren mit Rohrdurchmesser im Zentimeterbereich und Strömungen in rechteckigen Kanälen erfaßt. Reaktortypisch geformte Berandungen durchströmter Kanäle sind beispielsweise Zwischenräume von Stabbündeln, Ringspalt und Rohre im Durchmesserbereich von Zentimeter bis Meter. Diese Korrelationen leisten keine Beschreibung der Strömungen in diesen Kanälen.

### *Kelly*

Für den Anwendungsbereich der Kühlmittelverluststörfälle im Rahmen des Rechenprogramms SATAN entwickelten Kelly et al. /KEL-74/ ausgehend von der Beziehung von Zuber und Findlay (Gleichung (58)) eine Brechnungsgleichung, die als Extremwert auch das Phänomen Gegenstrombegrenzung beschreibt. Auf der Grundlage der Einhüllenden-Theorie wird der Drift-Term aus Gleichung (58) so berechnet, daß als Extremwert die Gegenstrombegrenzung durch Gleichung (58) ausgedrückt wird. Dabei ergibt sich nach Kelly et al. /KEL-74/ der Drift-Term als Funktion des Dampf volumengehaltes und des Phasenverteilungsparameters.

Die Gegenstrombegrenzung ermitteln Kelly et al /KEL-74/ anhand der Korrelation von Pushkina und Sorokin /PUS-69/. In dieser Korrelation ist die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Dampfes  $V_{vc}$  gegeben durch:

$$V_{vc} = 3.2 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_V) \sigma}{\rho_V^2} \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (65)$$

Über den Zusammenhang mit der Einhüllenden-Theorie ermitteln Kelly et al. /KEL-74/ aus Gleichung (65) den Drift-Term zu:

$$V_{VJ} = \frac{V_{vc} C_0 (1 - \alpha_V C_0)}{\alpha_V C_0 + m^2 \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_V}} (1 - \alpha_V C_0)}. \quad (66)$$

Der in der Gleichung (66) vorkommende Parameter  $m$  ist ebenfalls der Korrelation von Pushkina und Sorokin /PUS-69/ entnommen. Der Wert  $m$  ist hier eine Konstante mit 0.7.

Der Phasenverteilungparameter  $C_0$  wird von Kelly et al. /KEL-74/ vereinfachend als konstant 1.0 angenommen.

Bemerkenswert an der resultierenden Gleichung (66) ist, daß sie für den gesamten Bereich der Dampfvolumentehalte ( $0 < \alpha_V < 1$ ), und somit für das gesamte Spektrum der Strömungsformen einen Drift-Term liefert, der, wie Kelly et al. /KEL-74/ zeigen, die Ausbildung eines Gemischspiegels in einem vertikalen, beheizten Strömungskanal beschreiben kann. Dabei wird abschnittsweise entlang des vertikalen Strömungsweges der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen anhand der Gleichung (58) in Verbindung mit der Drift-Gleichung (66) berechnet, wobei der gesamte Bereich der Dampfvolumentehalte aufgrund der Beheizung des Strömungsweges durchlaufen wird.

Neben dieser Untersuchung werden weitere Plausibilitätsbetrachtungen zur Gleichung (66) durchgeführt, die zeigen, daß am Übergang vom zweiphasigen in den einphasigen Strömungszustand Gleichung (66) anwendbar bleibt. In einen Vergleich mit experimentellen Daten wird die entwickelte Korrelation nicht gestellt.

Die Verwendung der Korrelation nach Pushkina und Sorokin /PUS-69/ führt über die Berechnungsgleichung (66) zu einer Drift-Geschwindigkeit, die unabhängig vom hy-

draulischen Durchmesser ist. Darüber hinaus wird ein Phasenverteilungsparameter  $C_0$  von eins angenommen. Folglich kann die Ringströmung nicht mit der vorliegenden Form der Berechnungsgleichung (66) beschrieben werden. Anhand der Betrachtungen von Kelly et al. /KEL-74/ darf man jedoch erwarten, daß der aufwärtsgerichtete Gleichstrom der Zweiphasenströmung in Verbindung mit der extremen Situation einer Gegenstrombegrenzung steht.

### Turner

In vertikalen Rohrversuchen zur aufwärtsgerichteten Zweiphasenströmung hat Turner /TUR-66/ eine Korrelation entwickelt, die die Phasenvolumenstromdichten, ausgedrückt durch Wallis-Parameter  $J_v^*$  und  $J_L^*$ , für die Strömungsform "Ringströmung" bestimmt.

$$\frac{J_v^*}{1 - 3.1(1 - \alpha_v)} - \frac{J_L^*}{3.1(1 - \alpha_v)} = 1. \quad (67)$$

Hierin sind die Wallis-Parameter definiert durch:

$$J_v^* = \sqrt{\frac{\rho_v J_v^2}{g D_{\text{hyd}} (\rho_L - \rho_v)}}, \quad \text{Wallis-Parameter für Dampf.}$$

$$J_L^* = \sqrt{\frac{\rho_v J_L^2}{g D_{\text{hyd}} (\rho_L - \rho_v)}}, \quad \text{Wallis-Parameter für Wasser.}$$

Von der Gleichung (67) kann Turner zeigen, daß bei extrapoliertem Anwendung im Gegenstrom die Gegenstrombegrenzung gemäß einer Wallis-Korrelation,

$$J_v^{*1/2} + J_L^{*1/2} = 1,$$

Einhüllende zu Gleichung (67) ist.

Die Korrelation ist nach Angaben des Autors auf vertikale Rohre mit Durchmessern von 1 bis 5 cm anwendbar. Der Systemdruck darf zwischen 0.1 und 1.0 MPa variieren. Der Dampfvolumentgehalt  $\alpha_v$  muß zwischen 0.8 und 0.95 liegen, wobei der volumetrisch gemessene mögliche Tropfenmitriß im Innern der Ringströmung  $E_d$  nicht 0.2 überschreiten darf. Der Anwendungsbereich der Korrelation ist auf Volumenströme von  $J_v^{*1/2} \leq 2.5$  und  $J_v^{*1/2} < 1$  beschränkt.

Unter Einhaltung dieser Beschränkungen ist eine Genauigkeit von  $\pm 20\%$  für die Strömungsform Ringströmung erreichbar. Diese Korrelation hat daher für die Anwendung im Bereich von Notkühlanalysen keine Bedeutung erlangt. Sie wird hier dennoch erwähnt, weil auch Turner /TUR-66/ wie Kelly et al. /KEL-74/ den Zusammenhang zwischen zweiphasigem Gleichstrom und der Gegenstrombegrenzung sieht.

#### *Kataoka und Ishii*

Kataoka und Ishii /KAT-86/ haben die verfügbare Literatur zum Thema Blasenaufrstieg in stagnierender Wasserphase ausgewertet und durch eine eigene Korrelation zusammengefaßt. Hierbei benutzen sie als Korrelationsansatz die Drift-Flux-Theorie von Zuber und Findlay, also Gleichung (58). Durch geeignete Wahl dimensionsloser Kennzahlen erhalten sie eine Beziehung für die Drift-Geschwindigkeit, deren Korrelationskoeffizienten durch Vergleich mit Meßdaten angepaßt sind.

$$V_{VJ}^+ = 0.0019 D_{hyd}^{*0.809} \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{-0.157} N_{\eta L}^{-0.562} \Leftrightarrow D_{hyd}^* \leq 30 . \quad (68a)$$

$$V_{VJ}^+ = 0.03 \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{-0.157} N_{\eta L}^{-0.562} \Leftrightarrow D_{hyd}^* \geq 30 . \quad (68b)$$

Die einzelnen Terme der Beziehungen (68a) und (68b) werden im folgenden Kapitel noch erläutert. Für den Bereich der stagnierenden Wasserströmung gelingt es, für Rohrdurchmesser von 1cm bis 61 cm und Systemdrücke zwischen 0.1 MPa und 13.8 MPa mit einer Genauigkeit von  $\pm 20\%$  die Drift-Geschwindigkeit zu korrelieren. Die Anwendbarkeit der Korrelation auf die für Störfallanalysen wichtigen Bereiche des zweiphasigen Gegenstroms und des Gleichstroms wurden von den Autoren nicht untersucht.

#### *Sudo*

Ebenfalls für stagnierende Wasserströmung hat Sudo /SUD-80/ die verfügbare Literatur ausgewertet und über einen Potenzansatz korreliert. Im Gegensatz zu Ishii und Kataoka wird von Sudo der Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$ , dargestellt durch den dimensionslosen Parameter Y, in Abhängigkeit vom Dampfvolumenstrom, wiedergegeben durch den dimensionslosen Parameter X, korreliert. Der Ansatz lautet:

---

siehe Kapitel 7.1



$$Y = a X^b. \quad (69)$$

Für drei Bereiche werden die Korrelationskoeffizienten  $a$  und  $b$  unterschieden. Den Bereichen ordnet Sudo die Strömungsformen "Blasenströmung" bzw. "Pfropfenströmung", "vollausbildete Pfropfenströmung" und "Ringströmung" zu. Damit ist diese Beziehung auch für Dampfvolumenanteile von Null bis Eins anwendbar.

Der Anwendungsbereich für vertikale Rohre reicht im Durchmesser von 6 cm bis 49 cm und im Druck von 0.6 MPa bis 11.1 MPa. Die Relevanz dieser Korrelation für Notkühlanalysen ist jedoch wie bei Ishii und Kataoka erheblich durch den Anwendungsbereich, vertikale Rohrströmung mit stagnierender Wasserphase, eingeschränkt.

#### *Chexal und Lellouche*

Chexal und Lellouche /CHE-86/ haben ausgehend von Gleichung (58) die Drift-Geschwindigkeit  $V_{v,j}$  und den Phasenverteilungsparameter  $C_0$  für eine große Datenmenge, die etwa 1500 Meßpunkte umfaßt, korreliert. Dabei wurden Potenzansätze für diese beiden Parameter entwickelt, die bis zu 20 Korrelationskonstanten enthalten. Wegen der Komplexität der Korrelation werden von den Autoren Programmdisketten angeboten, die den erforderlichen Algorithmus zur Auswertung der Korrelation enthalten. Die überarbeiteten Fassungen der Korrelation werden auf diesem Wege den Nutzern fortlaufend zur Verfügung gestellt. Auf die Darstellung der Korrelation wird wegen ihrer Komplexität verzichtet. Nähere Details können der Literaturstelle /CHE-86/ entnommen werden.

Neben stagnierender Wasserströmung werden durch diese Korrelation der vertikale, zweiphasige, aufwärts- und abwärtsgerichtete Gleichstrom sowie der Gegenstrom einschließlich der Gegenstrombegrenzung erfaßt. Die Rohrdurchmesser können von 0.01 m bis 1 m variieren. Der Druck darf alle Werte zwischen atmosphärischem und kritischem Druck annehmen. Neben Anpassungen der Korrelationsparameter für vertikale Rohrströmung wurden auch Anpassungen für Kanalströmung, die in Zwischenräumen von Stabbüdeln stattfindet, und die wichtig für Störfallanalysen ist, durchgeführt. Die erreichte Genauigkeit mit dieser Korrelation ist je nach zum Vergleich ausgewählter Datenmenge meist besser als  $\pm 28\%$ .

### *Cunningham und Yeh*

Für vertikale Strömungen in Zwischenräumen von Stabbündeln haben Cunningham und Yeh /CUN-73/ den Dampfvolumentgehalt als Funktion der Phasenvolumenstromdichten korreliert. Die Korrelation wurde auf der Basis einer Dimensionsanalyse entwickelt und anhand der Westinghouse-Versuchseinrichtung, einem 480 Stäbe umfassenden Stabbündel-Versuch, verifiziert. Diese Korrelation lautet:

$$\alpha_{v(z)} = 0.925 \left( \frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{0.239} \left( \frac{J_v(z)}{V_{ber}} \right)^a \left( \frac{J_v(z)}{J_v(z) + J_L(z)} \right)^{0.6}, \quad (70)$$

$$\text{mit } a = 0.67 \Leftrightarrow \frac{J_v(z)}{V_{ber}} < 1,$$

$$\text{und } a = 0.47 \Leftrightarrow \frac{J_v(z)}{V_{ber}} \geq 1,$$

$$\text{mit } V_{ber} = \frac{2}{3} \sqrt{g R_{bcr}},$$

$$\text{mit } R_{bcr} = \left( \frac{1.53}{\frac{2}{3}} \right)^2 \sqrt{\frac{\sigma}{g \rho_L}}.$$

Die Korrelation deckt einen Druckbereich von 0.68 MPa bis 2.7 MPa ab. Die Cunningham-Yeh-Korrelation beschreibt im wesentlichen die Strömungsform "Blasenströmung". Höhere Dampfvolumentgehalte, die der Strömungsform "Tropfenströmung" zuzuordnen wären, werden nicht erfaßt.

Die Anwendbarkeit einer solchen Korrelation außerhalb ihres Ursprungsbereichs ist nicht gesichert, da diese Korrelation auf einem Potenzansatz beruht. Korrelationswerte aus Potenzansätzen entwickeln sich bei Extrapolation überproportional und geraten dadurch rasch in unsinnige Wertebereiche.

### *Zusammenfassung*

Die in der Reaktortechnik gebräuchlichen Korrelationen und Beziehungen decken meist nur einen begrenzten Anwendungsbereich ab. Extrapolierte Anwendungen sind meist unzulässig, da die Korrelationen in der Regel auf empirische Ansätze zurückgehen. Den Bedürfnissen der Reaktortechnik wird am ehesten das Gleichungspaket von Chexal und Lellouch gerecht. Der Nachteil ist jedoch, daß aufgrund der Komplexität und der Verwendung von Potenzansätzen der Anwendungsbereich nur

für den jeweils verifizierten Bereich gesichert ist. Die Gesamtheit der für Notkühlanalysen wichtigen Strömungspfade kann das Gleichungspaket noch nicht abdecken. Es fehlen beispielsweise der Ringraum, die Stabhalteplatte oberhalb vom Reaktorkern und die horizontalen Strömungswege.

Von den zitierten Ansätzen erscheint derjenige von Kelly et al. /KEL-74/ reaktorspezifische Korrelationen zu verschaffen. Die Rückführung des Geschwindigkeitsunterschieds zwischen den Phasen auf das Phänomen der Gegenstrombegrenzung erschließt den Forschungsbereich zu diesem Phänomen. Die Gegenstrombegrenzung ist für die Rohrform aber auch für verschiedene, reaktortypische Kanäle ermittelt worden. Der theoretische Ansatz von Kelly stützt sich darüber hinaus auf die Annahme eines physikalischen Zusammenhanges beider Phänomene und könnte somit zum tieferen Verständnis der Zweiphasenströmungen beitragen.

## **5.2. Korrelationen zur Gegenstrombegrenzung**

Aus sehr unterschiedlichen Blickrichtungen wurden Korrelationen entwickelt, die die Gegenstrombegrenzung beschreiben sollen. Einigen Korrelationen liegt die Vorstellung zugrunde, daß diese Begrenzung als eine Folge wachsender Instabilität der Phasengrenzfläche zwischen den mit unterschiedlicher Geschwindigkeit strömenden Phasen zu betrachten ist. In anderen Korrelationen ist unterstellt, daß das Auftreten eines charakteristischen Strömungsbildes, wie hängender Film oder stehende Welle, nur in Verbindung mit der Gegenstrombegrenzung auftritt. Weitere Korrelationen entstehen aus der Betrachtung, daß die Gegenstrombegrenzung als Extremzustand der entgegengerichteten Volumenstromdichten der Phasen anzusehen ist. In diesem Zusammenhang wird auch von der Theorie der Einhüllenden gesprochen.

Ausgehend von hydrostatischen Gleichungen, wie z.B. der Drift-Gleichung (58), wird die Gegenstrombegrenzung als derjenige Zustand ermittelt, bei dem die Änderungen der Phasenvolumenströme bei ansonsten konstantem Dampfvolumentgehalt jeweils ihr Maximum annehmen.

Da das Phänomen der Gegenstrombegrenzung im Zusammenhang mit bestimmten Volumenstromdichten der Phasen auftritt, werden Korrelationen entwickelt, die diese

---

Siehe Kapitel 6.1: Zusammenhang zwischen Drift und Flutbeginn

Volumenstromdichten zueinander in Beziehung setzen. Unabhängig von der zugrundeliegenden Vorstellung ist den meisten Korrelationen dabei gemeinsam, daß die Volumenstromdichten in diesen Beziehungen mit Wurzelpotenz  $J_{V,L}^{1/2}$  auftreten.

### Wallis-Parameter

Für vertikale Rohre wurden eine Reihe von Korrelationen aus den oben genannten Vorstellungen entwickelt, die zur dimensionslosen Darstellung der Volumenstromdichten den Wallis-Parameter benutzen. Die dimensionslosen Volumenstromdichten der Phasen lauten für Dampf und Wasser:

$$J_V^* = \frac{J_V}{\sqrt{\frac{Dg(\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}}}, \quad \text{Wallis-Parameter für Dampf.} \quad (71)$$

$$J_L^* = \frac{J_L}{\sqrt{\frac{Dg(\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}}}, \quad \text{Wallis-Parameter für Wasser.} \quad (72)$$

Die Korrelationen der Autoren Hewitt und Wallis /HEW-63/, Wallis /WAL-61/, Clift, Pritchard und Neddermann /CLI-66/ und Dukler und Smith /DUK-79/ verwenden beispielsweise diese Wallis-Parameter. Diese Gruppe von Korrelationen läßt sich durch eine Gleichung zusammenfassend darstellen:

$$J_V^{*1/2} + m J_L^{*1/2} = C. \quad (73)$$

Für vertikale Rohre werden von diesen Autoren die Korrelationsparameter  $m$  und  $C$  wie folgt berechnet:

**Tabelle 1:** Übersicht über Korrelationsparameter zur Gegenstrombegrenzung

Autor	Abmessungen	Korrelationsparameter
Wallis /WAL-61/	D = 0.0127 m D = 0.019m D = 0.0254m D = 0.051m L = 1.22m	m = 1.0 C = 0.725...0.875
Dukler & Smith /DUK-79/	D = 0.051m L = 3.94m	m = 1.0 C = 0.88
Hewitt & Wallis /HEW-63/	D = 0.0318m L = 1.22m	m = 1.0 C = 1.0
Clift /CLI-66/	D = 0.0318m L = 1.83m	m = 0.34 C = 0.79

Die Korrelationskonstante  $C$  wird von den meisten Autoren zwischen 0.8 und 1.0 ermittelt. Ähnlich einheitlich wird der Korrelationsparameter  $m$  mit 1.0 ermittelt. Lediglich

Clift /CLI-66/ findet einen Wert für  $m$  von 0.34. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß durch Beimengungen zum Wasser die Zähigkeit erhöht wurde.

Der Durchmesser der verwendeten Rohre variiert bei diesen Untersuchungen zwischen 1 cm und 5 cm. Reaktorrelevante Bereiche werden hiermit nur ansatzweise erfaßt.

Für horizontale Rohre gibt es keine Korrelationen zur Gegenstrombegrenzung. Jedoch horizontale Rohre mit angeschlossenem Rohrkrümmer, über den das Wasser in die horizontale Rohrstrecke einläuft, wurden hinsichtlich der Gegenstrombegrenzung untersucht. Die Korrelation von Richter /RIC-78/ verwendet ebenso wie bei den vertikalen Rohren zur Beschreibung der Gegenstrombegrenzung die Gleichung (73). Die Koeffizienten der Gleichung (73) werden für diese Rohranordnung, horizontales Rohr mit Rohrkrümmer, von Richter mit  $C = 0.7$  und  $m = 1$  festgestellt. Der Rohrdurchmesser beträgt hierbei 0.18m.

#### *Kutateladze-Parameter*

Vertikale Rohre größerer Durchmesser wurden beispielsweise von Pushkina und Sorkin /PUS-69/ und von Chung et al. /CHU-80/ untersucht. Die Korrelationen verwenden zur dimensionslosen Darstellung der Volumenstromdichten den Kutateladze-Parameter. Die dimensionslosen Volumenstromdichten der Phasen lauten für Dampf und Wasser:

$$K_V = \frac{J_V}{\left[ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V^2} \right]^{1/4}}, \quad \text{Kutateladze-Parameter für Dampf.} \quad (74)$$

$$K_L = \frac{J_L}{\left[ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L^2} \right]^{1/4}}, \quad \text{Kutateladze-Parameter für Wasser.} \quad (75)$$

Analog zu den Korrelationen vom Wallis-Typ läßt sich diese Gruppe allgemein schreiben als:

$$K_V^{1/2} + m K_L^{1/2} = C. \quad (76)$$

Der Korrelationsparameter  $m$  hat nach Chung /CHU-80/ Werte zwischen 0.65 und 0.8. Der Korrelationsparameter  $C$  wird zwischen 1.79 und 2.1 ermittelt. Die untersuchten Rohre haben bis zu 7 cm Durchmesser.

Pushkina und Sorokin /PUS-69/ bestimmen den Parameter  $C$  zu  $C = 3.2^{1/2} = 1.79$ , wobei die dimensionslose Volumenstromdichte des Wassers  $J_L$  auf Werte zwischen 0.005 und 0.064 beschränkt bleibt. Die letztgenannte Untersuchung umfaßt sogar Rohrdurchmesser von 0.31 m und reicht damit weiter als die Korrelationen vom Wallis-Typ in reaktorrelevante Durchmesserbereiche hinein.

#### *Eine zusammenfassende Korrelation*

Kröning /KRÖ-84/ findet eine allgemeine Form, die sowohl Korrelationen vom Wallis-Typ als auch Korrelationen vom Kutateladze-Typ wiedergeben kann. Diese allgemeine Form lautet:

$$\left[ \frac{J_V}{V_{Vc}} \right]^{1/2} + \left[ \frac{-J_L}{V_{Lc}} \right]^{1/2} = 1 \quad (77)$$

Die Volumenstromdichten der Phasen Wasser  $J_L$  und Dampf  $J_V$  werden auf sogenannte Grenzleerrohr-Geschwindigkeit der Phasen  $V_{Lc}$  bzw.  $V_{Vc}$  bezogen. Diese Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten sind diejenigen Volumenstromdichten, bei denen die jeweils andere Phase gerade stagniert und somit die Grenze zwischen zweiphasigem Gegenstrom und Gleichstrom erreicht ist.

Kröning /KRÖ-84/ führt eigene Untersuchungen an rechteckigen, vertikalen Kanälen mit und ohne Einbauten durch. Diese Einbauten sind Lochplatten verschiedener Lochungen und Stabbündel. Die Stabbündel-Untersuchungen werden mit Blick auf die Kühlkanäle von Reaktoren durchgeführt. Daher sind die verwendeten Stabbündel auch mit reaktortypischen Abstandshaltern ausgestattet.

Nach Kröning ist die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Dampfes wie folgt von der geometrischen Form der Berandung des durchströmten Kanals abhängig:

$$V_{Vc} = \left[ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V^2} \right]^{1/4} \left( 1 + \tanh\left(\frac{D_{hyd}^* \pi}{80}\right) \right)^2 \quad (78)$$

Die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Wassers  $V_{Lc}$  lautet nach Kröning für denselben Strömungsweg:

$$V_{Vc} = \left[ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V^2} \right]^{\frac{1}{4}} \left( \frac{3}{2} \right) \left( \frac{v_V}{v_L} \right)^{\frac{1}{4}} . \quad (79)$$

Kröning /KRÖ-84/ kann zeigen, daß die Korrelation (77) mit den Grenzleerrohr-Geschwindigkeit (78) und (79) unter Verwendung des dimensionslosen hydraulischen Durchmessers  $D_{hyd}^*$  sowohl Durchmesserbereiche, in denen die Wallis-Korrelationen zutreffen, als auch Bereiche, in denen die Kutateladze-Korrelationen anzuwenden sind, zusammenfassend beschreibt. Von dieser Korrelation wird daher in den folgenden Kapiteln noch Gebrauch gemacht.

Mit einer Genauigkeit von  $\pm 15\%$  bezogen auf den Wurzelwert der Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten liefert die Korrelation nach Kröning /KRÖ-84/, Gleichung (77) mit (78) und (79), die Gegenstrombegrenzung für diese spezifischen Strömungskanäle.

#### *Gegenstrombegrenzung in weiteren reaktortypischen Strömungskanälen*

Neben den zahlreichen Untersuchungen zur Gegenstrombegrenzung in vertikalen Rohren werden auch reaktortypische Strömungskanäle wie Brennelementkopfplatte, Ringraum des Reaktordruckgefäßes, Heißer Strang des Reaktorprimärkreislaufs und Brennelementfüße des Siedewasserreaktors hinsichtlich der Gegenstrombegrenzung untersucht. Wegen der beachtlichen Abmessungen dieser Strömungswegen ist der experimentelle Aufwand sehr hoch.

Im Rahmen der Reaktorsicherheitsforschung wurde daher ein trilaterales Wissenschaftsabkommen zwischen USA, Japan und Deutschland geschlossen, um Experimente in Originalgröße dieser Reaktorkomponenten durchführen zu können. Zu diesem Zweck wurde die UPTF-Versuchsanlage /WEI-86/ gebaut. Diese Versuche brachten Messungen zur Gegenstrombegrenzung für die Strömungswegen Ringraum, Brennelementkopfplatte und Heißer Strang in Originalgröße.

Glaeser /GLA-90/ versuchte für diese Strömungswegen unter Einbeziehung von Daten auch aus maßstäblich verkleinerten Versuchseinrichtungen Korrelationen zu entwickeln, die diese Gegenstrombegrenzung für alle Maßstäbe durchgängig beschreiben.

Für reaktortypische Strömungswege, die mit Blick auf Strömungsvorgänge unter Kühlmittelverluststörfällen besondere Bedeutung haben, sind somit Korrelationen zur Gegenstrombegrenzung vorhanden. Es bietet sich daher an, diese korrelierte Datenbasis für eine Berechnung des Unterschieds zwischen den Phasengeschwindigkeiten zu nutzen.

## 6. Die eigene Berechnungsgleichung für die Differenz der Phasengeschwindigkeiten

In letzter Zeit ist erkannt worden /CHA-72/, daß es für die Zweiphasenströmung im wesentlichen zwei Bereiche zu unterscheiden gilt, in denen sowohl der Schlupf als auch der Druckverlust zwischen den Phasen verschiedenen Gesetzmäßigkeiten folgen. Im Bereich der niedrigen Dampfvolumenanteile (z.B. Blasenströmung) ( $\alpha_v < 0.8$ ), in dem die mittlere Dampf-Geschwindigkeit  $V_v$  nicht sehr viel höher ist als die mittlere Wasser-Geschwindigkeit  $V_L$ , bestimmt die Verteilung der beiden Phasen über dem Rohrquerschnitt den Schlupf.

Im Bereich der hohen Dampfvolumenanteile, in dem die mittlere Dampf-Geschwindigkeit  $V_v$  sehr viel größer ist als die mittlere Wasser-Geschwindigkeit  $V_L$ , ist der Einfluß des Impulsaustausches zwischen den beiden Phasen von großer Bedeutung.

Wenn es gelingt, diese in ihren Mechanismen scheinbar sehr verschiedenen Strömungsformen durch einen einheitlichen Ansatz, wie er von Kelly et al. /KEL-74/ vorgeschlagen wird, mit befriedigender Genauigkeit zu berechnen, dann besteht eine Aussicht, auch die übrigen Strömungsformen mit entsprechender Genauigkeit zu berechnen.

Da nach Kelly et al. /KEL-74/ sich der Drift-Term  $V_{vj}$  in Abhängigkeit auch vom Phasenverteilungsparameter  $C_0$  darstellt, kann man annehmen, daß in diesem Ansatz von Kelly das Potential steckt, obiger Anforderung zu genügen. Der Phasenverteilungsparameter hängt gemäß seiner Definition von geometrischen Abmessungen des Strömungsquerschnitts und der Art der zweiphasigen Strömung ab. Folglich würde sich nach Gleichung (66) unter Verwendung des für die Strömungsform zutreffenden Verteilungsparameters  $C_0$  eine Berechnung des zugehörigen Drift-Termes erwarten lassen.



Mit dem Ansatz von Kelly et al. /KEL-74/ besteht darüber hinaus die Möglichkeit einer weiteren Anforderung gerecht zu werden, da in diesem Ansatz Flutbeginn-Korrelationen zur Berechnung des Drift-Terms herangezogen werden. Im Kapitel 2.3 wurde verdeutlicht, daß der Schlupf zwischen den Phasen für jede geometrische Form und Abmessung des durchströmten Kanals verschieden ausfällt. Es ist daher vor allem das Ziel dieser Arbeit, gerade für reaktortypisch geformte Berandungen und entsprechende Abmessungen der durchströmten Kanäle, Berechnungsgleichungen für den Schlupf bzw. für den Dampfvolumentgehalt aufzustellen.

In keiner vorgestellten Korrelation oder Berechnungsgleichung ist die Forderung nach einer Unterscheidung zwischen verschieden geformten Berandungen der durchströmten Kanälen sowie deren Abmessungen Rechnung getragen worden. Lediglich Ishii /ISH-77/ erkennt bei der Bestimmung des Phasenverteilungsparameters Unterschiede zwischen rechteckigen und kreisförmigen Querschnitten. Dagegen werden für reaktortypische Abmessungen ( $0.02 \text{ m} < D_{\text{hyd}} < 2.9 \text{ m}$ ) keine spezifischen Korrelationen von Ishii /ISH-77/ entwickelt.

Durch die Verwendung von Flutbeginn-Korrelationen ergibt sich die Möglichkeit, für die verschieden geformten Berandungen der reaktortypischen Kanäle und ihren spezifischen Abmessungen dieser Zielsetzung näher zu kommen. Für eine große Anzahl von durchströmten Kanälen mit ausgeprägt unterschiedlich geformter Berandung und Abmessung sind Flutbeginn-Messungen ausgeführt worden. Diese Messungen lassen sich im Sinne einer Schlupfberechnung nach Kelly nutzen.

### **6.1. Zusammenhang zwischen Drift und Flutbeginn**

In einem vertikalen Strömungsweg besteht die Möglichkeit, daß die kondensierte Phase (Wasser) der Schwerkraftrichtung folgt, während die leichtere Phase (Dampf) einem in entgegengesetzte Richtung aufgeprägten Druckgradienten folgt.

Die Gegenströmung von Dampf und Wasser ist nur innerhalb gewisser Volumenstromgrenzen möglich. Ist diese Grenze erreicht, so ist eine Steigerung der Phasen-Volumenstromdichte der einen Phase ausgeschlossen, es sei denn, die Phasen-Volumenstromdichte der anderen Phase würde verringert. Wird beispielsweise mehr

---

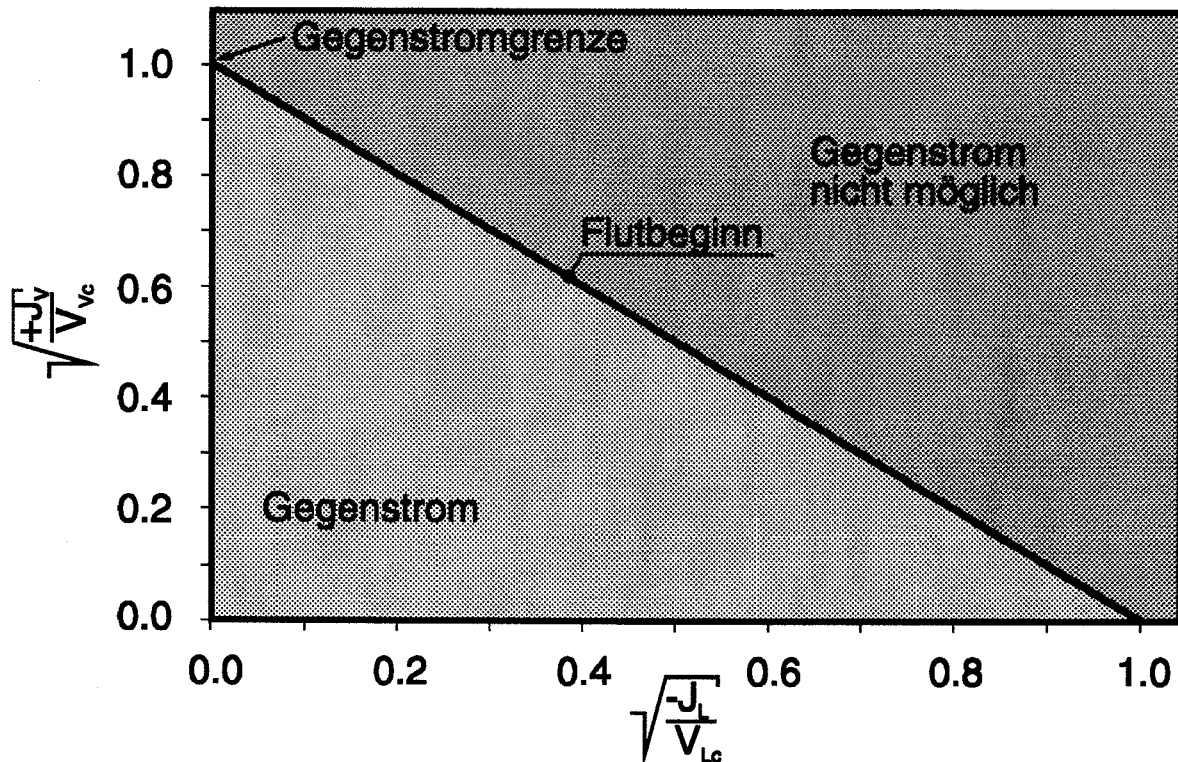
siehe Kapitel 3.2

Wasser dem Strömungsweg aufgegeben als Wasser im Gegenstrom den Dampf passieren kann, so wird nur ein Teil des Wassers den Dampf passieren und die Überschussmenge oberhalb der Einspeisung aufgestaut. Das Einsetzen eines Aufstaus wird als Flutbeginn /KRÖ-84/ und in der englischsprachigen Literatur als "flooding" bezeichnet. Wird nach dem Erreichen des Flutbeginns der Dampf volumensstrom bei konstantem Wasservolumensstrom gesteigert, so verringert sich der Anteil des Wasservolumensstromes, der sich im Gegenstrom zum Dampf bewegt. Bei einem bestimmten Dampf volumensstrom ist der Anteil des im Gegenstrom zum Dampf strömenden Wasservolumensstroms gerade Null. Dieser Zustand wird als Gegenstromgrenze bezeichnet.

Die Wertepaare der Volumensstromdichten der beiden Phasen, die der Situation Flutbeginn zugeordnet sind, lassen sich in einem Volumensstromdichte-Diagramm eintragen. Trägt man entlang deren Achsen die Wurzelfunktion der Phasen-Volumensstromdichten auf, so zeigt sich, daß diese Wertepaare Punkte einer Geraden sind. Um mit dimensionslosen Größen zu arbeiten, werden die Phasen-Volumensstromdichten auf Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten bezogen. Die Volumensstromdichte-Gleichung, die den Flutbeginn beschreibt, lautet dann:

$$\left[ \frac{J_V}{V_{Vc}} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[ \frac{-J_L}{V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1 \quad \text{mit} \quad J_V \geq 0 \quad \text{und} \quad J_L \leq 0 . \quad (80)$$

In dieser Gleichung (80) markieren die Terme  $V_{Vc}$  und  $V_{Lc}$  die Achsenabschnitte des Bildes 2.



**Bild 2:** Flutbeginn

Die geometrisch geformte Berandung des durchströmten Kanals sowie dessen Abmessungen legen fest, bei welchen Volumenstromdichten der Phasen der Flutbeginn auftritt. Man kann den Flutbeginn als eine Eigenheit eines Strömungsweges verstehen. Ähnlich wie die Eigenfrequenz eines schwingungsfähigen Systems, ist der Flutbeginn eine Art Eigenfunktion der zweiphasigen Strömung in einer geometrisch vorgegebenen Form der Berandung des durchströmten Kanals.

Eine Reihe sehr unterschiedlicher Ansätze wurden zur Beschreibung des Flutbeginns vorgeschlagen /BAN-82/. Der Bogen reicht von mechanistischen Ansätzen bis zu rein empirischen Beziehungen. Die bekanntesten Ansätze nutzen den Wallis-Parameter oder den Kutateladze-Parameter zur Bildung einer Korrelation für den Flutbeginn. Diese Parameter sind definiert durch:

$$J_K^* = \sqrt{\frac{J_K^2 \rho_K}{g D (\rho_L - \rho_V)}} \quad K = L, V \quad \text{Wallis-Parameter.}$$

$$Ku_K = \sqrt[4]{\frac{J_K^4 \rho_K^2}{g \sigma (\rho_L - \rho_V)}} \quad K = L, V \quad \text{Kutateladze-Parameter.}$$

Der Index K steht für die Wasserphase L und für die Dampfphase V. Bei Verwendung des Wallis-Parameters ergeben sich beispielsweise für die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten:

$$V_{Vc} = C^2 \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}} \quad (81)$$

$$V_{Lc} = \frac{C^2}{m^2} \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}} \quad (82)$$

Die Parameter m und C werden als von der Form des Querschnitts der Strömungswege abhängige Anpassungsparameter eingesetzt. Je nach Ausgestaltung des Wassereinlaufs variiert der Parameter C zwischen 0.88 und 1.0. Der Parameter m dagegen wird als abhängig vom Stoffsystem gesehen. Für das in Betracht kommende Stoffsystem Wasser/Wasserdampf ist dieser Wert eins.

Es kann ein Zusammenhang zwischen der Gleichung für den Flutbeginn (80) und der Drift-Gleichung (58) nach Zuber und Findlay erwartet werden, da die Drift-Gleichung ohne Einschränkung auch den Bereich des Gegenstroms beschreibt. Um den Zusammenhang zwischen beiden Gleichungen aufzuzeigen, ist es zweckmäßig, zuvor die Gleichung von Zuber und Findlay (58) umzuformen, so daß eine funktionale Abhängigkeit zwischen den Phasenvolumenströmen  $J_L$  und  $J_V$  und den übrigen Termen sichtbar wird. Mit den Definitionsgleichungen (23), (24), (25), (29), (38), (39), (40) und (44) ergibt sich aus der Gleichung nach Zuber und Findlay (58):

$$\frac{1}{A} \int_0^A \varepsilon_V \varepsilon_L v_{Rel} dA = (1 - C_0 \alpha_V) J_V - C_0 \alpha_V J_L \quad (83)$$

Der Integralterm entspricht dem über den Strömungsquerschnitt A gemittelten Drift-Flux, der mit der Kurzbezeichnung  $J_{VL}$  weiterhin geführt wird.

$$\frac{1}{A} \int_0^A \varepsilon_V \varepsilon_L v_{Rel} dA = J_{VL}$$

In der Gleichung (83) lassen sich der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  und der Dampfvolumentgehalt  $\alpha_V$  zu einem neuen Konzentrationsmaß zusammenfassen.

$$C_{0\alpha_V} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V j dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} \frac{1}{\frac{1}{A} \int_0^A j dA} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V j dA}{\frac{1}{A} \int_0^A j dA} = Z_V . \quad (84)$$

Dieses Konzentrationsmaß  $Z_V$  entspricht somit einem mit dem Mischungsvolumenstrom  $j$  gewichteten Mittelwert des mikroskopischen Dampfvolumengehaltes  $\epsilon_V$ . Die Drift-Flux-Gleichung (83) läßt in dieser Form erkennen, daß der Drift-Flux  $J_{VL}$  bestimmt ist, wenn der Wasservolumenstrom  $J_L$ , der Dampfvolumenstrom  $J_V$  und das Konzentrationsmaß  $Z_V$  bestimmt sind.

$$F = (1 - Z_V)J_V - Z_V J_L - J_{VL} = 0 . \quad (85)$$

Wenn man annimmt, daß der Drift-Flux  $J_{VL}$  ausschließlich vom Konzentrationsmaß  $Z_V$  abhängt  $J_{VL} = J_{VL}(Z_V)$ , so beschreibt die Drift-Gleichung (85) eine einparametrische Kurvenschar (Geradenschar)  $F = F(Z_V, J_V, J_L) = 0$  in einem Diagramm mit den Achsen Dampfvolumenstromdichte  $J_V$  und Wasservolumenstromdichte  $J_L$ . Von dieser Kurvenschar  $F(Z_V, J_V, J_L) = 0$  ist zu erwarten, daß sie im Volumenstrom-Quadranten ( $J_V > 0$ ;  $J_L < 0$ ) eine Einhüllende besitzt.

Weiterhin wird jetzt angenommen, daß die Einhüllende zur Gleichung (85) sich mit der Gleichung, die den Flutbeginn beschreibt (80), deckt.

Hinter dieser Annahme steht die Auffassung, daß die Reibungskräfte (Wandreibung und Zwischenphasenreibung), die auf die Phasen Dampf und Wasser einwirken, sich bis zum Flutbeginn monoton aufbauen und im Flutbeginn ihr Maximum erreichen. Dukler und Smith /BAN-82/ zeigen durch Messung des Druckgradienten, daß bis zum Erreichen des Flutbeginns stets ein monotoner Anstieg des Druckgradienten beobachtet wird. Der Anstieg im Druckgradienten läßt auf eine monotone Zunahme dieser Reibungskräfte schließen. Hieraus kann man folgern, daß die auf die Phasen wirkenden Reibungskräfte bereits vor dem Erreichen des Flutbeginns den gleichen Reibungsgesetzmäßigkeiten unterlagen. Somit wird der Flutbeginn nicht als eine spontan auftretende Strömungsformänderung eingeschätzt.

---

siehe hierzu die Anmerkung: Physikalischer Hintergrund zur mathematischen Annahme

$$J_{VL} = J_{VL}(Z_V)$$

Diese Betrachtungsweise setzt allerdings weiterhin voraus, daß Beschleunigungskräfte sowohl in der Dampfphase als auch insbesondere in der Wasserphase vernachlässigbar sind und nicht die Reibungskräfte im Fluid überlagern. Es wird daher davon ausgegangen, daß der Einfluß der Beschleunigungskräfte auf die Phasengeschwindigkeiten bei Flutbeginn durch eine geeignete Wahl der Wassereinspeisevorrichtung im Experiment zurückgedrängt worden ist.

Die Gleichung der Einhüllenden zur Drift-Gleichung (85) kann man aus dem Gleichungssystem:

$$F(Z_V, J_V, J_L) = 0 \quad \text{und} \quad (86a)$$

$$\frac{dF(Z_V, J_V, J_L)}{dZ_V} = 0, \quad (86b)$$

durch Elimination von  $Z_V$  berechnen. Die Auswertung dieses Gleichungssystems würde aber voraussetzen, daß die Funktion  $J_{VL} = J_{VL}(Z_V)$  bekannt wäre, was jedoch zunächst nicht der Fall ist. Dagegen ist die Gleichung der Einhüllenden, von der angenommen wird, daß sie mit der Gleichung für den Flutbeginn (80) identisch ist, bekannt. Somit kann man in Umkehrung der mathematischen Vorgehensweise aus der Vorgabe der Gleichung für den Flutbeginn durch Elimination der Phasenvolumenstromdichten  $J_V$  und  $J_L$  aus dem Gleichungssystem:

$$F(Z_V, J_V, J_L) = 0, \quad (85)$$

$$\frac{dF(Z_V, J_V, J_L)}{dZ_V} = 0 \quad \text{und} \quad (86)$$

$$\left[ \frac{J_V}{V_{Vc}} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[ \frac{-J_L}{V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1. \quad (80)$$

auf den Drift-Flux  $J_{VL}$  schließen. Hierzu wird zunächst aus der Gleichung (85) mit Hilfe von Gleichung (86) die Dampfvolumentromdichte  $J_V$  eliminiert. Es ergibt sich ein Ausdruck für die Wasservolumenstromdichte, der nur noch von den Drift-Termen abhängt:

$$J_L = -(1 - Z_V) \frac{dJ_{VL}}{dZ_V} - J_{VL}. \quad (87)$$

Aus der Gleichung (85) kann ebenfalls mit Hilfe von Gleichung (86) die Wasservolumenstromdichte  $J_L$  eliminiert werden. Es ergibt sich ein Ausdruck für die Dampfvolumenstromdichte zu:

$$J_V = -Z_V \frac{dJ_{VL}}{dZ_V} + J_{VL} . \quad (88)$$

Die Gleichungen (87) und (88) eingesetzt in die Gleichung der Einhüllenden (80) führen zur Drift-Flux-Differentialgleichung:

$$\left[ \frac{J_{VL} - Z_V \frac{dJ_{VL}}{dZ_V}}{V_{Vc}} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[ \frac{J_{VL} + (1 - Z_V) \frac{dJ_{VL}}{dZ_V}}{V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1 . \quad (89)$$

Für diese Differentialgleichung lassen sich zwei physikalische Randbedingungen formulieren. Zurückgehend auf die mikroskopische Definition des Drift-Flux  $J_{VL}$ ,

$$J_{VL} = J_{VL}(Z_V) = \frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V \epsilon_L v_{Rel} dA ,$$

ergibt sich jeweils für den Übergang auf einphasige Wasserströmung ( $\epsilon_V \rightarrow 0$ ) bzw. einphasige Dampfströmung ( $\epsilon_V \rightarrow 1$ ), daß der Drift-Flux verschwindet. Der Drift-Flux verschwindet auch dann, wenn die mikroskopische Relativgeschwindigkeit  $v_{Rel}$  beim Übergang ( $\epsilon_V \rightarrow 0$ ) oder ( $\epsilon_V \rightarrow 1$ ) verschieden von Null sein sollte. Daraus ergibt sich für das Dampfvolumen-Konzentrationsmaß  $Z_V$  ebenfalls, daß beim Übergang zur einphasigen Strömung der Drift-Flux gegen Null strebt. Die Randbedingungen in  $Z_V$  formuliert lauten daher:

$$Z_V \rightarrow 0 \Leftrightarrow J_{VL} \rightarrow 0 . \quad (90)$$

$$Z_V \rightarrow 1 \Leftrightarrow J_{VL} \rightarrow 0 . \quad (91)$$

Als unmittelbare Folge ergeben sich die Gradienten des Drift-Flux  $\frac{dJ_{VL}}{dZ_V}$  an den Rändern des zweiphasigen Gebietes zu:

$$\frac{dJ_{VL}(Z_V = 0)}{dZ_V} = +V_{Lc} . \quad (92)$$

$$\frac{dJ_{VL}(Z_V = 1)}{dZ_V} = -V_{Vc} . \quad (93)$$

Aus der Vielzahl der Funktionen, die Lösung der Differentialgleichung (89) sind, verbleibt nur noch die Funktion:

$$J_{VL} = \frac{Z_V(1-Z_V)}{\frac{Z_V}{V_{Vc}} + \frac{1-Z_V}{V_{Lc}}}. \quad (94)$$

Im Anhang wird ein Verfahren aufgezeigt, das durch Transformation der Ausgangsgleichungen zu einer Lösung der Differentialgleichung (89) führt.

### 6.1.1 Physikalischer Hintergrund der mathematischen Annahme

$$J_{VL} = J_{VL}(Z_V)$$

Nach Gleichung (85) ist ein Zusammenhang für den Drift-Flux  $J_{VL} = J_{VL}(Z_V, J_V, J_L)$  gegeben. Mathematisch möglich wären demnach neben der Abhängigkeit vom Konzentrationsmaß  $Z_V$  auch Abhängigkeiten von Volumenstromdichten  $J_V$  und  $J_L$ . Aus dem Objektivitätskriterium für physikalische Zusammenhänge läßt sich für den Drift-Flux  $J_{VL}$  folgern, daß eine Abhängigkeit vom Konzentrationsmaß  $Z_V$  zulässig ist, dagegen Abhängigkeiten von Volumenstromdichten unzulässig sind.

Das Objektivitätskriterium fordert, daß jeder Zusammenhang zwischen physikalischen Größen gegenüber einer Koordinatentransformation invariant sein muß. Physikalische Größen können nur dann in einen Zusammenhang gebracht werden, wenn jeder bewegte Beobachter gegenüber dem ruhenden Beobachter den Zusammenhang zwischen den Größen in gleicher Weise bestimmen würde.

Die Definition des Drift-Flux  $J_{VL} \equiv \frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V \epsilon_L v_{Rel} dA$  (Gleichung (32)) erfolgt über die lokale Relativgeschwindigkeit  $v_{Rel} = v_V - v_L$ . Jeder Beobachter bestimmt unabhängig von seiner Geschwindigkeit  $V_A$  die Relativgeschwindigkeit in gleicher Weise. Folglich gilt:

$$\frac{1}{A(V_A=0)} \int_0^{A(V_A=0)} \epsilon_V \epsilon_L (v_V - 0 - v_L + 0) dA(V_A=0) =$$

$$\frac{1}{A(V_A \neq 0)} \int_0^{A(V_A \neq 0)} \epsilon_V \epsilon_L (v_V - V_A - v_L + V_A) dA(V_A \neq 0).$$

Der Drift-Flux ist somit eine objektive Größe.



Die Volumenstromdichten der Phasen  $J_k$  ( $k = V, L$ ) haben dagegen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des Betrachters  $V_A$  unterschiedliche Werte:

$$J_k = \frac{1}{A(V_A = 0)} \int_0^{A(V_A=0)} (\epsilon_k v_k - 0) dA \neq \frac{1}{A(V_A \neq 0)} \int_0^{A(V_A \neq 0)} (\epsilon_k v_k - V_A) dA \quad \text{mit } k = V, L.$$

Die Volumenstromdichten sind gemäß dieser Betrachtungsweise nicht objektiv.

Das Konzentrationsmaß  $Z_v$ , das aus dem Produkt von  $C_0$  und  $\alpha_v$  hervorgeht, ist, wie Konzentrationsmaße im allgemeinen, eine objektive Größe.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß die mathematische Annahme  $J_{VL} = J_{VL}(Z_V)$  keine Einschränkung, sondern eine physikalische Notwendigkeit darstellt.

### 6.1.2 Diskussion des Ergebnisses

Das Resultat (94) stellt den gewünschten Zusammenhang zwischen Drift-Flux bzw. Drift-Geschwindigkeit und Flutbeginn her. Da Drift-Geschwindigkeit und Drift-Flux über die mikroskopischen Definitionen für Drift-Geschwindigkeit (29) und Drift-Flux (32) miteinander verknüpft sind,

$$V_{VJ} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V v_{VJ} dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V \epsilon_L v_{Rel} dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} = \frac{J_{VL}}{\alpha_V},$$

ergibt sich die Drift-Geschwindigkeit aus dem Drift-Flux (94) zu:

$$V_{VJ} = \frac{C_0(1 - Z_V)}{\frac{Z_V}{V_{Vc}} + \frac{1 - Z_V}{V_{Lc}}}. \quad (95)$$

Diese Drift-Geschwindigkeit (95) ist mit der nach Kelly /KEL-74/ ermittelten Drift-Geschwindigkeit (66) identisch, wenn für die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten  $V_{Vc}$  und  $V_{Lc}$  die von Kelly vorgeschlagene Flutbeginn-Korrelation nach Pushkina und Sorokin /PUS-69/ ausgewertet wird.

Mit den gleichen mathematischen Methoden läßt sich auch das Konzentrationsmaß  $Z_v$  zu jedem Punkt ( $J_v, -J_L$ ) entlang der Flutbeginn-Gleichung (80) ermitteln. Dazu werden die Geschwindigkeitsterme in Gleichung (80) mit dem Quadrat dimensionsloser Geschwindigkeits-Parameter  $X_v$  und  $X_L$  identifiziert.

$$X_V^2 \equiv \frac{J_V}{V_{Vc}}. \quad (96)$$

$$X_L^2 \equiv \frac{J_L}{V_{Lc}}. \quad (97)$$

Aus der Flutbeginn-Gleichung (80) wird durch Einführung dieser Identitäten die Gleichung (98).

$$X_V + X_L = 1. \quad (98)$$

Dieser lineare Zusammenhang wurde bereits im Wurzel-Diagramm deutlich. Eine Änderung des Parameters  $X_L$  bedeutet eine ebensogroße Änderung des Parameters  $X_V$  in entgegengesetzte Richtung. Mathematisch heißt das, daß das Differential von  $X_L$  nach  $X_V$  gleich -1 ist.

$$\frac{dX_L}{dX_V} = -1. \quad (99)$$

Dieser Zusammenhang zwischen den Geschwindigkeits-Parametern gilt für alle Geschwindigkeiten, die dem Zustand Flutbeginn zugeordnet sind. Die Drift-Flux Gleichung (83) kann ebenfalls durch die mit (96) und (97) definierten Parameter ausgedrückt werden. Es ergibt sich:

$$0 = (1 - Z_V) X_V^2 V_{Vc} + Z_V X_L^2 V_{Lc} - J_{VL}. \quad (100)$$

Wie bisher wird vom Drift-Flux  $J_{VL}$  angenommen, daß nur eine Abhängigkeit hinsichtlich des Konzentrationsmaßes  $Z_V$  besteht. Das Differenzieren dieser Gleichung (100) nach dem Parameter für die Dampfgeschwindigkeit  $X_V$  führt dann auf den Ausdruck:

$$\frac{dX_L}{dX_V} = \frac{2(1 - Z_V) V_{Vc} X_V}{2 Z_V V_{Lc} X_L}. \quad (101)$$

Für den Fall, daß der Flutbeginn vorliegt, muß das Differential  $\frac{dX_L}{dX_V}$  der Drift-Flux-Gleichung (101) mit dem Differential der Flutbeginn-Gleichung (99) identisch werden. Durch diese Gleichsetzung ergibt sich eine Beziehung für das Konzentrationsmaß  $Z_V$  für den Zustand Flutbeginn.

$$+1 = + \frac{(1 - Z_V) V_{Vc} X_V}{Z_V V_{Lc} X_L} \Rightarrow Z_V = \frac{R}{1 + R} \quad \text{mit} \quad R = \frac{V_{Vc} X_V}{V_{Lc} X_L}. \quad (102)$$

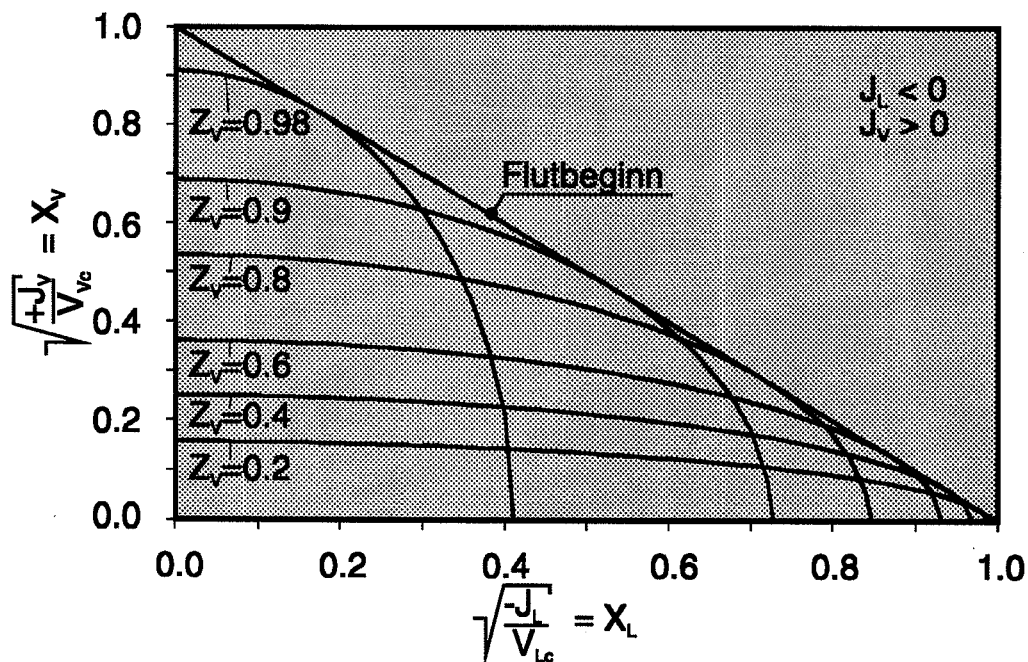
Mit dieser Funktion läßt sich für die Werte des Konzentrationsmaßes  $Z_v$  das zugehörige Wertepaar der Parameter  $X_v$  und  $X_L$  ermitteln. Für die Werte ( $Z_v = 0; 0.5; 1$ ) ergeben sich die folgenden Wertepaare für ( $X_v, X_L$ ):

$$Z_v = 0 \quad \Leftrightarrow \quad R = 0 \Rightarrow \quad X_v = 0 \text{ und } X_L = 1.$$

$$Z_v = 0.5 \quad \Leftrightarrow \quad R = 1 \Rightarrow \quad \frac{X_v}{X_L} = \frac{V_{Lc}}{V_{vc}} \ll 1 \text{ wegen } V_{Lc} \ll V_{vc}.$$

$$Z_v = 1 \quad \Leftrightarrow \quad R \rightarrow \infty \Rightarrow \quad X_v = 1 \text{ und } X_L = 0.$$

Diese Ergebnisse zeigen, daß das Konzentrationsmaß  $Z_v$  längs der Linie für den Flutbeginn im Wurzeldiagramm (Bild 3) bei  $X_L = 1$  mit  $Z_v = 0$  beginnt und monoton bis auf den Wert  $Z_v = 1$  an der Gegenstromgrenze bei  $X_L = 0$  ansteigt. Im Bild 3 ist die Linie für den Flutbeginn (98) bzw. (80) und die Drift-Flux-Gleichung (100) bzw. (83) für konstantes Konzentrationsmaß  $Z_v$  dargestellt.



**Bild 3:** Iso- $Z_v$ -Werte im Wurzel-Diagramm

Besonders wichtig in diesem Zusammenhang ist die Feststellung, daß der Wert  $Z_v = 0.5$  nahe dem Ort bei  $X_L = 1$  liegt. Die Linie für den Flutbeginn ist im wesentlichen den hohen  $Z_v$ -Werten zuzuordnen. Physikalisch bedeutet dies, daß die Strömungsform "Ringströmung" und "Ring/Tropfen-Strömung" überproportional an der Festlegung des Flutbeginns beteiligt ist. Die Strömungsformen im Bereich der niedrigen Dampfvolumentgehalte "Blasenströmung", "Pfropfenströmung" sowie "aufgewühlt,

turbulente Strömung" sind in der Festlegung des Flutbeginns unterrepräsentiert. Eine Berechnung des Drift-Flux für niedrige Dampfvolumenanteile nach dem hier beschriebenen Verfahren erscheint daher fraglich.

## 6.2. Vergleich von Drift-Geschwindigkeiten

Die abgeleitete Beziehung zwischen Drift-Flux und Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten (94) ist in Gleichung (83) einzusetzen, um letztlich einen Zusammenhang zwischen Volumenstromdichten ( $J_V$ ,  $J_L$ ), dem Dampfvolumenanteil ( $\alpha_V$ ), den Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten ( $V_{Vc}$ ,  $V_{Lc}$ ) sowie dem Phasenverteilungsparameter ( $C_0$ ) herzustellen:

$$\frac{\alpha_V C_0 (1 - \alpha_V C_0)}{\frac{\alpha_V C_0}{V_{Vc}} + \frac{1 - \alpha_V C_0}{V_{Lc}}} = (1 - \alpha_V C_0) J_V - \alpha_V C_0 J_L. \quad (103)$$

Es ist nicht zweckmäßig den Phasenverteilungsparameter  $C_0$  mit Hilfe der Beziehung (103) als Funktion der anderen Größen zu ermitteln. Der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  kann bereits aus bewährten Korrelationen entnommen werden. Mit den Gleichungen (59), (60) und (63) wurden bereits Korrelationen des Phasenverteilungsparameters für niedrige und hohe Dampfvolumenanteile angeführt. Ebenso kann man die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten als bekannt voraussetzen. Die Korrelationen (78) und (79) seien hier als Beispiel genannt. Es verbleibt nach Abzug der obengenannten Größen eine Beziehung aus drei Größen, bestehend aus den beiden Volumenstromdichten und dem Dampfvolumenanteil.

Abhängig von der technischen Fragestellung kann es jedoch zweckmäßig sein, die Beziehung (103) nach Linearkombinationen der Größen  $\alpha_V$ ,  $J_V$  und  $J_L$  umzustellen.

Eine solche Linearkombination ist z.B. der Phasenschlupf  $S$ .

$$S = \frac{\alpha_V J_V}{\alpha_V J_L}. \quad (8)$$

Bei Verwendung dieser Definition ergibt sich aus der Beziehung (103):

$$S = \frac{C_0}{C_{0,L}} + \frac{C_0 \alpha_V}{J_L} \frac{1}{\frac{\alpha_V C_0}{V_{Vc}} + \frac{1 - \alpha_V C_0}{V_{Lc}}} \quad \text{mit} \quad C_{0,L} = \frac{1 - C_0 \alpha_V}{1 - \alpha_V}. \quad (104)$$

Ebenso ist es möglich, bei Verwendung der Definitionen für die Flächenmittelwerte mikroskopischer Eigenschaften Gleichung (103) bzw. deren Vorform Gleichung (57) nach der Relativgeschwindigkeit  $V_V - V_L$  aufzulösen. Im Anhang wird die Herleitung erläutert. Das Ergebnis lautet:

$$V_V - V_L = (C_0 - C_{0,L})J + \frac{J_{VL}}{\alpha_V \alpha_L}. \quad (105)$$

Mit Gleichung (94) für den Drift-Flux  $J_{VL}$  wird daraus:

$$V_V - V_L = (C_0 - C_{0,L})J + \frac{C_0 C_{0,L}}{\frac{\alpha_V C_0}{V_{Vc}} + \frac{1 - \alpha_V C_0}{V_{Lc}}}$$

Eine weitere Umformung der Gleichung (103), die den Dampfvolumentgehalt  $\alpha_V$  als Funktion der Volumenstromdichten  $J$  und  $J_V$  angibt lautet:

$$\alpha_V = \frac{1}{2C_0} \frac{1 + \frac{J}{V_{Lc}} + J_V \left( \frac{1}{V_{Lc}} - \frac{1}{V_{Vc}} \right)}{1 + J \left( \frac{1}{V_{Lc}} - \frac{1}{V_{Vc}} \right)} + \frac{1}{C_0} \sqrt{\left[ \frac{1}{2} \frac{1 + \frac{J}{V_{Lc}} + J_V \left( \frac{1}{V_{Lc}} - \frac{1}{V_{Vc}} \right)}{1 + J \left( \frac{1}{V_{Lc}} - \frac{1}{V_{Vc}} \right)} \right]^2 - \frac{\frac{J_V}{V_{Lc}}}{1 + J \left( \frac{1}{V_{Lc}} - \frac{1}{V_{Vc}} \right)}}. \quad (106)$$

Sofern Drift-Korrelationen für einen Vergleich zur Verfügung stehen, ist es zweckmäßig nicht auf der Basis von Dampfvolumentgehalten zu vergleichen, sondern direkt den Drift-Flux bzw. die Drift-Geschwindigkeit als Vergleichsgröße zu nutzen. Gemäß der Drift-Flux-Theorie nach Zuber und Findlay ist eine Trennung nach Drift-Geschwindigkeit bzw. Drift-Flux, also nach den lokalen Geschwindigkeitsunterschieden einerseits und andererseits nach dem Phasenverteilungsparameter  $C_0$ , also nach den profilbedingten Geschwindigkeitsunterschieden, möglich.

In der Form einer Darstellung nach Zuber und Findlay lautet die Gleichung (103):

$$V_V = \frac{J_V}{\alpha_V} = C_0 J + \frac{C_0(1 - \alpha_V C_0)}{\frac{\alpha_V C_0}{V_{Vc}} + \frac{1 - \alpha_V C_0}{V_{Lc}}}. \quad (107)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (107)  $C_0 J$  beschreibt die profilbedingte Voreilung der Dampfgeschwindigkeit vor der Volumenstromdichte der Mischung  $J$  und der zweite Term, die sogenannte Drift-Geschwindigkeit, die die Vorei-

lung der Dampfgeschwindigkeit aufgrund lokaler Geschwindigkeitsunterschiede an gibt.

In der Gleichung für den Phasenschlupf (104) und in der Gleichung für die Relativgeschwindigkeit (105) ist eine solche Trennung nach diesen Anteilen ebenso erkennbar. In Gleichung (104) repräsentiert der erste Term auf der rechten Seite den profilbedingten Phasenschlupf und der zweite den durch lokale Geschwindigkeitsunterschiede entstandenen Phasenschlupf. Ähnliches gilt für die Gleichung (105). Der erste Term auf der rechten Seite repräsentiert die profilbedingte Relativgeschwindigkeit und der zweite Term die durch lokale Geschwindigkeitsunterschiede entstandene Relativgeschwindigkeit.

Den oben genannten Beziehungen (103) bis (106) ist gemeinsam, daß eine Beziehung zwischen dem Dampfvolumengehalt und den Volumenstromdichten der Phasen entsteht, wenn der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  sowie die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten vorliegen.

### 6.2.1 Phasenverteilungsparameter

Ishii /ISH-77/ stellt  $C_0$ -Korrelationen für die zwei wesentlichen Bereiche der Dampfvolumengehalte zusammen. Der Bereich der niedrigen Dampfvolumengehalte zeichnet sich durch konstante Verteilungsparameter aus. Die Gleichungen (59) und (60) wurden hierzu erwähnt. Dagegen findet man im Bereich der hohen Dampfvolumengehalte eine funktionale Abhängigkeit des Verteilungsparameters vom Dampfvolumengehalt. Diese Abhängigkeit ist bereits dadurch begründet, daß gemäß der Definition dieses Verteilungsparameters,

$$C_0 = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v j \, dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_v \, dA \cdot \frac{1}{A} \int_0^A j \, dA},$$

für Dampfvolumengehalte  $\alpha_v$  bzw. mikroskopische Dampfvolumengehalte  $\epsilon_v$  gegen eins dieser Parameter den Wert eins annehmen muß.

Im Bereich der hohen Dampfvolumengehalte muß der Verteilungsparameter dem Strömungsbild Ring/Tropfen-Strömung Rechnung tragen. Je nach Aufteilung des

gesamten Wasservolumenstromes in Wasserfilmströmung und Wassertropfenströmung im Dampfstrom ergeben sich verschieden starke Dampf/Wasser-Entmischungszustände. Durch Einführung eines weiteren Parameters  $E_d$  (entrained droplets) gelang Ishii eine Berechnung des Phasenverteilungsparameters für dieses Strömungsbild. Die resultierende Korrelation wurde mit der Gleichung (63) vorgestellt.

Bei einem Dampfvolumengehalt  $\alpha_v \cong 0.8$  und einem Verteilungsparameter nach Gleichung (59) von etwa 1.2 ist eine Separation der Phasen eingetreten, die dem Grad der Separation nach schon dem Strömungsbild Ringströmung entspricht. Dieser Sachverhalt wird bei Verwendung eines spiegelbildlich definierten Phasenverteilungsparameters  $C_{0,L}$  deutlich.

$$C_{0,L} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L j \, dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L \, dA \cdot \frac{1}{A} \int_0^A j \, dA}$$

Aus den mikroskopischen Definitionen der Verteilungsparameter ergibt sich der makroskopische Zusammenhang:

$$C_{0,L} = \frac{1 - C_0 \alpha_v}{1 - \alpha_v} \quad (107)$$

Die Werte  $C_0 = 1.2$  und  $\alpha_v = 0.8$  in Gleichung (107) eingesetzt, ergeben einen Wert für den spiegelbildlich definierten Verteilungsparameter  $C_{0,L}$  nahe Null. Das bedeutet, daß die höheren mikroskopischen Wasservolumengehalte  $\epsilon_L$  sich in den Strömungsquerschnittsbereichen befinden, in denen die niedrigeren mikroskopischen Volumenstromdichten  $j$  auftreten. Dies entspricht dem Strömungsbild "Ringströmung", weil der Wasserfilm an der Wand des Strömungsweges anliegt und somit bei einer Geschwindigkeitsverteilung über dem Strömungsquerschnitt im Bereich der niedrigen Geschwindigkeiten liegt. Der Parameter  $C_{0,L}$  gibt damit zu erkennen, daß eine nahezu vollständige Separation zwischen Dampf und Wasser vorliegt und somit das Strömungsbild Ringströmung gegeben ist.

Folglich beschreibt die  $C_0$ -Korrelation für niedrige Dampfvolumengehalte ( $\alpha_v < 0.8$ ) auch die Entwicklung zur Ringströmung. Daraus leitet sich für die Zusammenschal-

tung der  $C_0$ -Korrelationen für niedrige und hohe Dampfvolumenanteile ein zwangloser Übergang ab, der durch Gleichung (108) ausgedrückt wird.

$$C_0 = \min(C_0 \text{ nach Gleichung (59) bzw. (60); } C_0 \text{ nach Gleichung (63)). \quad (108)$$

Damit sind für alle Dampfvolumenanteile ( $0 \leq \alpha_v \leq 1$ ) der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  festgelegt. Mit dieser Festlegung wird im Folgenden die abgeleitete Drift-Beziehung ausgewertet.

### 6.2.2 Vergleich für hohe Dampfvolumenanteile

Einen guten Überblick über die Leistungsfähigkeit der abgeleiteten Berechnungsgleichung für die Berechnung des Drifts liefert ein Vergleich mit situationsspezifischen Drift-Korrelationen. Es kann dadurch ein aufwendiger, direkter Vergleich zwischen Meßdaten und berechneten Drift-Daten vermieden werden, da die situationspezifische Drift-Korrelation eine größere Datenmenge repräsentativ zusammenfaßt.

Im Bereich der hohen Dampfvolumenanteile eignet sich die Korrelation von Turner /TUR-66/. Turner bezieht seine Meßdaten aus Untersuchungen zum zweiphasigen, aufwärtsgerichteten Gleichstrom für den Strömungsbereich Ring/Tropfen-Strömung. Er schränkt den Gültigkeitsbereich seiner Korrelation durch folgende Bedingungen ein:

vertikale Ring/Tropfen-Strömung in kreisförmigen Rohrquerschnitten,

$$\text{dimensionsloser Wasservolumenstrom } 0 \leq \sqrt{\frac{\rho_L J_L^2}{g D_{\text{hyd}} (\rho_L - \rho_v)}} \leq 1,$$

$$\text{dimensionsloser Dampfvolumenstrom } 0 \leq \sqrt{\frac{\rho_v J_v^2}{g D_{\text{hyd}} (\rho_L - \rho_v)}} \leq 2.5,$$

$$\text{Rohrdurchmesser } 0.0125\text{m} < D_{\text{hyd}} < 0.05\text{m},$$

$$\text{Systemdruck } 0.1 \text{ MPa} < P < 1.0 \text{ MPa},$$

$$\text{Dampfvolumenanteil } 0.8 < \alpha_v < 0.95,$$

$$\text{Tropfenmitriß } E_d < 0.2.$$



Die Genauigkeit der Korrelation nach Turner wird mit  $\pm 20\%$  angegeben. Die Korrelation lautet:

$$\frac{\sqrt{\frac{\rho_V J_V^2}{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}}}{1 - 3.1(1 - \alpha_V)} - \frac{\sqrt{\frac{\rho_L J_L^2}{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}}}{3.1(1 - \alpha_V)} = 1. \quad (109)$$

Unter Verwendung der Drift-Flux-Gleichung (83) gelingt durch Koeffizientenvergleich eine Zerlegung dieser Korrelation in die Drift-Terme  $C_0$  und  $J_{VL}$ . Die Gleichung (83) wird zur Vorbereitung für den Koeffizientenvergleich in eine Form gebracht, die der von Gleichung (109) entspricht.

$$\frac{\frac{J_V}{V_{Vc}}}{\frac{J_{VL}}{V_{Vc}(1-Z_V)}} - \frac{\frac{J_L}{V_{Lc}}}{\frac{J_{VL}}{V_{Lc}Z_V}} = 1. \quad (110)$$

Die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten entsprechen denen der Gleichungen (81) und (82), wobei die Flutbeginn-Parameter  $m$  und  $C$  für ein vertikales Rohr mit ungestörtem Einlauf und für den hier zu betrachtenden Durchmesserbereich jeweils den Wert eins annehmen ( $m = C = 1$ ).

$$V_{Vc} = \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}}.$$

$$V_{Lc} = \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}}.$$

Die Gegenüberstellung der beiden Gleichungen (109) und (110) zeigt, daß die dimensionslosen Volumenstromdichten der Gleichungen identisch sind. Die Koeffizienten vor den dimensionslosen Volumenstromdichten sind nur noch Funktionen, die vom Dampfvolumentgehalt abhängen, da auch der Drift-Flux  $J_{VL}$  nur vom Konzentrationsmaß  $Z_V$  und den Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten abhängt. Ein Vergleich der Koeffizienten zwischen den Gleichungen (109) und (110) führt zu den Gleichungen:

$$\frac{J_{VL}}{V_{Vc}(1-Z_V)} = 1 - 3.1(1 - \alpha_V). \quad (111)$$

$$\frac{J_{VL}}{V_{Lc}Z_V} = 3.1(1 - \alpha_V). \quad (112)$$

Die Addition der Gleichungen (111) und (112) führt zu dem mit Gleichung (94) identischen Resultat:

$$J_{VL} = \frac{Z_V(1-Z_V)}{\frac{Z_V}{V_{Vc}} + \frac{1-Z_V}{V_{Lc}}}$$

Die Substitution des Drift-Flux aus den Gleichungen (111) und (112) ergibt einen Ausdruck für das Konzentrationsmaß  $Z_V$ :

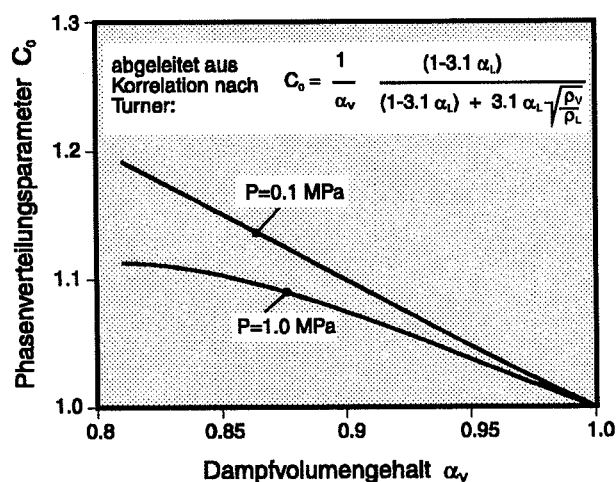
$$Z_V = \frac{(1 - 3.1\alpha_L)V_{Lc}}{(1 - 3.1\alpha_L)V_{Vc} + 3.1\alpha_L V_{Lc}} \quad (113)$$

Die Gleichung (113) kann nach dem Phasenverteilungsparameter  $C_0$ , wegen  $Z_V = C_0\alpha_v$ , aufgelöst werden.

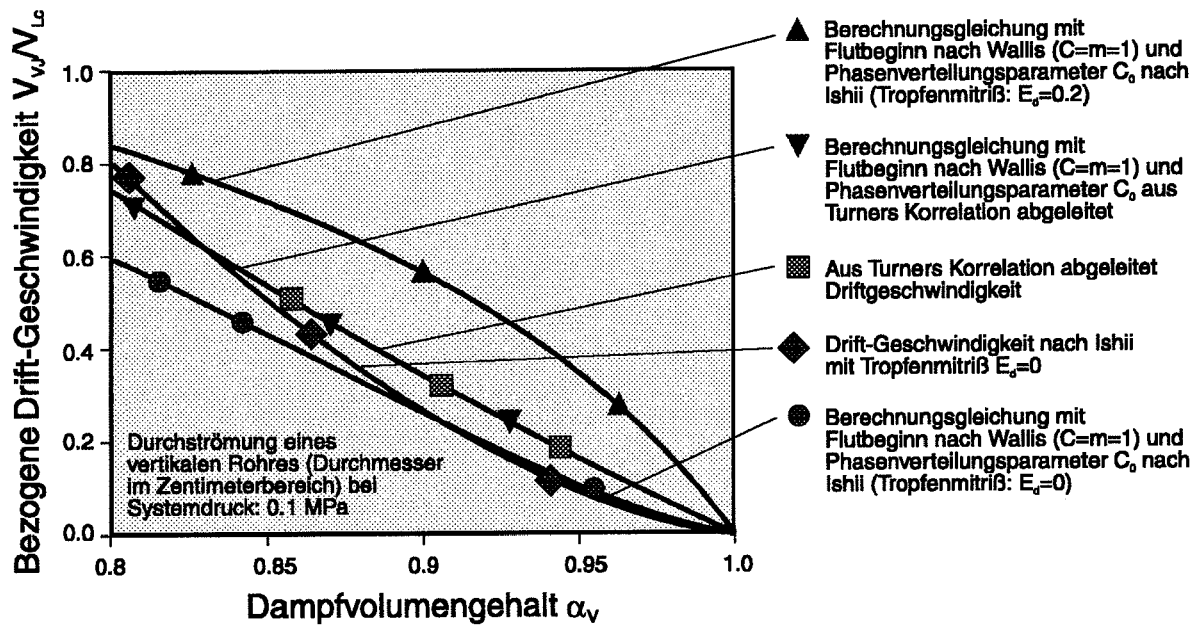
$$C_0 = \frac{1}{\alpha_v} \frac{(1 - 3.1\alpha_L)V_{Lc}}{(1 - 3.1\alpha_L)V_{Vc} + 3.1\alpha_L V_{Lc}}$$

Der Koeffizientenvergleich zeigt, daß bezüglich des Drift-Flux  $J_{VL}$  die abgeleitete Beziehung (94) mit der Drift-Beziehung nach Turner vollkommen identisch ist, wenn der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  nach Gleichung (113) verwendet wird.

Der mit Gleichung (113) berechnete Phasenverteilungsparameter  $C_0$  ist in Bild 4 in Abhängigkeit vom Dampfvolumentgehalt  $\alpha_v$  dargestellt. Zur Auswertung von Gleichung (113) wurden für die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten für Dampf und Wasser gemäß Gleichungen (81) und (82) angesetzt.

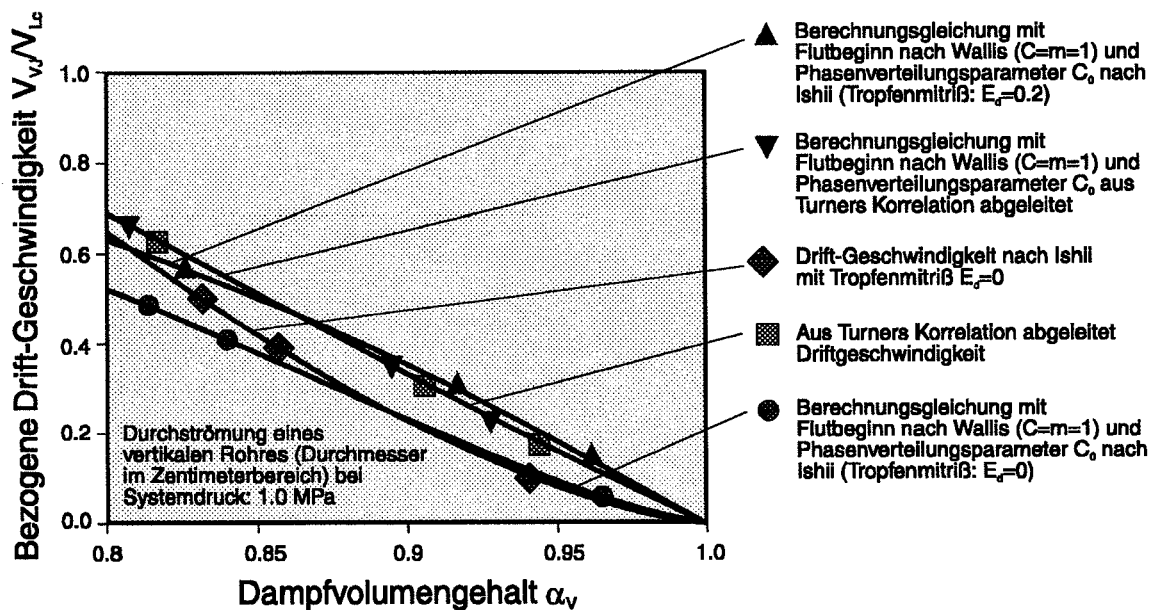


**Bild 4:** Phasenverteilungsparameter  $C_0$ , abgeleitet aus der Turner-Korrelation (109) als Funktion des Dampf- volumengehalts  $\alpha_v$  für die Drücke 0.1 MPa und 1.0 MPa



**Bild 5:** Bezogene Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ} / V_{Lc}$  über Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  für 0.1 MPa

Das Bild 5 zeigt die auf die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit  $V_{Lc}$  bezogene Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ} / V_{Lc}$  in Abhängigkeit vom Dampfvolumengehalt für einen Systemdruck von 0.1 MPa.



**Bild 6:** Bezogene Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ} / V_{Lc}$  über Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  für 1.0 MPa

Das Bild 6 zeigt ebenfalls die auf die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit  $V_{Lc}$  bezogene Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ} / V_{Lc}$  in Abhängigkeit vom Dampfvolumentgehalt für einen Systemdruck von 1.0 MPa.

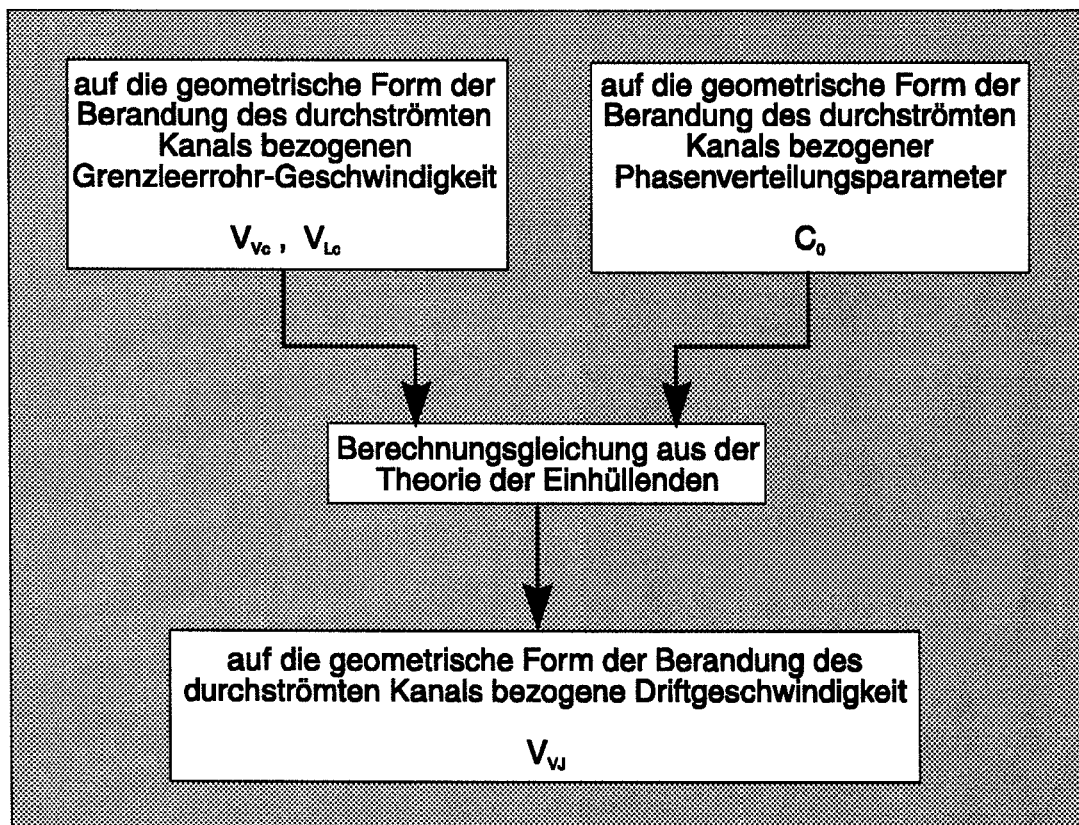
Die in den Bildern 5 und 6 durch einen Kreis markierte Kurve stellt die Berechnungsgleichung (95) unter Verwendung des Phasenverteilungsparameters  $C_0$  nach Gleichung ((63) - Ishii-Korrelation) mit der Annahme, daß der Parameter für den Tropfenmitriß  $E_d$  gleich Null ist, dar. Mit einem aufrechtstehenden Dreieck wird dieselbe Berechnungsgleichung gezeigt, wobei der Parameter für den Tropfenmitriß gerade den Wert 20% annimmt. Die mit einem auf der Spitze stehenden Dreieck gekennzeichnete Kurve zeigt ebenfalls die Berechnungsgleichung (95), wobei der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  nach Gleichung (113), also ausgehend von der Turner-Korrelation (109), berechnet wird. Das einfache Quadrat markiert die Kurve, die die Drift-Geschwindigkeit zeigt, wie sie sich aus der Beziehung von Turner (109) ableiten läßt. Das auf der Spitze stehende Quadrat kennzeichnet die Kurve, die der Ishii-Korrelation entspricht. Diese Korrelation wurde für den Sonderfall, daß der Tropfenmitriß Null ist ( $E_d = 0$ ), ausgewertet.

Die Bilder 5 und 6 verdeutlichen, daß bezüglich der abgeleiteten Berechnungsgleichung unter Verwendung der Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten nach den Gleichungen (81) und (82) und unter Verwendung des Phasenverteilungsparameters nach Turner vollkommene Identität besteht (siehe einerseits Quadrat und andererseits auf der Spitze stehendes Dreieck in den Bildern 5 und 6). Wird statt des Phasenverteilungsparameters  $C_0$  nach Turner die von Ishii ermittelte Beziehung benutzt, dann erhält man aus der abgeleiteten Berechnungsgleichung je nach Tropfenmitriß ( $E_d = 0$  oder  $E_d = 0.2$ ) einen Wert für die Drift-Geschwindigkeit, der bei  $E_d = 0$  überwiegend unter dem der Turner-Drift-Geschwindigkeit liegt, bzw. bei  $E_d = 0.2$  (Bild 5 durchgängig und Bild 6 überwiegend) oberhalb der Turner-Drift-Geschwindigkeit liegt. Damit wird belegt, daß sich die Turner-Meßdaten im angegebenen Intervall des Parameters für den Tropfenmitriß bewegen.

Gleichzeitig belegt dieser Vergleich, daß sich die Berechnungsgleichung von Ishii mit dem Tropfenmitriß-Parameter  $E_d$  bei der Beschreibung der Phasenverteilung für die Strömungsform "Ring-/Tropfenströmung" eignet. Wertet man die Drift-

Geschwindigkeit nach Ishii aus, mit der Nebenbedingung, daß der Parameter  $E_d$  gleich Null ist (auf der Spitze stehendes Quadrat), und vergleicht diese Geschwindigkeit mit der hergeleiteten und unter derselben Nebenbedingung ausgewerteten Berechnungsgleichung (markiert durch Kreis), so ergibt sich auch hier eine weitgehende Übereinstimmung, welche immer genauer zu werden scheint, wenn  $\alpha_v$  gegen eins geht und somit die Annahme  $E_d=0$  auch berechtigt wird.

Aus dem Vorangegangenen kann man schließen, daß für die Durchströmung eines vertikalen Rohres mit hohem Dampfvolumentgehalt, also für die Strömungsbilder "Ringströmung" und "Ring-/Tropfen-Strömung", die hergeleitete Berechnungsgleichung (94) unter Verwendung der entsprechenden Phasenverteilungsparameter  $C_0$  sowie unter Hinzuziehung der entsprechenden Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten gleiche bzw. identische Drift-Geschwindigkeiten vorhersagt, wie die situationsspezifische Drift-Korrelation nach Ishii bzw. wie die für vertikale Rohrströmung ermittelte Beziehung nach Turner.



**Bild 7:** Schematische Darstellung der Entwicklung einer auf die geometrische Form der Berandung des durchströmten Kanals bezogenen Berechnungsgleichung

Das Schema in Bild 7 verdeutlicht die Schlußfolgerung aus dem Vergleich der Drift-Geschwindigkeiten für vertikale Rohrströmung mit hohem Dampfvolumenteil.

### 6.2.3 Vergleich für niedrige Dampfvolumentteile

Die Auswertung der Berechnungsgleichung (95) hinsichtlich der Drift-Geschwindigkeit für die Durchströmung eines vertikalen Rohres mit niedrigem Dampfvolumenteil, was dem Strömungsbild Blasenströmung bzw. Pfropfenströmung entspricht, führt zu einer beträchtlichen Überschätzung der Drift-Geschwindigkeit.

Im Bereich der niedrigen Dampfvolumentteile hat der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  einen konstanten Wert von etwa 1.2. Die Auswertung von Gleichung (95) ergibt für diesen Bereich der Dampfvolumentteile ebenfalls einen konstanten Wert.

$$V_{VJ} = \frac{C_0(1-Z_V)}{\frac{Z_V}{V_{Vc}} + \frac{1-Z_V}{V_{Lc}}} \cong C_0 V_{Lc} \quad \text{wegen} \quad \frac{Z_V}{V_{Vc}} \ll \frac{1-Z_V}{V_{Lc}}. \quad (95)$$

Damit ist die Drift-Geschwindigkeit nach der Berechnungsgleichung (95) im Vergleich zu der Drift-Geschwindigkeit, wie sie für Pfropfenströmung von Zuber und Findlay /ZUB-65/ angegeben wird (siehe Gleichung (114)), um den Faktor 3.4 zu groß.

$$V_{VJ} = 0.35 \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}} = 0.35 V_{Lc}, \quad \text{nach Zuber und Findlay.} \quad (114)$$

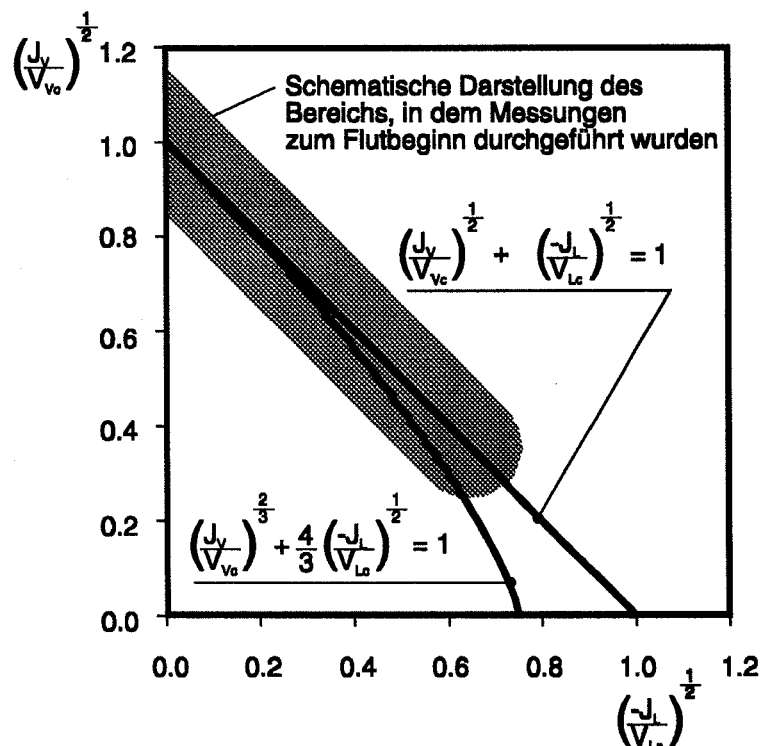
Die Diskrepanz läßt sich teilweise aus einem Anlaufeffekt erklären. Pfropfenströmungen zeigen, daß die Gaspfropfen im Verlauf ihrer Aufwärtsbewegung an Geschwindigkeit zunehmen. Sie holen dabei die vorseilenden Pfropfen ein. Da die Geschwindigkeit eines Pfropfen bis auf das 9-fache anwachsen kann, schlägt Griffith /GRI-62/ vor, den Koeffizienten vor dem Wurzelterm von 0.35 auf 0.52 zu erhöhen, um diesen Anlaufeffekt im Mittel zu berücksichtigen. Legt man den vergrößerten Koeffizienten zugrunde verbleibt dennoch ein Unterschied um den Faktor 2.3.

Die Gültigkeit der Berechnungsgleichung scheint auf die Anwendung im Bereich der hohen Dampfvolumentteile beschränkt zu sein. Der vorliegende Berechnungsgleichung überschätzt erheblich die Drift-Geschwindigkeit bei niedrigen Dampfvolumentteilen.

Im folgenden ist daher zu klären, ob zur Herleitung der Berechnungsgleichung Annahmen enthalten sind, die einer Anwendung für niedrige Dampfvolumentgehalte beeinträchtigen.

## 7. Modifizierte Berechnungsgleichung für niedrige Dampfvolumentgehalte

Im folgenden wird für die vertikalen Strömungswege ein modifizierter Ansatz zur Herleitung der Berechnungsgleichung mit dem Ziel entwickelt, den Gültigkeitsbereich auf den Bereich der niedrigen Dampfvolumentgehalte zu erweitern. Bereits im Bild 3 wurde gezeigt, daß die niedrigen Dampfvolumentgehalte (die Dampfvolumentgehalte  $\alpha_v$  sind näherungsweise identisch mit dem Konzentrationsmaß  $Z_v$ ) entlang der Flutbeginn-Linie nur im unteren Zehntel dieser Linie Werte kleiner als 0.8 aufweisen. Damit sind die Drift-Geschwindigkeiten, die sich aus der Vorgabe dieser Flutbeginn-Linie ergeben, für niedrige Dampfvolumentgehalte im Verhältnis zu den Drift-Geschwindigkeiten der hohen Dampfvolumentgehalte beträchtlich unterrepräsentiert. Hinzu kommt, daß der Verlauf der Flutbeginn-Linie im Bereich der niedrigen Dampfvolumentgehalte nicht mit Meßdaten belegt ist.



**Bild 8:** Schematische Darstellung des Bereichs der Meßdaten für den Flutbeginn als Funktion von dimensionslosen Volumenstromdichten der Phasen

In Bild 8 ist schematisch gezeigt, in welchen Bereichen der Flutbeginn durch Meßdaten belegt ist.

Außerhalb dieses Bereichs ist der Flutbeginn als eine lineare Extrapolation des experimentell gesicherten Flutbeginns bisher angenommen. Eine Alternative zur linearen Extrapolation ist die durch die untere der beiden Kurven angedeutete nicht-lineare Extrapolation. Der unteren Kurve liegt im Unterschied zur oberen (Gleichung (80)) die Gleichung (115) zugrunde.

$$\left[ \frac{J_V}{V_{Vc}} \right]^{\frac{1}{2n}} + \left[ \frac{-J_L}{n^2 V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1 \quad J_V \geq 0 \text{ und } J_L \leq 0 \quad \text{und} \quad n = \frac{3}{4}. \quad (115)$$

Gleichung (115) besitzt die Eigenschaft für beliebige Werte von  $n$  gegen die Funktionswerte der Gleichung (80) zu konvergieren, wenn der Ausdruck  $\frac{J_V}{V_{Vc}}$  hinreichend kleine Werte annimmt.

Wie spätere Vergleiche mit experimentellen Daten verschiedener Quellen aus dem Bereich der niedrigen Dampfvolumengehalte zeigen, liefert ein Wert von  $n=3/4$  in Gleichung (115) eine hinreichende Übereinstimmung mit diesen Daten.

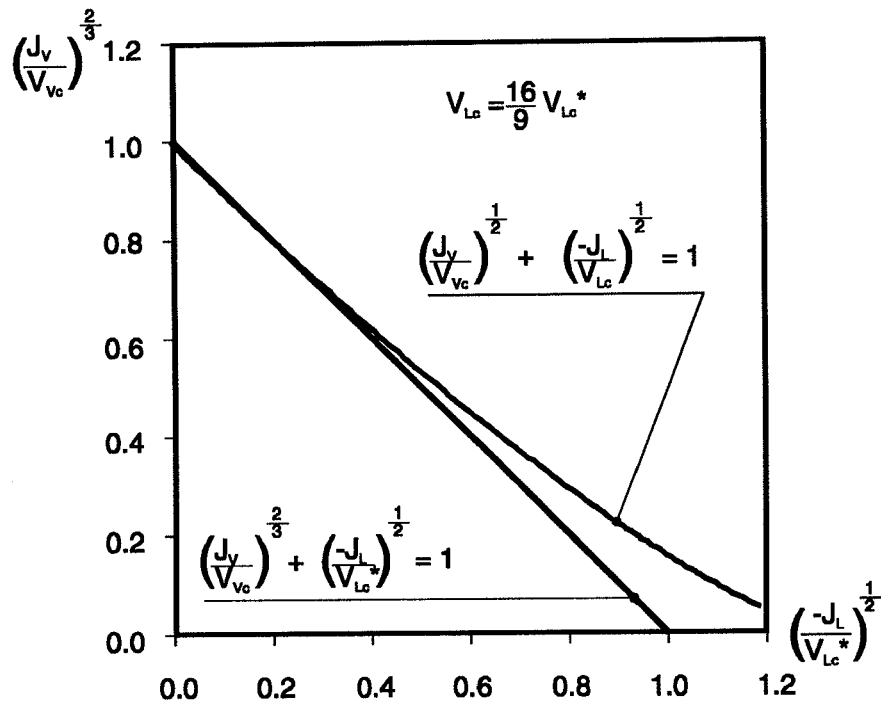
$$\left[ \frac{J_V}{V_{Vc}} \right]^{\frac{2}{3}} + \left[ \frac{-J_L}{\frac{9}{16} V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1 \quad J_V \geq 0 \text{ und } J_L \leq 0. \quad (115)$$

Demzufolge wäre es zweckmäßig Flutbeginn-Messungen nicht wie bisher mit der Quadratwurzel der Dampfvolumenstromdichte zu korrelieren, sondern mit der Potenz von  $2/3$ . Die Auftragung von Flutbeginn-Daten, wie in Bild 9 gezeigt, sollten sich dann für alle Dampfvolumengehalte entlang einer Geraden darstellen.

---

Siehe hierzu die Kapitel 7.1 (Vergleich mit Daten von Kataoka)  
und 7.2 (Vergleich mit Daten von Sudo)





**Bild 9:** Vorschlag zur Darstellung von Flutbeginn-Messungen

Die Auswertung der Flutbeginn-Linie zur Berechnung der Drift-Geschwindigkeit erfolgt anhand des Gleichungssystems, wie es in Kapitel 6.1 ausgeführt wurde.

Gleichungssystem:

$$F(Z_V, J_V, J_L) = 0. \quad (85)$$

$$\frac{dF(Z_V, J_V, J_L)}{dZ_V} = 0. \quad (86)$$

$$\left[ \frac{J_V}{V_{Vc}} \right]^{\frac{2}{3}} + \left[ \frac{-J_L}{\frac{9}{16} V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1. \quad (115)$$

Aus diesem Gleichungssystem ergibt sich für den Drift-Flux der Ausdruck:

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \left[ \frac{1+4T^2}{3T^4} \sqrt{T^2 + \frac{1}{4}} - \frac{1+6T^2}{6T^4} \right] \quad (116)$$

$$\text{mit } T = \frac{3 Z_V V_{Lc}}{4 Z_L V_{Vc}} \quad \text{und mit } Z_L = 1 - Z_V.$$

Im Anhang wird ein Verfahren vorgestellt, das mit Hilfe einer geeigneten Transformation der Ausgangsgleichungen (85), (86) und (115) die Herleitung von Gleichung (116) aufzeigt.

Die Ergebnisse der Gleichung (115) fallen mit denen der Gleichung (80) im Bereich der hohen Dampfvolumenanteile zusammen. Folglich ergeben sich bei Zugrundelegung der modifizierten Flutbeginn-Linie (115) bei hohen Dampfvolumenanteilen näherungsweise die gleichen Drift-Geschwindigkeiten wie nach Gleichung (80). Dagegen ergibt sich für die niedrigen Dampfvolumenanteile eine um etwa den Faktor 9/16 reduzierte Drift-Geschwindigkeit.

Mit dem Zusammenhang  $V_{VJ} = \frac{J_{VL}}{\alpha_V}$  folgt aus Gleichung (116) die Drift-Geschwindigkeit.

$$V_{VJ} = \frac{9}{16} C_0 V_{Lc} \left[ \frac{1+4T^2}{3T^4} \sqrt{T^2 + \frac{1}{4}} - \frac{1+6T^2}{6T^4} \right] \quad (117)$$

mit  $T = \frac{3Z_V V_{Lc}}{4Z_L V_{Vc}}$  und mit  $Z_L = 1 - Z_V$ .

Der Klammerterm von Gleichung (117) bzw. von Gleichung (116) strebt gegen 1, wenn der Dampfvolumenanteil und damit das Konzentrationsmaß  $Z_V$  gegen Null strebt.

$$\left[ \frac{1+4T^2}{3T^4} \sqrt{T^2 + \frac{1}{4}} - \frac{1+6T^2}{6T^4} \right] \rightarrow 1 \Leftrightarrow \alpha_V \rightarrow 0.$$

Somit nimmt für niedrige Dampfvolumenanteile die Drift-Geschwindigkeit den Wert  $V_{VJ} = \frac{9}{16} C_0 V_{Lc}$  an.

### 7.1. Vergleich der berechneten Drift-Geschwindigkeit mit der Drift-Geschwindigkeit nach Kataoka

Die Wiederholung des Vergleichs für vertikale Rohrströmung mit niedrigem Dampfvolumenanteil, also für Pfropfenströmung, zeigt für die Drift-Geschwindigkeit der modifizierten Berechnungsgleichung eine verbesserte Übereinstimmung mit der Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ}$  nach Griffith. Aus der Berechnungsgleichung für die Drift-Geschwindigkeit (117) ergibt sich bei Zugrundelegung derselben Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten nach Wallis (Gleichungen (81) und (82) mit  $m = C = 1$ ) und des für Pfropfenströmung typischen Wertes des Phasenverteilungsparameters  $C_0$  von 1.2 eine Drift-Geschwindigkeit von:

$$V_{VJ} \equiv \frac{9}{16} C_0 V_{Lc} = 0.675 \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}} \quad (118)$$

Gegenüber dem vorgeschlagenen Koeffizienten nach Griffith von 0.52 verbleibt dennoch eine Überschätzung von ca. +30%. In einem weitergehenden Vergleich der Drift-Geschwindigkeiten kann aber gezeigt werden, daß die mit der Berechnungsgleichung (117) berechneten Drift-Geschwindigkeiten durchaus für einen sehr weiten Parameterbereich in Druck und Durchmesser zutreffend sind.

Kataoka und Ishii /KAT-86/ haben mit Blick auf die Strömungsformen Blasenströmung, Pfropfenströmung, Kolbenströmung und aufgewühlt, turbulente Strömung, also denjenigen mit niedrigen Dampfvolumentgehalten ( $\alpha_v < 0.6$ ), die in der Literatur vorhandenen experimentellen Daten zusammengetragen. Betrachtet werden hierbei insbesondere die Zweiphasenströmungen, bei denen die Volumenstromdichte des Wassers nahe Null ist. Die Berechnung des Geschwindigkeitsunterschiedes zwischen Dampf und Wasser geht hier hauptsächlich auf den sogenannten lokalen Geschwindigkeitsunterschied zurück. Dadurch steht die Bedeutung der Drift-Geschwindigkeit gegenüber der Bedeutung des Phasenverteilungsparameters bei der Berechnung des Geschwindigkeitsunterschiedes im Vordergrund.

Zur Korrelation der experimentellen Daten definieren Kataoka und Ishii einen dimensionslosen hydraulischen Durchmesser  $D_{hyd}^*$ , eine Zähigkeitszahl  $N_{\eta L}$  und eine dimensionslose Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ}^+$ .

$$D_{hyd}^* = \frac{D_{hyd}}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}. \quad (119)$$

$$N_{\eta L} = \frac{\eta_L}{\sqrt{\rho_L \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}}. \quad (120)$$

$$V_{VJ}^+ = \frac{V_{VJ}}{\sqrt{\frac{4 \sigma g(\rho_L - \rho_V)}{\rho_L^2}}}. \quad (121)$$

Mit diesen Definitionen gelingt es ihnen, die Drift-Geschwindigkeiten für die

Rohrdurchmesser :  $0.011 \text{ m} < D_{hyd} < 0.61 \text{ m}$ ,

Systemdrücke :  $0.1 \text{ MPa} < P < 13.8 \text{ MPa}$  und

Stoffsysteme : Luft/Wasser, Wasserdampf/Wasser

mit einer Genauigkeit von  $\pm 25\%$  zu korrelieren. Die Korrelation von Kataoka und Ishii lautet:

$$V_{VJ}^+ = 0.0019 D_{hyd}^{*0.809} \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{-0.157} N_{\eta L}^{-0.562} \Leftrightarrow D_{hyd}^* \leq 30. \quad (122a)$$

$$V_{VJ}^+ = 0.03 \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{-0.157} N_{\eta L}^{-0.562} \Leftrightarrow D_{hyd}^* \geq 30. \quad (122b)$$

Kataoka und Ishii stellen anhand der ihnen zur Verfügung stehenden experimentelle Daten fest, daß die Drift-Geschwindigkeit vom Rohrdurchmesser abhängt, sofern die Zweiphasenströmung in vertikalen Rohren mit einem dimensionslosen hydraulischen Durchmesser kleiner 30 stattfindet. Oberhalb dieses dimensionslosen hydraulischen Durchmessers von 30 ist die Drift-Geschwindigkeit unabhängig vom Durchmesser.

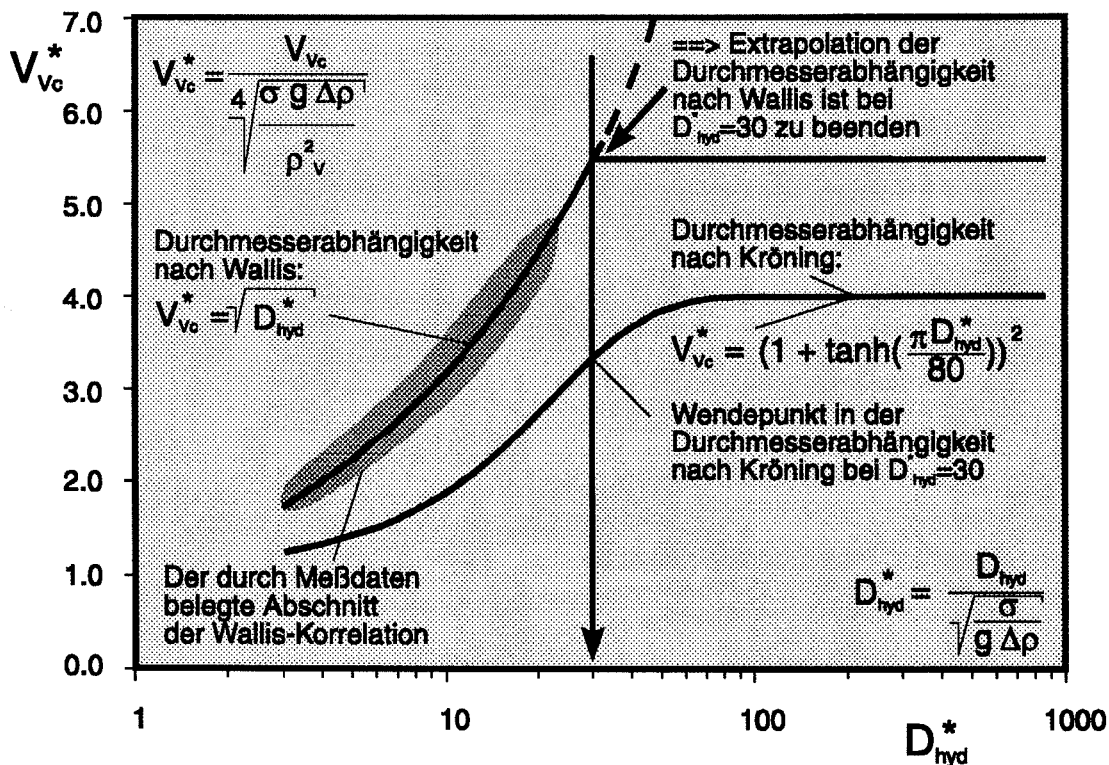
Beim Vergleich der nach Kataoka und Ishii berechneten Drift-Geschwindigkeiten aus Gleichung (122) mit solchen, die sich aus der Gleichung (117) ergeben, ist bezüglich der Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten nachzuprüfen, ob die bisher verwendeten Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten ebenfalls für diesen Durchmesserbereich anwendbar sind.

In einer Zusammenstellung der Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten nach Kröning /KRÖ-84/ findet man ebenfalls eine solche Abhängigkeit. Kröning zeigt, daß der Flutbeginn in vertikalen Strömungswegen sich bei kleinen hydraulischen Durchmessern nach der Wallis-Korrelation und bei großen Durchmessern durch die Kutateladze-Korrelation, einer vom Durchmesser unabhängigen Korrelation, beschreiben läßt. Die Wallis-Korrelation würde bei großen hydraulischen Durchmessern die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit überschätzen. Der Übergang von der Wallis-Korrelation zur Kutateladze-Korrelation wird von Kröning, ohne die Arbeit von Kataoka und Ishii zu benützen, mit einem näherungsweise gleichen dimensionslosen hydraulischen Durchmesser festgestellt.

Nach Kröning ist die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Dampfes abhängig vom benetzbaren Umfang (bei Rohren  $U_{wet} = D_{hyd}\pi$ ). Er entwickelt aus den vorliegenden Meßdaten und eigenen Messungen die Korrelation (123).

$$\frac{V_{Vc}}{4 \sqrt{\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V^2}}} = V_{Vc}^* = \left( 1 + \tanh\left(\frac{D_{hyd}^* \pi}{80}\right) \right)^2 \quad (123)$$

Der Gültigkeitsbereich der Korrelation erstreckt sich auf die Berechnung der Gegenstromgrenze in vertikalen Röhren, in vertikal durchströmten Lochplatten und insbesondere in Stabbündeln. Die Genauigkeit der Korrelation wird vom Autor mit  $\pm 15\%$  auf den Wurzelwert der dimensionslosen Grenzleerrohr-Geschwindigkeit angegeben. Im Bild 10 ist die dimensionslose Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Dampfes  $V_{Vc}^*$  nach Kröning /KRÖ-84/ in Abhängigkeit vom dimensionslosen hydraulischen Durchmesser  $D_{hyd}^*$ , definiert durch Gleichung (119), gezeigt.



**Bild 10:** Dimensionslose Grenzleerrohr-Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom dimensionslosen hydraulischen Durchmesser

Das Diagramm vergleicht die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit für Dampf, wie sie sich aus der Wallis-Korrelation ergibt, mit der von Kröning. In der gewählten Form der Darstellung, dimensionslose Grenzleerrohr-Geschwindigkeit  $V_{Vc}^*$  über dimensionslosem hydraulischen Durchmesser  $D_{hyd}^*$ , sind beide Korrelationen unabhängig vom Druck bzw. von Stoffwerten. Aus der Wallis-Korrelation ergibt sich der Zusammen-

hang zwischen dimensionslosen Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten und dimensionslosem hydraulischen Durchmesser zu:

$$V_{Vc}^* = \sqrt{D_{hyd}^*} \quad (124)$$

Der Vergleich zwischen den Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten für Dampf nach Kröning /KRÖ-84/ und Wallis /WAL-61/ zeigt, daß für Werte des dimensionslosen hydraulischen Durchmessers größer als 30 die Wallis-Korrelation nicht mehr als gültig angesehen werden kann. Dem Vorschlag von Kröning folgend, wird ein konstanter Wert für die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten oberhalb eines Wertes von 30 für den dimensionslosen hydraulischen Durchmesser beibehalten.

Mit der vorangegangenen Untersuchung stellen sich die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten der Phasen für vertikale Rohre verschiedenster Durchmesser wie folgt dar:

$$V_{Vc} = \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}}, \quad (112a)$$

$$V_{Lc} = \sqrt{\frac{g D_{hyd} (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}}, \quad (112b)$$

$$\text{mit } D_{mod} = D_{hyd} \quad \Leftrightarrow D_{hyd}^* < 30,$$

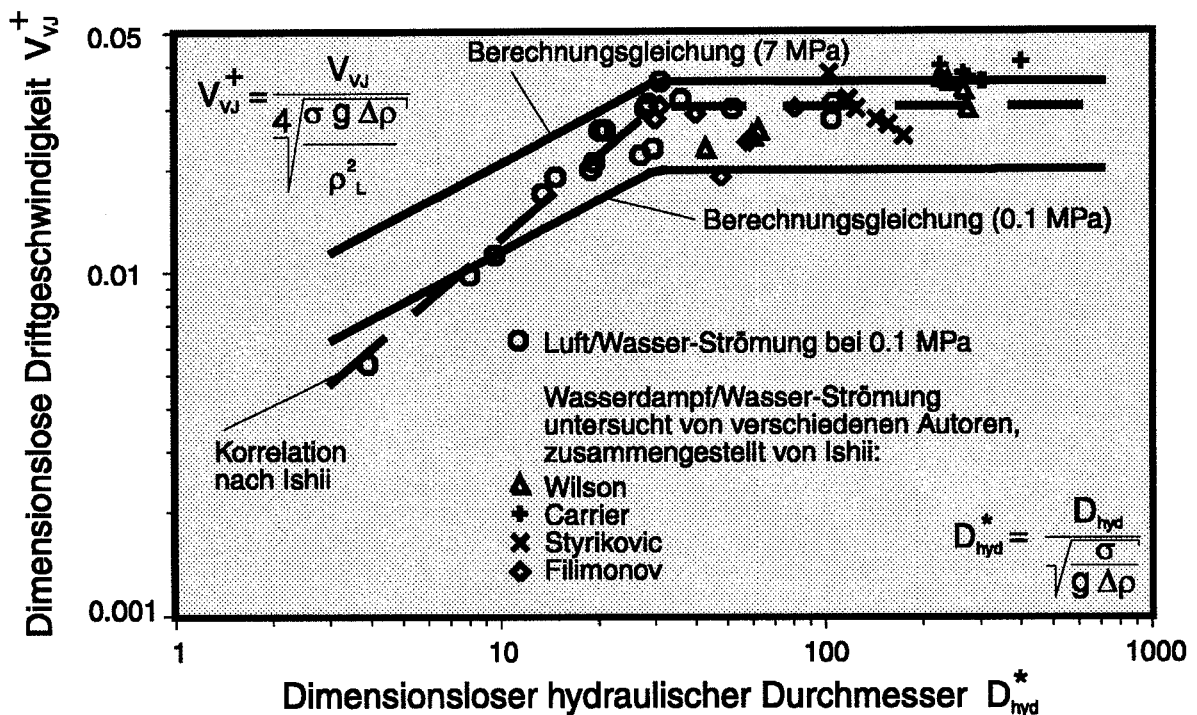
$$\text{und } D_{mod} = 30 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_V - \rho_L)}} \quad \Leftrightarrow D_{hyd}^* \geq 30.$$

Die Berechnungsgleichung (117) ist mit diesen Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten nach Gleichung (112a,b) auszustatten, um in einen Vergleich mit der Korrelation (122) nach Kataoka und Ishii treten zu können. Die Berechnungsgleichung (112a,b) und die Korrelation (122) besitzen, soweit es den Durchmesserbereich betrifft ( $0.01\text{ m} < D_{hyd} < 0.6\text{ m}$ ), denselben Gültigkeitsbereich.

Die Berechnungsgleichung (117) ist neben den Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten auch mit den entsprechenden Phasenverteilungsparametern zu versehen. Da im vorliegenden Vergleich nur die niedrigen Dampfvolumenanteile betrachtet werden, trifft die von Ishii vorgeschlagene Korrelation (59) für vertikale Rohre mit Kreisquerschnitt zu. In der Arbeit von Ishii und Kataoka wird diese Korrelation für den ge-

samen Parameterbereich hinsichtlich Durchmesser und Druck als zutreffend empfohlen.

Kataoka und Ishii /KAT-86/ haben die experimentellen Daten anderer Autoren - z.B. für das System Wasserdampf/Wasser (Autoren: Wilson, Carrier, Styrikovic und Filimonov) - mit Hilfe der von Zuber und Findlay /ZUB-65/ vorgeschlagenen Methode in Drift-Geschwindigkeit und Profilschlupf zerlegt. Die Drift-Geschwindigkeit wird anschließend gemäß Gleichung (121) in eine dimensionslose Form gebracht. Im Bild 11 ist die dimensionslose Drift-Geschwindigkeit  $V_{vj}^+$  nach Kataoka und Ishii über dem dimensionslosen hydraulischen Durchmesser  $D_{hyd}^*$  aufgetragen.



**Bild 11:** Dimensionslose Drift-Geschwindigkeit über dimensionslosem hydraulischen Durchmesser nach Kataoka und Ishii

In das Bild 11 sind zum Vergleich auch die Ergebnisse der Berechnungsgleichung (117) für zwei verschiedene Drücke,  $P = 0.1 \text{ MPa}$  und  $P = 7.0 \text{ MPa}$ , aufgetragen. Der bei der Auswertung der Berechnungsgleichung zugrundeliegende Dampfvolumentgehalt wurde mit 40% konstant eingestellt ( $\alpha_v = 0.4$ ), da für niedrige Dampfvolumentgehalte  $\alpha_v < 0.5$  die Berechnungsgleichung keine Unterschiede erkennen läßt.

Der Vergleich zwischen der Berechnungsgleichung (117) mit den experimentellen Daten verschiedener Autoren, wie sie von Kataoka und Ishii zusammengestellt wurden, belegt, daß mit der Berechnungsgleichung nun auch im Bereich der niedrigen Dampfvolumentgehalte hinreichend genaue Drift-Geschwindigkeiten berechnet werden. Dies gilt für das bis heute bekannte Spektrum der experimentellen Daten für vertikale Rohre. Die Gleichung für  $P = 0.1$  MPa folgt den im Bereich kleiner hydraulischer Durchmesser ermittelten experimentellen Daten aus Luft/Wasser-Versuchen bei atmosphärischen Drücken. Mit gleicher Genauigkeit werden von der Berechnungsgleichung die experimentellen Daten aus Wasserdampf/Wasser-Versuchen im Bereich der größeren hydraulischen Durchmesser wiedergegeben.

Darüber hinaus zeigt der Vergleich, daß die durch die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten vorgegebene Änderung in der Abhängigkeit vom hydraulischen Durchmesser, mit Hilfe von Gleichung (117) übertragen auf Drift-Geschwindigkeiten, seine Berechtigung hat. Sowohl die Drift-Geschwindigkeit als auch die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten erweisen sich ab einem bestimmten dimensionslosen hydraulischen Durchmesser von diesem Durchmesser als unabhängig.

Verallgemeinernd kann man daraus schließen, daß der Einfluß der geometrischen Form der Berandung des durchströmten Kanals, wie er bei der Berechnung von Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten zutage tritt, in gleicher Weise auf die Ausbildung der Drift-Geschwindigkeiten wirkt. Folglich könnte man für beliebig geformte Berandungen durchströmter Kanäle, sofern Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten zu diesen Kanälen vorliegen, mit Hilfe der vorgeschlagenen Methode die formspezifischen Drift-Geschwindigkeiten berechnen.

## **7.2. Vergleich der hergeleiteten Drift-Geschwindigkeit mit der Drift-Geschwindigkeit nach Sudo**

Für vertikale Rohre verschiedenster Durchmesser wurden von Sudo /SUD-80/ die Dampfvolumentgehalt-Messungen aus einer Vielzahl von Veröffentlichungen zusammengestellt. Das gesamte Spektrum der Dampfvolumentgehalte von  $0 < \alpha_v < 1$  wird

---

Im Kapitel 8 wird unter Anwendung dieser Methode die Umströmung von Stabbündeln noch näher untersucht.



von diesen zitierten Veröffentlichungen abgedeckt. Die Zusammenstellung von Sudo umfaßt im wesentlichen auch hier nur die Strömungen mit stagnierendem Wasser.

Sudo trennt nicht wie im Vorangegangenen bei Kataoka und Ishii nach Drift-Geschwindigkeit und Profilschlupf. Er bemüht sich, den Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  direkt in eine Abhängigkeit zum Dampfvolumenstrom zu bringen.

Durch eine Dimensionsanalyse gelingt es ihm, Korrelationsparameter zu entwickeln, mit deren Hilfe der Zusammenhang zwischen Volumenstromdichte des Dampfes  $J_v$  und Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  mit einer Genauigkeit von  $\pm 15\%$  beschrieben werden kann. Der Korrelationsparameter für den Dampfvolumengehalt ist nach Sudo definiert durch:

$$Y = \frac{\left( \sqrt{\frac{\sigma}{g \rho_L D_{hyd}^2}} \right)^{0.128}}{\left( \frac{\eta_L}{\eta_V} \right)^{0.125}} \frac{1}{\alpha_v}. \quad (126)$$

Der Korrelationsparameter für die Volumenstromdichte ist definiert durch:

$$X = \frac{\left( \frac{\eta_L}{\eta_V} \right)^{0.82}}{\left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.2}} \frac{J_v \eta_V}{\sigma}. \quad (127)$$

Die Korrelationsparameter werden durch einen einfachen Potenzansatz der Form

$$Y = a X^b. \quad (128)$$

verknüpft. Nach Sudo werden drei Strömungsformen unterschieden. Strömungsform 1 entspricht den Strömungsbildern Blasenströmung und Pfropfenströmung. Strömungsform 2 wird dem Strömungsbild einer voll ausgebildeten Pfropfenströmung zugeordnet. Sudo nimmt an, daß die Strömungsform 3 sich auf Ringtropfenströmung erstreckt. Zu jeder Strömungsform wurden der Koeffizient  $a$  und der Exponent  $b$  nach dem Prinzip der geringsten Abweichungen bestimmt.

Strömungsform 1:

$$a = 5.23 \cdot 10^{-3}, b = -0.704 \quad \iff \quad X < 5 \cdot 10^{-4}. \quad (129a)$$

Strömungsform 2:

$$a = 9.30 \cdot 10^{-2}, b = -0.325 \quad \Longleftrightarrow \quad 5 \cdot 10^{-4} < X < 4 \cdot 10^{-3}. \quad (129b)$$

Strömungsform 3:

$$a = 5.40 \cdot 10^{-1}, b = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad 4 \cdot 10^{-3} < X. \quad (129c)$$

Die Korrelation nach Sudo ist durch die folgenden Strömungsparameter beschränkt:

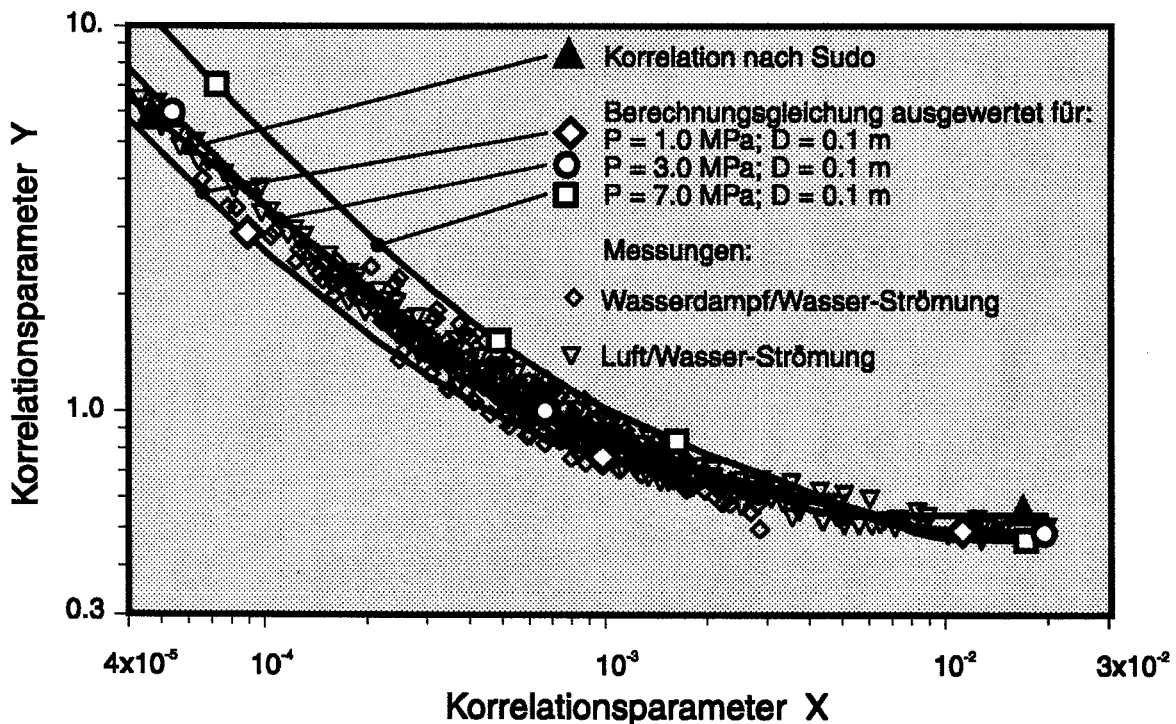
vertikale Strömung in kreisförmigem Rohrquerschnitt,

Volumenstromdichte des Wassers:  $0 \text{ m/s} < J_L < 0.3 \text{ m/s}$ ,

Rohrdurchmesser:  $0.063 \text{ m} < D_{\text{hyd}} < 0.485 \text{ m}$ ,

Systemdruck:  $0.6 \text{ MPa} < P < 11.1 \text{ MPa}$ .

Sudo wählt zur Darstellung der Daten die Auftragung Korrelationsparameter Y über Korrelationsparameter X. Diese Darstellungsform wird in Bild 12 übernommen.



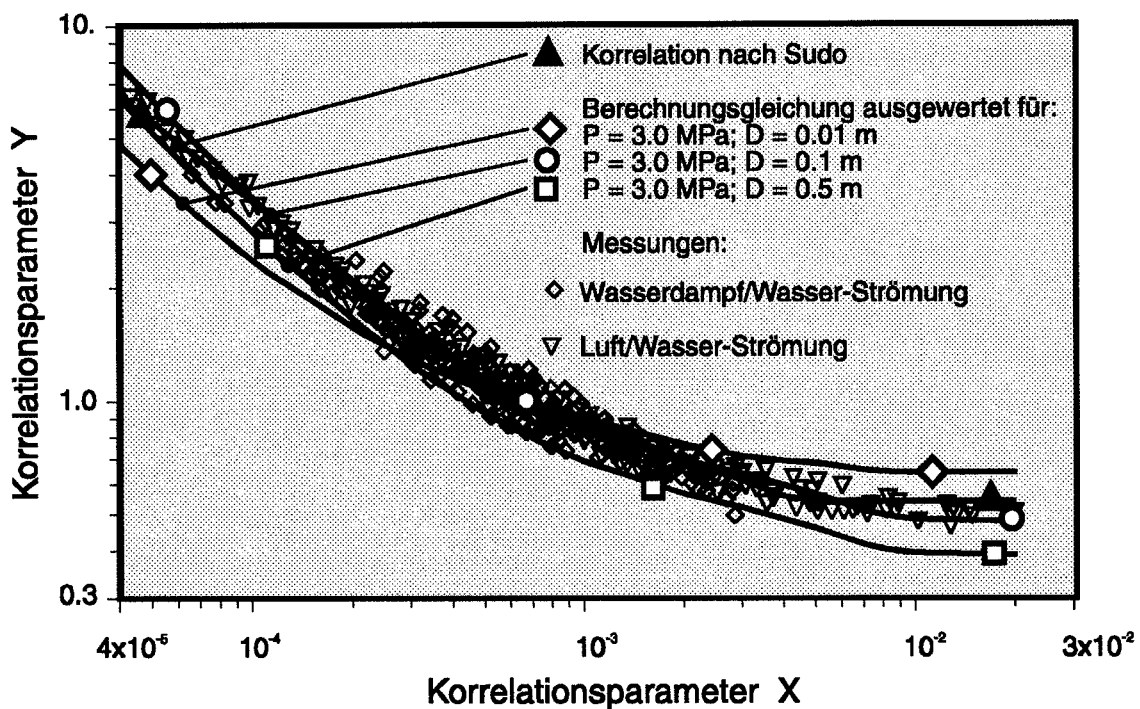
**Bild 12:** Korrelationsparameter Y über Korrelationsparameter X nach Sudo im Vergleich mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (108), (112a) und (112b) für  $J_L=0$ ) für drei verschiedene Drücke

Das Bild 12 enthält die von Sudo zusammengestellten experimentellen Daten, die von ihm entwickelte Korrelation (120) als fettgedruckte Linie und zum Vergleich auch die auf Y-Werte umgerechneten Dampfvolumenanteile, wie sie sich aus der hergeleiteten Berechnungsgleichung (116) in Verbindung mit Gleichung (83) unter

der Nebenbedingung stagnierende Wasservolumenstromdichte  $J_L = 0$  ergeben. Die Berechnungsgleichung wurde auch hier wieder mit den Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten (112a,b) ausgestattet. Hinsichtlich des Phasenverteilungsparameters wird von der Gleichung (108) Gebrauch gemacht, da der gesamte Bereich der Dampfvolumentgehalte zu beschreiben ist.

Im Bild 12 ist die Berechnungsgleichung zunächst für einen konstanten Rohrdurchmesser von  $D_{hyd} = 0.1$  m und drei verschiedene Drücke  $P = 1.0$  MPa,  $P = 3.0$  MPa und  $P = 7.0$  MPa, gezeigt.

Im Unterschied dazu ist im Bild 13 dieselbe Berechnungsgleichung für einen konstanten Druck von  $P = 3.0$  MPa, aber dafür mit verschiedenen Durchmessern  $D_{hyd} = 0.01$  m,  $D_{hyd} = 0.10$  m und  $D_{hyd} = 0.50$  m dargestellt.



**Bild 13:** Korrelationsparameter Y über Korrelationsparameter X nach Sudo im Vergleich mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (108), (112a) und (112b) für  $J_L = 0$  für drei verschiedene Durchmesser

Der Vergleich zwischen der Berechnungsgleichung (Gleichungen (116) und (83) mit  $C_0$  nach Gleichung (108) und Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten nach Gleichung (112a,b), ausgewertet unter der Nebenbedingung verschwindender Wasservolumenstromdichte  $J_L=0$ ) und der Korrelation nach Sudo (128) zeigt, daß für einen

durchschnittlichen Druck  $P$  von 3.0 MPa und für einen durchschnittlichen Durchmesser  $D_{\text{hyd}}$  von 0.1 m in den X- und Y-Werten praktisch keine Unterschiede bestehen. Abweichend von diesen durchschnittlichen Werten für Druck und Durchmesser wird hinsichtlich des Vergleichs für verschiedene Drücke im Rahmen der von  $\pm 15\%$  - Toleranz eine systematische Unterscheidung in den Strömungsregimen 1 und 2 zwischen der Korrelation und der Berechnungsgleichung erkennbar. Hinsichtlich der Durchmesser-Variation ist keine systematische Unterscheidung in diesen Regimen erkennbar.

Für die Strömungsform 3 (hohe Dampfvolumengehalte) wird bei der Durchmesser-Variation von der Berechnungsgleichung eine stärkere Abhängigkeit vorhergesagt. Die Versuchsdaten zur Strömungsform 3 bestehen im wesentlichen aus Luft/Wasser-Versuchen von Smissaert et al. /SMI-63/. Smissaert führte seine Versuche an einem Rohr mit einem inneren Durchmesser von 70 mm durch. Man erkennt an Bild 13, daß die Berechnungsgleichung für diesen Durchmesserbereich  $D_{\text{hyd}} = 0.1$  m sich mit den experimentellen Werten deckt.

Der Vergleich mit der Datenzusammenstellung nach Sudo beweist damit, daß von der Berechnungsgleichung hinsichtlich der Vorhersage der Dampfvolumengehalte für das gesamte Spektrum der Dampfvolumengehalte ( $0 < \alpha_v < 1$ ) für die Stoffsysteme Wasserdampf/Wasser und Luft/Wasser sowie für einen weiten Durchmesser- und Druckbereich und für die von Sudo angeführten Strömungsform 1 bis 3 die gemessenen Werte mit ähnlicher Genauigkeit der Sudo-Korrelation ermittelt werden.

## **8. Strömung zwischen beheizten Stabbündeln**

Für Strömungen in vertikalen Rohren mit kreisförmigem Rohrquerschnitt zeigten die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten mit den Drift-Geschwindigkeiten hinsichtlich der Durchmesserabhängigkeit eine bemerkenswerte Übereinstimmung. Sowohl die Drift-Geschwindigkeiten als auch die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten nehmen nicht mehr mit dem Rohrdurchmesser zu, wenn der dimensionslose hydraulische Durchmesser  $D_{\text{hyd}}^*$  den Wert von 30 übersteigt. Aus dieser Beobachtung heraus kann man erwarten, daß neben dieser speziellen Übereinstimmung hinsichtlich der Durchmesserabhängigkeit auch eine allgemeine Übereinstimmung, also einer hin-

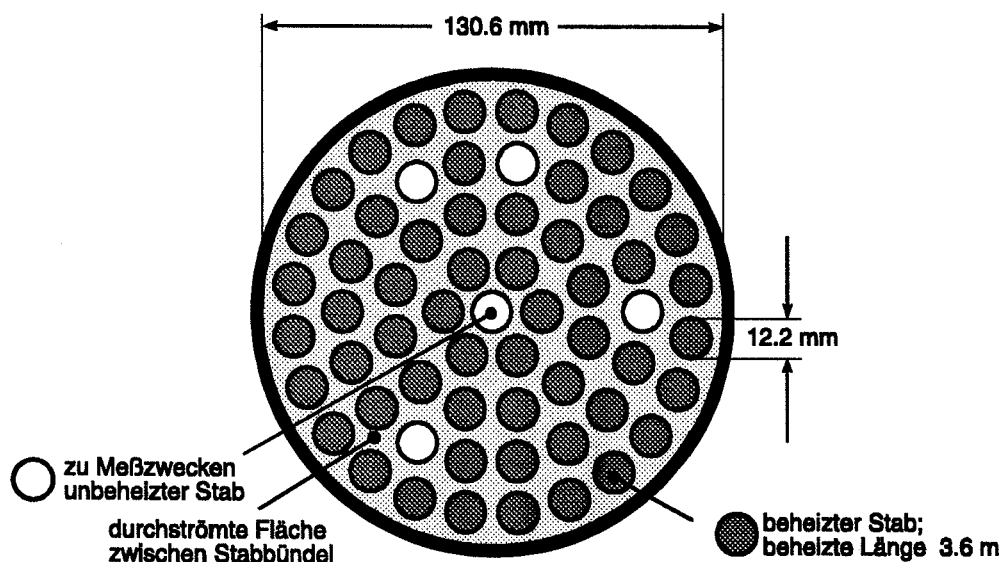
sichtlich eines Einflusses, der sich aus der geometrischen Form der Berandung des durchströmten Kanals ergibt, zu finden ist.

Mit der Theorie der Einhüllenden wurde bereits dieser Zusammenhang im Ansatz unterstellt, so daß die resultierende Berechnungsgleichung (117) das Instrumentarium darstellt, um aus spezifischen Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten spezifische Drift-Geschwindigkeiten zu berechnen. Im Folgenden wird dieser Sachverhalt am Beispiel der vertikalen Strömung zwischen Stabbündeln untermauert.

Die Entwicklung einer auf die geometrische Form der Berandung des durchströmten Kanals bezogenen Berechnungsgleichung geht vom Vorliegen der auf denselben Kanal bezogenen Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten  $V_{vc}$  und  $V_{Lc}$  sowie vom Vorliegen des ebenfalls auf denselben Kanal bezogenen Phasenverteilungsparameters  $C_0$  aus. In Bild 7 wurde bereits diese Vorgehensweise zur Herleitung einer spezifischen Berechnungsgleichung schematisch dargestellt.

### 8.1. Grenzleerrohr-Geschwindigkeit für umströmte Stabbündel

Für vertikale Strömungen zwischen Stabbündeln wurden von Kröning /KRÖ-84/ Korrelationen für die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten  $V_{vc}$  und  $V_{Lc}$  anhand von eigenen Messungen und Messungen anderer Autoren erstellt.



**Bild 14:** Strömungskanäle zwischen Stabbündel

Bild 14 zeigt die Abmessungen der Strömungskanäle zwischen Stabbündel, wie sie in der THETIS-Versuchseinrichtung vorliegen. Diese Versuchseinrichtung simuliert mit Hilfe von Heizleiterstäben die Bedingungen in Kühlkanälen von Reaktoren.

Die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Dampfes  $V_{vc}$  lautet nach Kröning für den Strömungsweg Stabbündel (siehe auch Gleichung (123) hierzu):

$$V_{vc} = 4 \sqrt{\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V^2}} \left( 1 + \tanh\left(\frac{D_{hyd}^* \pi}{80}\right) \right)^2 \quad (130)$$

Die Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Wassers  $V_{Lc}$  lautet nach Kröning für denselben Strömungsweg:

$$V_{Lc} = 4 \sqrt{\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L^2}} \left(\frac{3}{2}\right) \left(\frac{v_V}{v_L}\right)^{0.25} \quad (131)$$

Mit diesen für die geometrische Form der Berandung des durchströmten Kanals zutreffenden Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten wird die Berechnungsgleichung (116) ausgestattet. Zur Komplettierung der Berechnungsgleichung ist nach dem Schema aus Bild 7 der auf die geometrische Form der Berandung des durchströmten Kanals zutreffende Phasenverteilungsparameter erforderlich.

## 8.2. Phasenverteilungsparameter für umströmte Stabbündel

Für Strömungen zwischen Stabbündeln steht nach Shires et al. /SHI-80/ der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  bzw. dessen Abhängigkeit vom Druck im Widerspruch zum Parameter, wie er z.B. von Ishii ermittelt wurde. Shires et al. /SHI-80/ untersuchen an einem 3.6m langen Stabbündel, bestehend aus 61 Stäben mit einem Stabdurchmesser von 12.2 mm, in Abhängigkeit vom Druck und von der zugeführten Leistung den Anstieg des Gemischspiegels. In dieser Versuchsanordnung, die unter dem Namen THETIS geführt wird, ist zunächst keine lokale Dampfvolumentgehalt-Messung vorgesehen. Statt dessen werden der Höhenstand des zweiphasigen Gemischspiegels, der Höhenstand des kollabierten zweiphasigen Gemisches und der Höhenstand des Ortes, an dem Sättigungstemperatur vorliegt, berechnet, um auf einen mittleren Dampfvolumentgehalt zwischen diesem Ort und dem Ort des Gemischspiegels ( $\alpha_v$ ) zu schließen. Aus der Messung des eintretenden Wassermassenstromes wird unter Verwendung einer Energiebilanz für denselben Abschnitt im Stab-

bündel die mittlere Dampfgeschwindigkeit berechnet. Aus diesen beiden räumlich gemittelten Werten (mittlerer Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  und mittlere Dampfgeschwindigkeit  $\underline{V}_v$ ) und der Annahme, daß die Wassergeschwindigkeit nahe Null ist, wird mit dem von Zuber und Findlay beschriebenen Verfahren der Phasenverteilungsparameter und die Drift-Geschwindigkeit errechnet. Es ergeben sich mit dieser Methode Phasenverteilungsparameter  $C_0$ , die Werte zwischen 1.1 und 2 je nach Druck aufweisen.

Im Gegensatz zu den Werten, die von Ishii ermittelt wurden, nehmen die Phasenverteilungsparameter für Stabbündel mit steigendem Druck zu. Dies widerspricht der Vorstellung, daß bei Verringerung der Dichtedifferenz durch Druckzunahme die Neigung zur Konzentration der Dampfphase im Strömungskern abnimmt.

Dieselbe Beobachtung bezüglich des Phasenverteilungsparameters beschreiben Jowitt und Shires /JOW-82/ mit Bezug auf ihre Untersuchungen an der THETIS-Versuchseinrichtung. In Ergänzung zu den obigen Versuchen berechnen sie auch lokale Dampfvolumengehalte anhand von 12 Differenzdruck-Messungen entlang des Stabbündels.

Aus den Versuchsdaten ermitteln sie nach obiger Methode wieder den Phasenverteilungsparameter und korrelieren ihn zu:

$$C_0 = 1 + 0.796 e^{\left(-0.061 \sqrt{\frac{PL}{PV}}\right)} \quad (132)$$

Hiernach nimmt  $C_0$  mit steigendem Druck zu. Für einen Druck von 0.2 MPa ergibt sich aus dieser Beziehung der Wert für  $C_0$  zu 1.14 und für einen Druck von 3 MPa der Wert 1.5. Jowitt und Shires versuchen diese Ergebnisse durch die Vorstellung zu erklären, daß in verschiedenen Unterkanälen, die von den Stabbündel gebildet werden, die auftretenden Strömungsformen sich stark voneinander unterscheiden. Während in einem Unterkanal beispielsweise eine nach unten gerichtete Blasenströmung stattfindet, zeigt sich im benachbarten Unterkanal eine aufwärtsgerichtete aufgewühlte, turbulente Strömung. Dieses vermutete inhomogene Verhalten zwischen den Kühlkanälen soll nach Meinung der Autoren zu diesen ungewöhnlichen Phasenverteilungsparametern führen.

Da keine optischen Beobachtungen oder detaillierteren Messungen vorliegen, die diese Vermutung stützen, wird hier der Versuch unternommen, mit den üblichen Korrelationen für Phasenverteilungsparameter auszukommen.

Der Strömungsquerschnitt eines Unterkanals, der von Stabbündeln gebildet wird, entspricht im weiteren Sinne dem eines Quadrats, also dem Sonderfall eines Rechtecks, für das Ishii einen Phasenverteilungsparameter nach Gleichung (60) ermittelt. Es wurde bereits festgestellt, daß Gleichung (132) im Bezug auf die Druckabhängigkeit eine gegenläufige Tendenz verglichen mit Gleichung (60) besitzt. Gleichung (132) erscheint als nicht plausibel, da bei zunehmendem Druck ein wachsender Phasenverteilungsparameter berechnet wird. Für zunehmenden Druck ist jedoch zu erwarten, daß die Homogenität der zweiphasigen Strömung, wegen der geringer werdenden Dichtedifferenz, zunimmt. Dies würde sich in einem Phasenverteilungsparameter, der gegen eins strebt, ausdrücken, wie dies bei Gleichung (60) der Fall ist. Für die weiteren Auswertungen wird daher nicht die spezifische Gleichung (132) sondern Gleichung (60) verwendet.

Für den Bereich der hohen Dampfvolumenanteile wird, sofern dieser Bereich überhaupt angesprochen wird, wie bisher die Gleichung (64) verwendet.

Die Überlagerung des axialen Strömungsvorgangs mit einer radialen Wärmeübertragung führt zu Besonderheiten in der Phasenverteilung im Unterkanal, die im Phasenverteilungsparameter  $C_0$  zu berücksichtigen sind.

Der Wärmeeintrag von der Stabbündeloberfläche in das axial vorbeiströmende Fluid führt beim Sieden zur Dampfblasenbildung an dieser Oberfläche. Damit konzentriert sich der Dampf im Querschnittsbereich der niedrigen Geschwindigkeiten. Der Verteilungsparameter nimmt somit Werte kleiner eins an. Mit zunehmendem Blasenwachstum, also mit höheren Dampfvolumenanteilen, werden diese Blasen abgerissen und treiben in den Querschnittsbereich der höheren Geschwindigkeiten. Der Verteilungsparameter nimmt dadurch wieder auf den üblichen Wert zu. Ishii korreliert diesen Effekt mit dem Dampfvolumenanteil. Der mit den bisherigen Korrelationen berechnete Wert des Phasenverteilungsparameters (Gleichung (60)) wird mit einer Dampfvolumenanteil-Funktion multipliziert. Es ergibt sich nach Ishii:



$$C_0 = \left(1 - e^{-18\alpha_v}\right) \left(1.35 - 0.35 \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_L}}\right). \quad (133)$$

Die Exponential-Funktion ist nur bei einem Dampfvolumentgehalt von weniger als 10% wirksam. Bei verschwindendem Dampfvolumentgehalt nähert sich der Verteilungsparameter  $C_0$  dem Wert Null.

Die Berechnungsgleichung für Stabbündel besteht somit aus den Gleichungen (83), (116), (130), (131) und (133). Die Berechnung des Dampfvolumentgehalts erfolgt unter der Nebenbedingung, daß der Wasservolumenstrom  $J_L$  Null ist. Die Berechnung des Dampfvolumentgehalts erfolgt iterativ.

### 8.3. Vergleich mit THETIS-Daten

Um die mit der Berechnungsgleichung berechneten Dampfvolumentgehalte bewerten zu können, soll in einem Vergleich mit Stabbündel-Meßdaten auch eine für diese geometrische Form der Berandung des durchströmten Kanals speziell entwickelte Korrelation einbezogen werden. Beim amerikanischen Reaktor-Hersteller Westinghouse wurde von Cunningham und Yeh /CUN-73/ eine spezifische Korrelation für Brennelemente, also für beheizte Stabbündel, entwickelt. Aus dieser Korrelation berechnet sich der lokale Dampfvolumentgehalt längs des Stabbündels (Laufänge des Stabbündels ist mit  $z$  bezeichnet) zu:

$$\alpha_v(z) = 0.925 \left(\frac{\rho_v}{\rho_L}\right)^{0.239} \left(\frac{J_v(z)}{V_{bcr}}\right)^a \left(\frac{J_v(z)}{J_v(z) + J_L(z)}\right)^{0.6}, \quad (134)$$

$$a = 0.67 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{J_v(z)}{V_{bcr}} < 1,$$

$$a = 0.47 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{J_v(z)}{V_{bcr}} \geq 1,$$

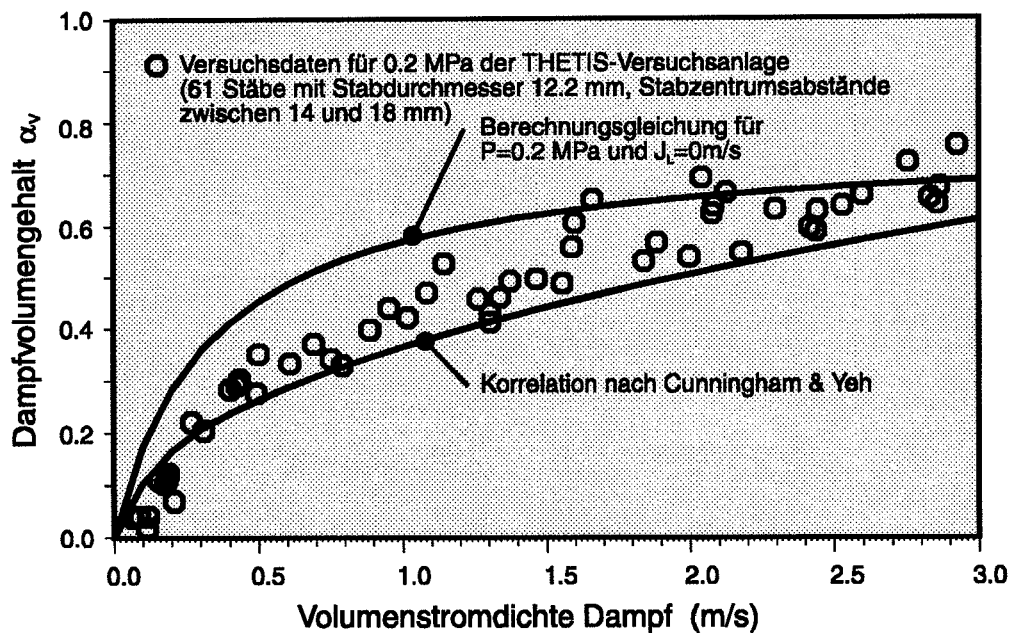
$$V_{bcr} = \frac{2}{3} \sqrt{g R_{bcr}},$$

$$R_{bcr} = \left(\frac{1.53}{\frac{2}{3}}\right)^2 \sqrt{\frac{\sigma}{g \rho_L}}.$$

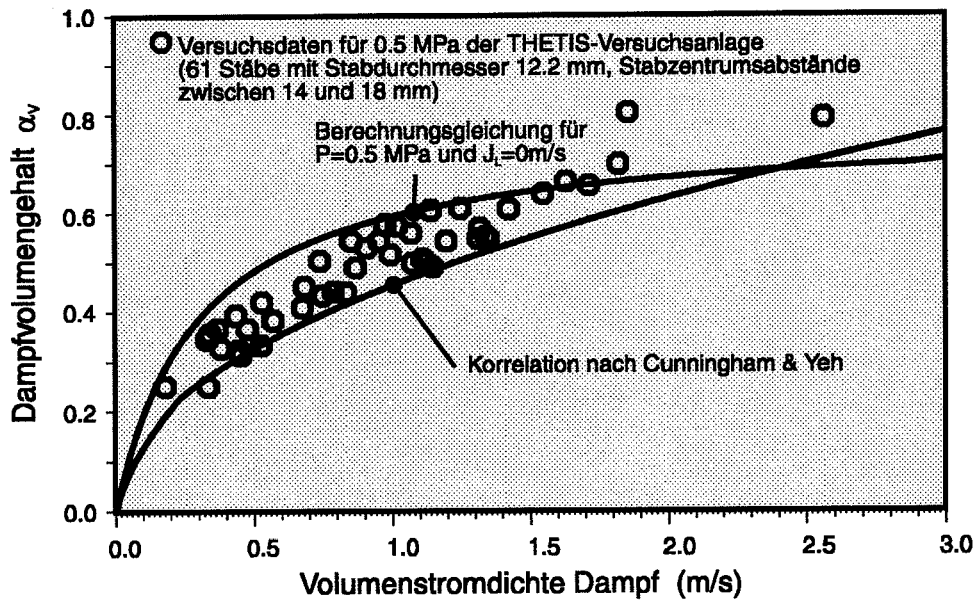
Die Versuchsstrecke der Westinghouse-Versuchseinrichtung umfaßt 480 Stäbe mit einer Stablänge von 3.66m. Die Stabanordnung entspricht dem eines 15x15-Brennelements, das von jeweils Brennelementvierteln an allen vier Seiten berandet wird. Die Stäbe werden elektrisch beheizt. Die Tests wurden bei Drücken

zwischen 0.68 MPa und 2.7 MPa durchgeführt. Der freie Strömungsquerschnitt zwischen den Stabbündeln betrug  $0.0548 \text{ m}^2$ .

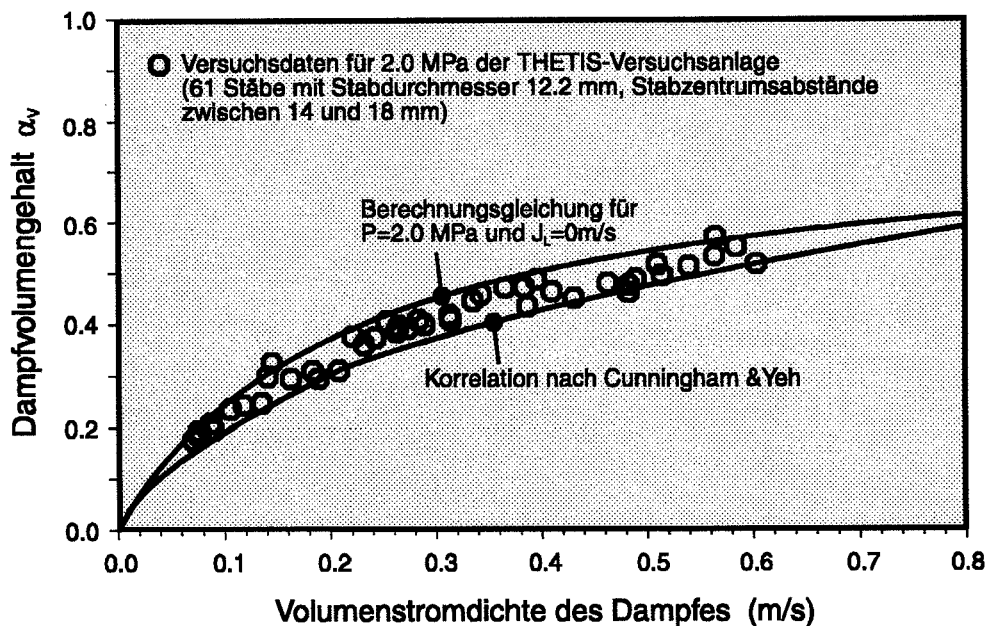
Diese spezifische Korrelation von Cunningham und Yeh wird ebenso wie die eigene Berechnungsgleichung zur Vorhersage der Ergebnisse der THETIS-Versuche /SHI-80/ eingesetzt. Die THETIS-Versuchseinrichtung besteht, wie oben erwähnt, aus einem Druckbehälter mit 61 Stäben, von den 56 elektrisch beheizt sind. Die Stäbe haben eine beheizte Länge von 3.6 m. Die in den Bildern 15 bis 17 eingetragenen Kreise zeigen die stationären Versuchsergebnisse der THETIS-Versuchseinrichtung.



**Bild 15:** Dampfvolumenteil  $\alpha_v$  im Stabbündel über Volumenstromdichte des Dampfes  $J_v$  beim Druck von 0.2 MPa - Vergleich der Meßdaten aus THETIS mit der Korrelation nach Cunningham-Yeh und mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (130), (131) und (133))



**Bild 16:** Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  im Stabbündel über Volumenstromdichte des Dampfes  $J_v$  beim Druck von 0.5 MPa - Vergleich der Meßdaten aus THETIS mit der Korrelation nach Cunningham-Yeh und mit der Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (130), (131) und (133))



**Bild 17:** Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  im Stabbündel über Volumenstromdichte des Dampfes  $J_v$  bei einem Druck von 2.0 MPa - Vergleich der Meßdaten aus THETIS mit der Korrelation nach Cunningham-Yeh und mit der eigenen Berechnungsgleichung ((83) mit (116), (130), (131) und (133))

In drei Vergleichsbildern werden bei drei verschiedenen Drücken  $P = 0.2 \text{ MPa}$ ,  $P = 0.5 \text{ MPa}$  und  $P = 2.0 \text{ MPa}$  die Dampfvolumengehalt-Messungen der THETIS-

Versuchs- anlage, die Korrelation nach Cunningham und Yeh und der mit der Berechnungsgleichung berechnete Dampfvolumengehalt gezeigt.

Die Meßdaten aus der THETIS-Versuchseinrichtung werden hinsichtlich des Dampfvolumengehaltes sowohl von der Cunningham-Yeh-Korrelation als auch von der Berechnungsgleichung wiedergegeben (siehe Bilder 15 bis 17). Dabei bewegen sich die berechneten Werte der Cunningham-Yeh-Korrelation am unteren Rand des Streubandes und die Werte der Berechnungsgleichung am oberen. Der Vergleich bei höheren Drücken führt zur selben Beobachtung. Siehe hierzu die Bilder 16 und 17. Mit höherem Druck reduziert sich das durch die Messungen begründete Streuband. In selbem Maße nähern sich die Werte zwischen der Berechnungsgleichung und der Cunningham-Yeh-Korrelation an.

Die Bilder 15 bis 17 zeigen, daß die Berechnungsgleichung, sofern sie die auf die geometrische Form der Berandung des durchströmten Kanals zutreffenden Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten und den auf denselben Kanal zutreffenden Phasenverteilungsparameter verwendet, den Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  mit gleicher Genauigkeit vorhersagt, wie eine Korrelation, die speziell für diesen Zweck entwickelt wurde.

Der Vergleich zeigt somit, daß die in Bild 7 dargestellte Methode zur Entwicklung von spezifischen Berechnungsgleichungen zutreffend ist.

## **9. Horizontale Rohrströmung**

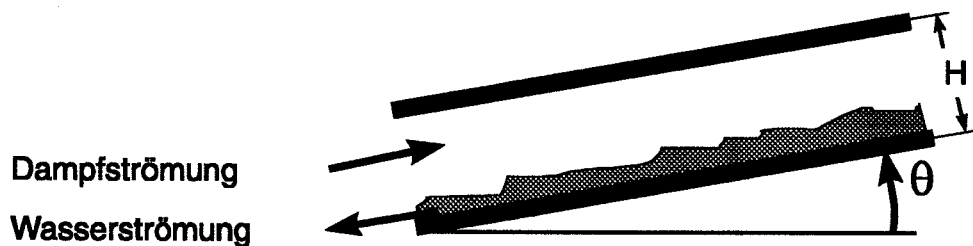
Die horizontale Rohrströmung unterscheidet sich von einer vertikalen oder geneigten Rohrströmung im wesentlichen durch den Wegfall einer parallel zur Strömungsrichtung wirkenden Auftriebskraft, die eine Voreilung der Dampfphase gegenüber der Wasserphase bewirken kann. Im Fall der horizontalen Rohrströmung tritt an die Stelle der Auftriebskraft eine vergleichbare Kraft, die sich aus der axialen Ungleichverteilung der Wasserphase im horizontalen Rohr ergibt, die sich z.B. bei stratifizierter Strömung als Wasserspiegelneigung darstellt.

Die Auswertung von Flutbeginn-Messungen zur Berechnung von Drift-Geschwindigkeiten, erscheint zunächst aussichtslos, weil aufgrund der horizontalen Ausrichtung des Strömungsweges eine Gegenströmung von Wasser und Dampf

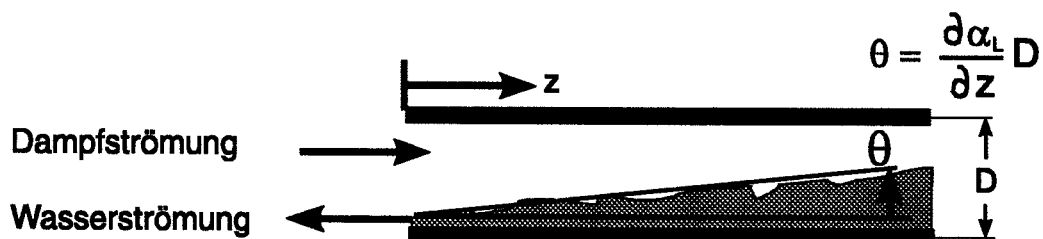
stationär nicht mehr möglich ist. Die Auswertung von Flutbeginn-Messungen an nahezu horizontalen Strömungswegen eröffnet jedoch eine Möglichkeit zur Entwicklung einer Berechnungsgleichung für die horizontale Rohrströmung.

### 9.1. Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten für horizontale Rohrströmung

Experimente von Bankoff und Lee /BAN-82/ befassen sich mit Messungen zum Flutbeginn an Strömungswegen mit rechteckigem Querschnitt, die fast horizontal ausgerichtet sind. In Abhängigkeit vom Neigungswinkel des Strömungsweges berechnen sie den Flutbeginn. Diese Untersuchungsergebnisse lassen sich für eine Strömung in einem horizontal ausgerichteten Rohr durch entsprechende Interpretation der Ergebnisse anwenden.



Messung des Flutbeginns in der Versuchsanordnung von Bankoff und Lee



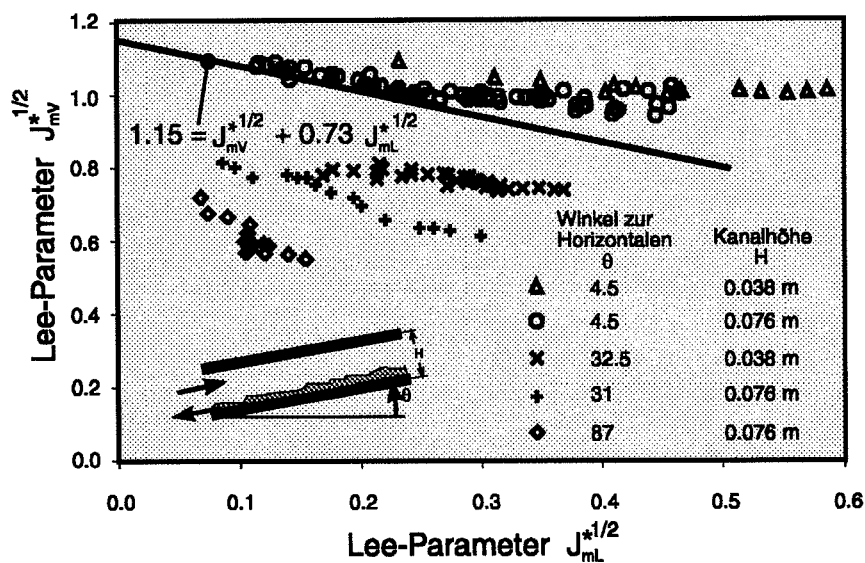
### Übertragung der Verhältnisse auf eine horizontale Rohrströmung

**Bild 18:** Anwendung der Flutbeginnversuche von Bankoff und Lee auf eine Strömung mit ungleichförmig verteilter Wasserphase in horizontalem Rohr

Der Neigungswinkel des Strömungsweges in der Untersuchung von Bankoff und Lee wird in der Anwendung auf eine Strömung im horizontalen Rohr interpretiert als Neigungswinkel des Wasserspiegels (Bild 18).

Lee /LEE-85/ gibt einen Überblick über Meßdaten, die an einer Versuchsstrecke mit einstellbarem Neigungswinkel durchgeführt wurden. Die Versuchsstrecke besteht aus einem 0.97m langem Strömungsweg mit rechteckigem Querschnitt. Die Breite des Querschnitts beträgt 0.38m. Die Höhe des Querschnitts ist variabel einstellbar. Zwei Höhen wurden experimentell untersucht: 0.038m und 0.076m. Am Eintritt und Austritt der Versuchsstrecke wurde auf störungsfreien Einlauf und Auslauf der Wasserphase geachtet. Der obere Teil der Versuchsstrecke ist gegen Wärmeverluste mit einer 5 cm starken Isolierung aus Fiberglas ausgestattet. Die Versuchsmedien sind Wasser und Wasserdampf bei atmosphärischen Drücken. Es wurden Versuche sowohl mit gesättigtem Wasser als auch mit unterkühltem Wasser zur Berechnung der Gegenstromgrenze durchgeführt.

Nur die Versuche zur gesättigten Wassereinspeisung sind für die vorliegende Arbeit von Interesse, da die Kondensation von Dampf den Impulsaustausch zwischen Wasser und Wasserdampf und damit das Gegenstromverhalten erheblich beeinflusst.



**Bild 19:** Messungen zum Flutbeginn für verschiedene Neigungswinkel  $\theta$  und Querschnittshöhen  $H$  des Strömungswegs, dargestellt in Lee-Parametern

In Bild 19 sind die von Lee gemessenen Dampf-Volumenstromdichten über Wasser-Volumenstromdichten in Form von nach Lee modifizierten Wallis-Parametern aufgetragen. Der im Bild 19 als Lee-Parameter für Wasser  $J_{ml}^*$  und Wasserdampf  $J_{mv}^*$  bezeichnete modifizierte Wallis-Parameter unterscheidet sich vom Wallis-Parameter

durch die Berücksichtigung des Neigungswinkels im Term für die Erdbeschleunigung  $g$ . Der Beschleunigungsterm  $g$  wird ersetzt durch  $g \sin(\vartheta)$ . Der hydraulische Durchmesser im Wallis-Parameter  $D_{\text{hyd}}$  wurde ersetzt durch die doppelte Höhe des Querschnitts  $2H$ .

$$J_{\text{mL}}^* = \sqrt{\frac{\rho_L J_L^2}{2Hg \sin(\vartheta)(\rho_L - \rho_V)}}, \quad \text{Lee-Parameter für Wasser.} \quad (135)$$

$$J_{\text{mV}}^* = \sqrt{\frac{\rho_V J_V^2}{2Hg \sin(\vartheta)(\rho_L - \rho_V)}}, \quad \text{Lee-Parameter für Dampf.} \quad (136)$$

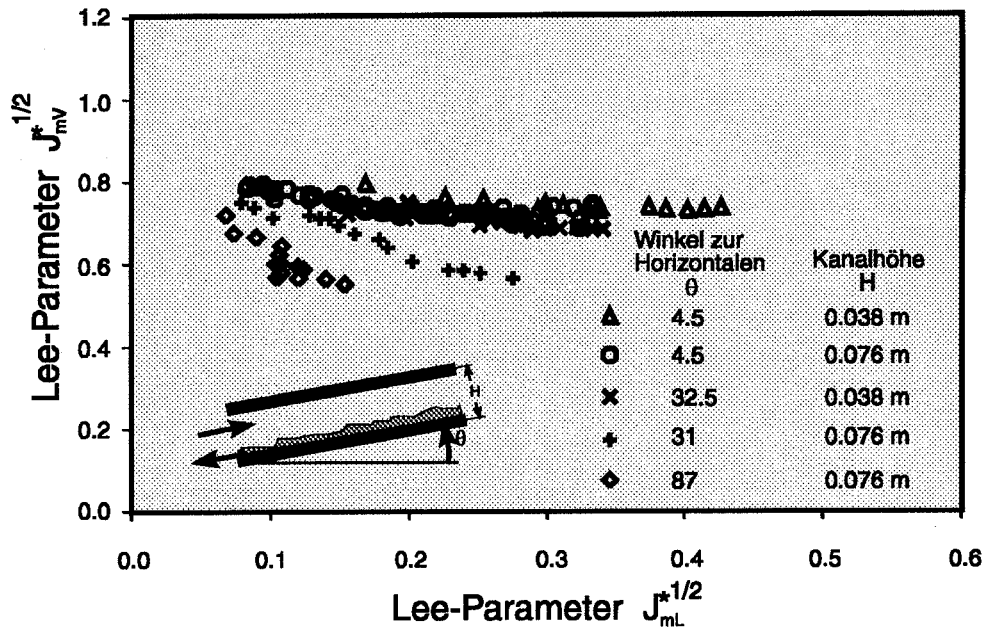
Die Darstellung der Versuchsergebnisse in Form von Lee-Parametern läßt erkennen, daß der Einfluß der Querschnittshöhe  $H$  durch den Lee-Parameter zumindest für die kleineren Winkel (siehe Kurven für  $\vartheta = 4.5$ ) gut beschrieben wird. Die Versuchsdaten für unterschiedliche Querschnittshöhen fallen bei der Verwendung des Lee-Parameters zusammen.

Weniger gut ist die Versuchsdaten-Reduktion hinsichtlich der Abhängigkeit vom Neigungswinkel. Je kleiner der Neigungswinkel des Strömungsweges ist, desto größer ist der Wert für den Lee-Parameter. Besser geeignet für eine Versuchsdaten-Reduktion ist die Verwendung einer schwächeren Abhängigkeit vom Neigungswinkel, z.B. des Wurzelwertes des Neigungswinkels  $\sqrt{\sin(\vartheta)}$  wie in den Gleichungen (137) und (138)

$$J_{\text{mL}}^+ = \sqrt{\frac{\rho_L J_L^2}{2Hg \sqrt{\sin(\vartheta)} (\rho_L - \rho_V)}}, \quad \text{modifizierter Lee-Parameter für Wasser.} \quad (137)$$

$$J_{\text{mV}}^+ = \sqrt{\frac{\rho_V J_V^2}{2Hg \sqrt{\sin(\vartheta)} (\rho_L - \rho_V)}}, \quad \text{modifizierter Lee-Parameter für Dampf.} \quad (138)$$

Die Verwendung dieser modifizierten Lee-Parameter führt zu der in Bild 20 dargestellten Versuchsdaten-Reduktion.



**Bild 20:** Messungen zum Flutbeginn für verschiedene Neigungswinkel  $\theta$  und Querschnittshöhen  $H$  des Strömungswegs dargestellt in modifizierten Lee-Parametern

Eine physikalische Interpretation ist zu dieser Modifikation des Lee-Parameters nicht erkennbar, so daß auf die Verwendung dieser Modifikation verzichtet wird. Da ohnehin in horizontalem Rohr der Wasserspiegel wegen der ausgleichenden Wirkung der Schwerkraft nur geringe Neigungswinkel aufweist, werden aus den experimentell ermittelten Daten von Lee nur die für die kleinen Winkel beim Herleiten der Berechnungsgleichung für horizontale Rohre berücksichtigt.

Eine geeignete Approximation der Versuchsdaten von Lee /LEE-85/ für kleine Winkel führt zu der Korrelation (139) für den Flutbeginn, die als durchgezogene Linie in Bild 19 kenntlich gemacht ist.

$$C = \sqrt{J_{mv}^*} + m \sqrt{J_{ml}^*} \quad \text{mit } C = 1.15 \quad \text{und } m = 0.73 . \quad (139)$$

Aus dieser Korrelation (139) lassen sich die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten ermitteln zu:

$$V_{Vc} = 1.15^2 \sqrt{\frac{2gH \sin(\vartheta) (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}} , \quad (140)$$

$$V_{Lc} = \frac{1.15^2}{0.73^2} \sqrt{\frac{2gH \sin(\vartheta) (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}} . \quad (141)$$



Diese Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten lassen sich in Übertragung auf eine Strömung im horizontalen Rohr anwenden, wenn in den Gleichungen (140) und (141) die Funktion  $\sin(\theta)$ , wie in Bild 18 angedeutet, durch den Term  $\frac{\partial \alpha_L}{\partial z} H$  ersetzt wird.

Diese Gleichsetzung bedeutet, daß ein Neigungswinkel aus dem Konzentrationsunterschied der Wasserphase längs des horizontalen Strömungsweges  $z$  in gleicher Weise mit einem Impulsaustausch zwischen den Phasen verbunden ist wie der Neigungswinkel der Wasseroberfläche der geschichteten Wasserphase in einem geneigten Strömungsweg.

Dieser Ansatz führt zu einer Drift-Geschwindigkeit, die im Betrag und im Vorzeichen abhängig ist vom Konzentrationsgradienten  $\frac{\partial \alpha_L}{\partial z}$ .

In der Entwicklung einer Berechnungsgleichung für das horizontale Rohr wird in den Gleichungen für die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten davon ausgegangen, daß die Kanal-Höhe  $H$  durch den Durchmesser  $D$  ersetzt werden kann.

Da hinsichtlich des geringen Umfangs an Untersuchungen zum Flutbeginn für nahezu horizontale Strömungswegen eine Entwicklung einer Berechnungsgleichung nach der hier vorgeschlagenen Methode (Bild 7) nur eingeschränkt möglich ist (es liegen z.B. keine Untersuchungen zur Feststellung der Durchmesser-Abhängigkeit im Bereich großer Durchmesser vor), wird der Einfachheit halber zur Berechnung des Drift-Flux  $J_{VL}$  bzw. der Drift-Geschwindigkeit  $V_{VJ}$  die Gleichung (94) bzw. (95) im weiteren verwendet. Der Drift-Flux für eine Strömung im horizontalen Rohr errechnet sich folglich aus der Beziehung (142) zu:

$$J_{VL} = \text{sign} \left[ \frac{\partial \alpha_L}{\partial z} \right] \frac{Z_V Z_L}{\frac{Z_V}{V_{Vc}} + \frac{Z_L}{V_{Lc}}}, \quad (142)$$

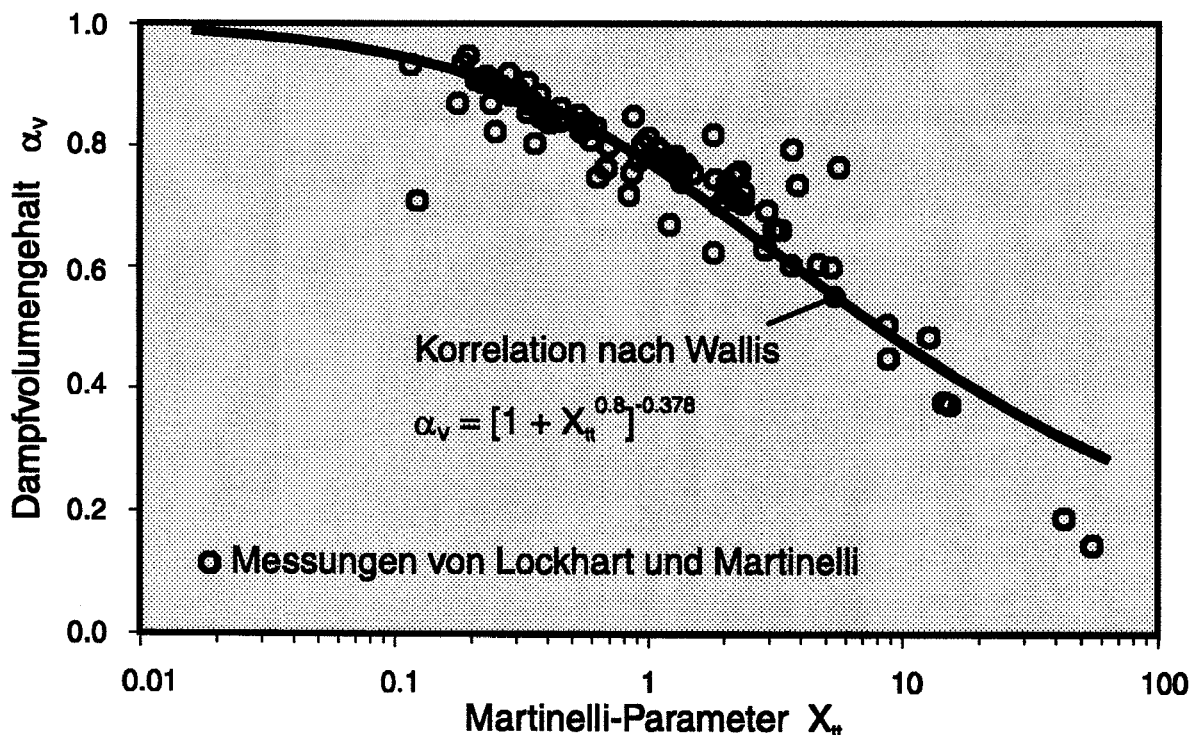
$$V_{Vc} = 1.3225 \sqrt{\frac{2g D^2 \left| \frac{\partial \alpha_L}{\partial z} \right| (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}},$$

$$V_{Lc} = 2.4817 \sqrt{\frac{2g D^2 \left| \frac{\partial \alpha_L}{\partial z} \right| (\rho_L - \rho_V)}{\rho_L}}.$$

## 9.2. Phasenverteilungsparameter für horizontale Rohrströmung

Untersuchungen, die das Ziel haben, den Phasenverteilungsparameter  $C_0$  zu berechnen, liegen für horizontale Rohre praktisch nicht vor. Ein Rückgriff auf die Untersuchung zum Dampfvolumentanteil  $\alpha_v$  von Lockhart und Martinelli /LOC-49/ gibt hier eine Hilfestellung bei einer Herleitung des Phasenverteilungsparameters.

Lockhart und Martinelli /LOC-49/ stellen in ihren Untersuchungen fest, daß der Dampfvolumentanteil sich mit Hilfe des von ihnen entwickelten Parameters  $X_{tt}$  korrelieren läßt. Im Bild 21 sind die von Lockhart und Martinelli zusammengetragenen Meßdaten zum Dampfvolumentanteil in horizontalen Rohren unter Ausschluß von Phasenwechseln wie z.B. Verdampfung dargestellt.



**Bild 21:** Dampfvolumentanteil  $\alpha_v$  korreliert mit dem Parameter  $X_{tt}$  nach Lockhart und Martinelli

Die Meßdaten wurden an horizontalen Rohren mit Durchmessern bis zu 2.6 cm und Längen bis zu 17 m gewonnen. Untersucht wurden neben Wasser/Luft-Strömungen diverse Treibstoff/Luft-Strömungen, wie Öl/Luft- und Benzin/Luft-Strömungen. Die Systemdrücke variierten zwischen 1 und 3 bar.

Wallis bestimmte später zu diesen Meßdaten eine Ausgleichskurve. Gleichung (50) beschreibt diese Ausgleichskurve. Diese Kurve ist ebenfalls in Bild 21 zum Vergleich eingetragen.

Ihre Meßdaten ( $\alpha_v$  über  $X_{tt}$ ) lassen sich in eine Abhängigkeit  $C_0$  von  $\alpha_v$  überführen. Dazu wird die Definitionsgleichung für den Korrelationsparameter nach Lockhart und Martinelli, Gleichung (143), nach dem Verhältnis der Phasenvolumenstromdichte aufgelöst (siehe Gleichung (144)).

$$X_{tt}^{1.111} = \frac{J_L \rho_L}{J_V \rho_V} \left[ \frac{\rho_V}{\rho_L} \right]^{0.555} \left[ \frac{\eta_L}{\eta_V} \right]^{0.111} \quad (143)$$

$$\Rightarrow \frac{J_L}{J_V} = X_{tt}^{1.111} \left[ \frac{\rho_V}{\rho_L} \right]^{0.444} \left[ \frac{\eta_L}{\eta_V} \right]^{-0.111} \quad (144)$$

Andererseits läßt sich aus der Definitionsgleichung nach Zuber und Findlay, Gleichung (83), ein solches Verhältnis der Phasenvolumenstromdichten bilden, sofern man unterstellt, daß der Term mit der lokalen Relativgeschwindigkeit  $v_{Rel}$  den Wert Null annimmt, siehe hierzu Gleichung (145). Diese Annahme beruht auf der Überlegung, daß bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten die lokalen Geschwindigkeitsunterschiede gegenüber den mittleren Geschwindigkeiten bedeutungslos werden.

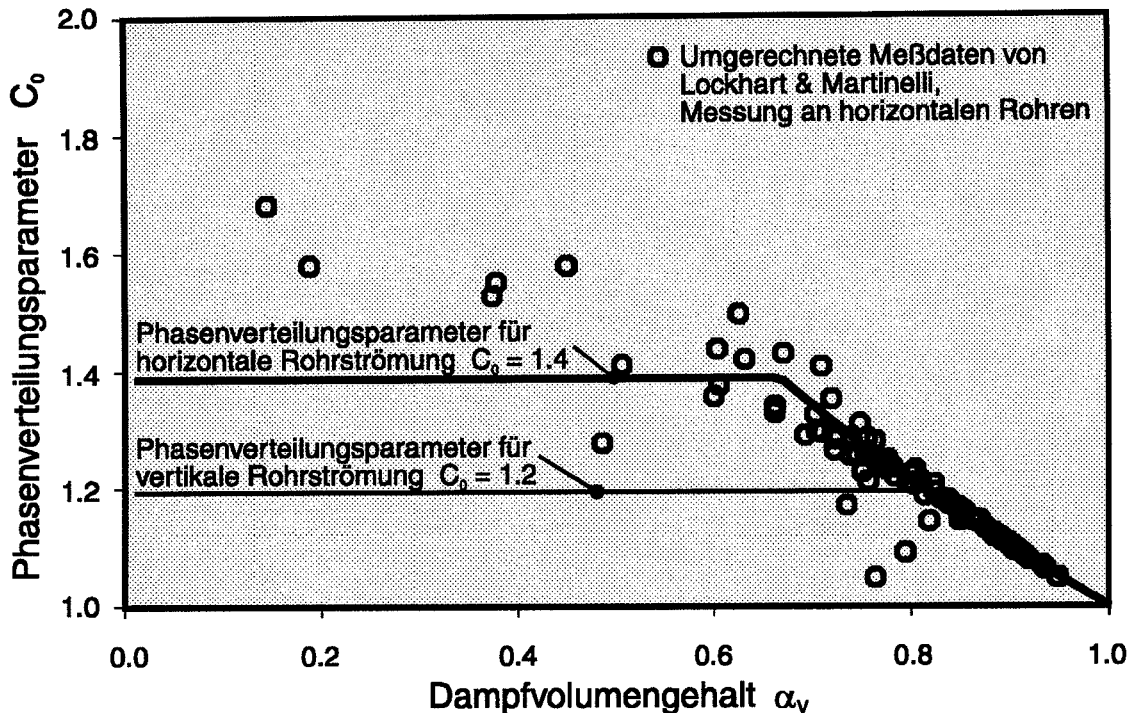
$$\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V \epsilon_L v_{Rel} dA = 0 = (1 - C_0 \alpha_v) J_V - C_0 \alpha_v J_L$$

$$\Rightarrow \frac{1 - C_0 \alpha_v}{C_0 \alpha_v} = \frac{J_L}{J_V} = R_{Zuber} \quad (145)$$

Aus der Gleichsetzung der beiden Verhältnisse  $R_{Martinelli} = R_{Zuber} = R$  ergibt sich die gewünschte Abhängigkeit des Phasenverteilungsparameters  $C_0$  vom Dampfvolumentgehalt  $\alpha_v$ :

$$C_0 = \frac{1}{\alpha_v R + \alpha_v} \quad (146)$$

Mit Hilfe dieser Beziehung kann nun aus der Wertepaarung ( $X_{tt}; \alpha_v$ ) die Wertepaarung ( $C_0; \alpha_v$ ) berechnet werden.



**Bild 22:** Phasenverteilungsparameter  $C_0$  über Dampfvolumentanteil  $\alpha_v$  aus der Umrechnung der Meßdaten nach Lockhart und Martinelli

In Bild 22 sind die mit der Gleichung (146) auf Phasenverteilungsparameter umgerechneten Meßdaten zur horizontalen Rohrströmung von Lockhart und Martinelli dargestellt.

Während im Diagramm nach Lockhart und Martinelli (Bild 21) die Meßdaten auch im Bereich der hohen Dampfvolumentanteile ( $\alpha_v > 0.8$ ) noch eine erhebliche Streuung aufweisen, verdichten sich dagegen im Bild 22 die Meßdaten in diesem Bereich der Dampfvolumentanteile zu einer Linie, die gleichzeitig durch Ishiis Korrelation (Gleichung (63)) beschrieben wird. Insofern ist die Anwendbarkeit der Ishii-Korrelation für vertikale Rohre auf horizontale Rohre nachgewiesen.

Im Bereich der niedrigeren Dampfvolumentanteile ( $\alpha_v < 0.8$ ) wird im Fall vertikaler Strömungen die Gleichung (63) abgelöst durch Gleichung (59) bzw. (60), je nachdem, ob es sich um einen Strömungsweg mit kreisförmigem oder rechteckigem Strömungsquerschnitt handelt. Im Bild 22 ist der Phasenverteilungsparameter nach Gleichung (59) (vertikale Strömung in kreisförmigem Strömungsquerschnitt) als Linie mit  $C_0 = 1.2$  gekennzeichnet. Es zeigt sich anhand der Auftragung der Meßdaten von Lockhart und Martinelli /LOC-49/ im Bild 22, daß im Unterschied zur vertikalen

Rohrströmung die horizontale Rohrströmung durch höhere Werte für den Phasenverteilungsparameter gekennzeichnet ist. Offensichtlich bewirkt die quer zur Strömungsrichtung verlaufende Schwerkraft eine zusätzliche Separation der Wasser- von der Dampfphase.

Für den Bereich der niedrigen Dampfvolumentgehalte ist daher eine Modifikation der Korrelation für vertikale Rohrströmung erforderlich, um auf horizontale Rohrströmung angewandt werden zu können. Diese Modifikation ist in Gleichung (147) durch Änderung der Koeffizienten von Gleichung (59) von 1.2 auf 1.4 und 0.2 auf 0.4 zum Ausdruck gebracht.

$$C_0 = 1.4 - 0.4 \sqrt{\frac{\rho_V}{\rho_L}} . \quad (147)$$

Der Phasenverteilungsparameter  $C_0$  für den gesamten Bereich der Dampfvolumentgehalte ist daher für horizontale Rohre durch Gleichung (148) festgelegt.

$$C_0 = \min (\text{Gleichung (147)}, \text{Gleichung (63)}) . \quad (148)$$

Gleichung (148) ist im Bild 22 als dicke, durchgezogene Linie eingetragen.

Zusammenfassend stellt sich die Berechnungsgleichung zur Berechnung der Drift-Geschwindigkeit für horizontale Rohrströmung wie folgt dar: Die grundlegende Beziehung (83), die den Zusammenhang zwischen Drift-Flux und Volumenstromdichten herstellt, ist einerseits mit der Drift-Flux Beziehung (142) und andererseits mit der Beziehung für den Phasenverteilungsparameter nach Gleichung (148) auszustatten.

### 9.3. Überprüfung der Berechnungsgleichung für die horizontale Rohrströmung

Die Überprüfung der Berechnungsgleichung ((83) mit (148) und (142)) für die horizontale Rohrströmung erfolgt wie bisher durch Vergleich mit Meßdaten bzw. mit Korrelationen.

Gute Bedingungen für eine Überprüfung der Berechnungsgleichung liefert die japanische Versuchsanlage zur horizontalen Rohrströmung (TPTF - two-phase test faci-

lity). Hier wurden Dampf volumengehalte entlang einer horizontalen Rohrströmung gemessen.

Neben diesem Versuch bieten allerdings auch Messungen an Versuchsständen, die in ihrer Teststrecke neben einem horizontal verlaufenden Rohrabschnitt auch Rohrabschnitte mit vertikalem oder geneigtem Verlauf beinhalten, die Möglichkeit einer weiteren Überprüfung der Berechnungsgleichung. Bei diesen Versuchen ist allerdings das Gesamtergebnis des Versuchs nur zum Teil durch den Beitrag der horizontalen Rohrströmung bestimmt. Eine Trennung des Einflusses aus dem horizontalen Rohrabschnitt vom Einfluß des übrigen Rohrabschnitts auf das Versuchsergebnis ist nicht möglich. Diese Überprüfung hat daher einen geringeren Stellenwert bei der Bewertung der Berechnungsgleichung für horizontale Rohrströmung.

Die japanische Versuchsanlage TPTF wurde im Rahmen des japanischen Forschungsprogramms ROSA-IV /NAK-83/ erstellt. Eine Überprüfung der Berechnungsgleichung hinsichtlich des in der Gleichung verwendeten Voidgradienten kann durch Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Dampf volumengehalten für verschiedene axiale Positionen der Rohrströmung bewerkstelligt werden.

Die Versuchsanordnungen der Versuchseinrichtungen UPTF /9/ und IVO Loop Seal /Tuo-88/ tragen im geringeren Maße zur Überprüfung bei. Der UPTF-Versuch 11 ermöglicht eine Überprüfung der Berechnungsgleichung hinsichtlich der Berechnung des Flutbeginns für eine Rohranordnung, die geometrisch der sogenannten Heißen Leitung zwischen Reaktordruckbehälter und Dampferzeuger eines KWU-Druckwasserreaktors im Maßstab 1:1 entspricht. Wasser wird an der Dampferzeugerseite des Rohres zugeführt und gleichzeitig Dampf auf der gegenüberliegenden Seite, der Druckbehälterseite des Rohres. Der Dampfmassenstrom wird in Stufen gesteigert bis der Flutbeginn und die Gegenstromgrenze beobachtet werden können.

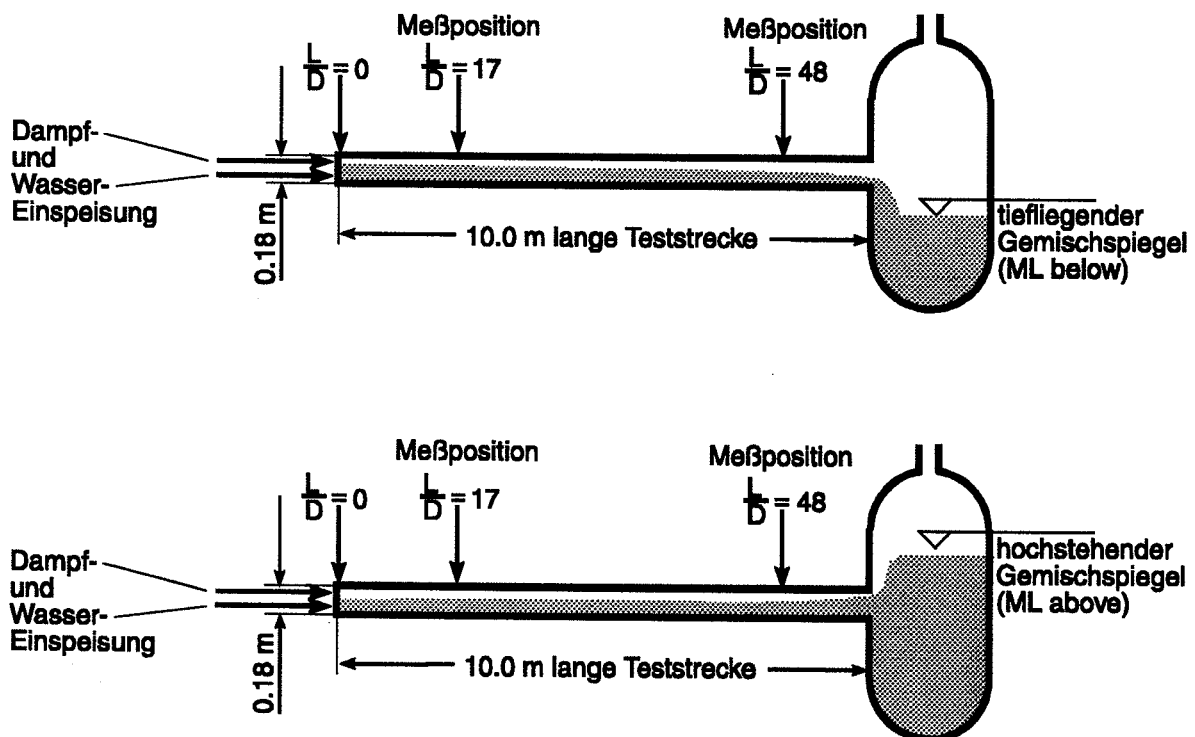
Der IVO Loop-Seal-Test ermöglicht eine Überprüfung der Berechnungsgleichung hinsichtlich der Berechnung der Drift-Geschwindigkeit für stagnierende Wasserphase. Die in dieser Versuchsanordnung betrachtete Rohrleitung entspricht im Maßstab 1:1 der geometrischen Rohranordnung, die vom Pumpenausstritt über den sogenannten Pumpenbogen zum Dampferzeuger eines sowjetischen 1000-MW Druck-

wasserreaktors verläuft. Dieser Pumpenbogen wird zu Versuchsbeginn mit Wasser befüllt. Ein Luftmassenstrom strömt von der Dampferzeugerseite über diese Wasservorlage im Pumpenbogen zur Pumpenseite. Die Wirkung des Luftmassenstroms auf das stehende Wasser im Pumpenbogen wird untersucht.

### 9.3.1 Überprüfung anhand von TPTF-Versuchen

Die horizontale Rohrstrecke der TPTF-Versuchseinrichtung /NAK-83/ ermöglicht die Überprüfung der Berechnungsgleichung hinsichtlich der Gleichströmung von Wasserdampf und Wasser in horizontalem Rohr bei hohem Druck und verschiedenen Massenstromdichten.

Da diese Rohrstrecke in einen Behälter mündet, in dem zum einen eine Wasservorlage und zum anderen eine Dampfatmosfera vor der angeschlossenen horizontalen Rohrstrecke eingestellt werden kann, ergibt sich die Möglichkeit den Einfluß dieser Randbedingung am Austritt des horizontalen Rohres auf die Wasserverteilung im Rohr selbst zu untersuchen. Der Dampfvolumentgehalt stromaufwärts, also weg von der Rohrmündung, wird mit Hilfe von zwei  $\gamma$ -Densitometern bei verschiedenen Rohrlängen abgelesen.



**Bild 23:** Schematische Darstellung der TPTF-Versuchseinrichtung

Im Bild 23 ist schematisch der Aufbau die Versuchseinrichtung zur horizontale Rohrströmung gezeigt. Die Teststrecke besteht aus einem horizontalen Rohr mit einem Durchmesser von 0.18 m und einer Länge von 10 m. Bei der relativen Rohrlänge  $L/D = 0$  tritt das Wasser-/Wasserdampf-Gemisch in die Rohrstrecke ein. Das Gemisch passiert bei den relativen Rohrlängen  $L/D = 17$  und  $L/D = 48$  die mehrstrahligen  $\gamma$ -Densitometer und mündet danach in einem großräumigen Behälter.

In diesem Behälter werden durch unterschiedliche Befüllung der Gemischspiegel (ML - Mixture Level) in der Versuchsreihe "ML above" oberhalb der Rohreinbindung und in der Versuchsreihe "ML below" unterhalb der Rohreinbindung plziert. Der Massenstrom aus dem horizontalen Rohr trifft somit bei ML above auf eine Wasservorlage und bei ML below auf eine Dampfatosphäre im Mündungsbereich.

Die zur Auswertung zur Verfügung stehenden Versuche wurden bei einem Druck von  $P = 7.5$  MPa durchgeführt. Die in das Rohr eingespeisten Massenstromdichten wurden auf die Werte  $40 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ ,  $100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ ,  $400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  und  $1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  eingestellt. In den Versuchsreihen variierte der Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_v$  von 0.003 bis 0.84.

Die experimentellen Daten zu diesen Versuchen wurden den Veröffentlichungen /NAK-86/, /KAW-87/, /KUK-87/, /ANO-89/ und /ASA-91/ entnommen.

Da mit Gleichung (142) der Drift-Flux sich als Funktion eines Gradienten des Dampfvolumentgehalts zeigt, ergibt sich für die Auswertung dieser Gleichung die Notwendigkeit der Integration dieses Gradienten längs des Strömungsweges. Die Inversion der Gleichung (142) zur Berechnung des Gradienten führt auf den Ausdruck (149).

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial z} = \text{sign}(J_v) \left[ J_{vL} \frac{\frac{z_v}{V_{vc}^x} + \frac{z_L}{V_{Lc}^x}}{Z_v Z_L} \right]^2 \frac{1}{D}, \quad (149)$$

$$V_{vc}^x = 1.3225 \sqrt{\frac{2gD(\rho_L - \rho_v)}{\rho_v}},$$

$$V_{Lc}^x = 2.4817 \sqrt{\frac{2gD(\rho_L - \rho_v)}{\rho_L}}.$$



Für den Drift-Flux  $J_{VL}$  in Gleichung (149) gilt Gleichung (83):

$$J_{VL} = (1 - Z_V) J_V - Z_V J_L. \quad (83)$$

Längs der Rohrstrecke wird angenommen, daß keine Verdampfung bzw. Kondensation stattfindet. Somit sind die Volumenstromdichten längs der Rohrstrecke konstant und aus der Massenstromdichte  $G$  und dem Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_V$  berechenbar.

$$J_V = \frac{G \dot{x}_V}{\rho_V}.$$

$$J_L = \frac{G(1 - \dot{x}_V)}{\rho_L}.$$

Wegen der Differenzenbildung in Gleichung (83) nimmt der Gradient nach Gleichung (149) bei kleinem  $Z_V$  und jeweils in  $z$ -Richtung positiv definierten Volumenstromdichten Werte größer Null und bei großem  $Z_V$  Werte kleiner Null an. Das bedeutet, daß in  $z$ -Richtung der Dampf volumengehalt je nach Vorzeichen dieses Drift-Flux-Terms zunehmen oder abnehmen kann. Nur für den Sonderfall, daß der Drift-Flux-Term Null ist, findet keine weitere Änderung des Dampf volumengehaltes längs der  $z$ -Richtung im Rohr statt. Bei Annäherung an die Werte für  $Z_V$  an eins oder Null erreicht der Gradient jeweils einen betragsmäßig unendlich großen Wert.

Zur Berechnung des Dampf volumengehaltes  $\alpha_V$  längs des Strömungsweges ist außer der Vorgabe der Volumenstromdichten  $J_V$  und  $J_L$  auch die Vorgabe einer Randbedingung für das Konzentrationsmaß  $Z_V$  bzw. für den Dampf volumengehalt  $\alpha_V$ , wegen  $Z_V = C_0 \alpha_V$ , erforderlich.

Für die Versuchseinrichtung TPTF ist die Vorgabe des Dampfgehaltes am Austritt des horizontalen Rohres in den Behälter naheliegend. Für die Versuchsreihe "ML above" wird von einem niedrigen Dampf volumengehalt von 0.05 und für die Versuchsserie "ML below" von einem hohen Dampf volumengehalt von 0.95 im Mündungsbereich des Rohres ansatzweise ausgegangen. Die genaue Vorgabe eines Dampf volumengehaltes in der Rohrleitung ist unerheblich, weil im Mündungsvolumen die größten Gradienten von der Berechnungsgleichung berechnet werden. Ei-

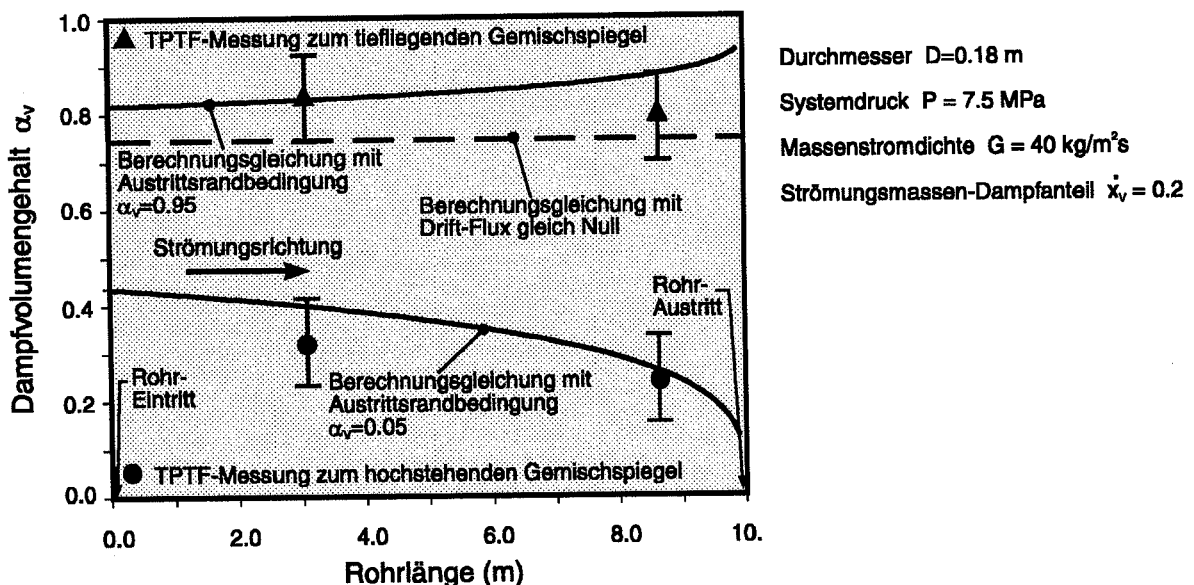
ne Setzung des Randwertes auf z.B. einen Wert von  $\alpha_v = 0.01$  bringt für die Dampf-  
volumengehalte im horizontalen Rohr keine erkennbare Änderungen.

Für die Differential-Gleichung (149) wurde eine numerische Auswertung nach der  
Beziehung (150) vorgenommen.

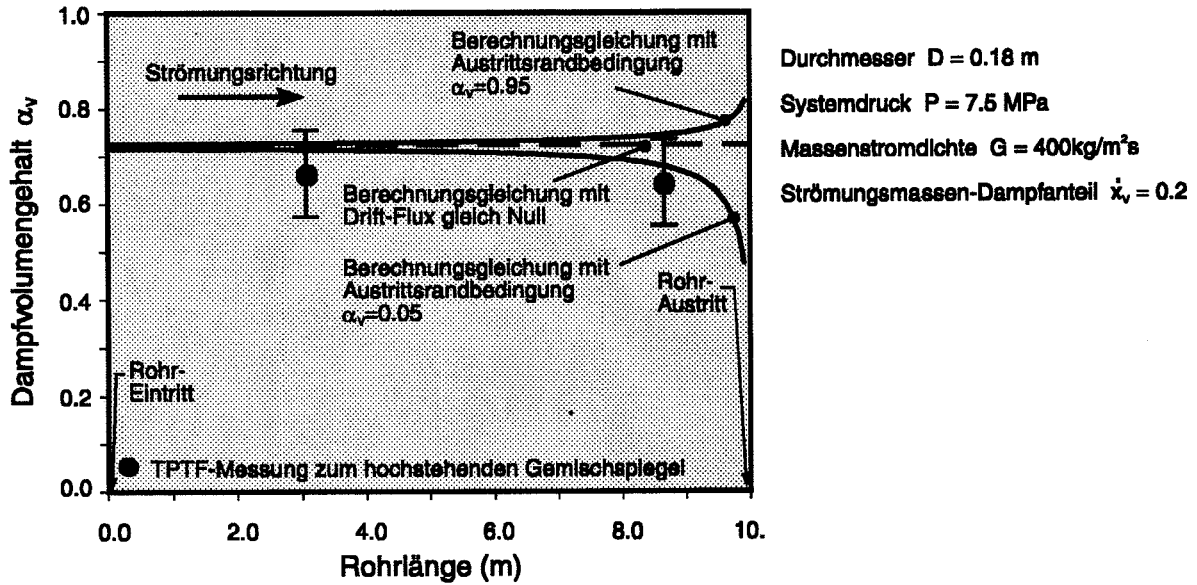
$$\alpha_v|_{L_z+dz} = \alpha_v|_{L_z} + \frac{\partial \alpha_v}{\partial z}|_{L_z} dz. \quad (150)$$

Für die Intervalllänge  $dz$  wurde ein Millimeter gewählt.

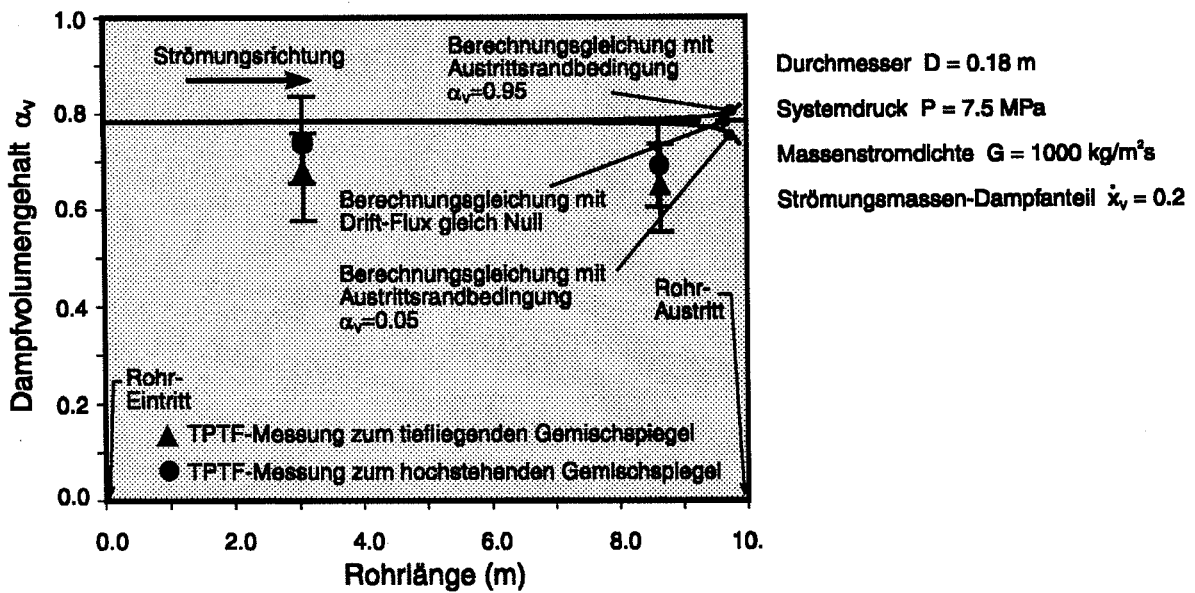
Die Bilder 24 bis 26 zeigen den sich aus Gleichung (150) ergebenden Verlauf des  
Dampfvolumentes  $\alpha_v$  längs des Strömungsweges des horizontalen Rohres von  
der Rohrposition 0 m (Einspeiseort) bis zur Rohrposition 10 m (Mündung in den Be-  
hälter) bei den Massenstromdichten  $G = 40 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$ ,  $G = 400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$  und  $G = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$   
mit jeweils demselben Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_v = 0.2$ . Zum Vergleich wur-  
den in dieselben Bilder die in der TPTF-Versuchseinrichtung gemessenen Dampfvo-  
lumentes aus den Versuchsserien "hochstehender Gemischspiegel" und "tief-  
liegender Gemischspiegel" von den Rohrpositionen  $L/D = 17$  und  $L/D = 48$  eingetra-  
gen.



**Bild 24:** Dampfvolumentes  $\alpha_v$  längs des horizontalen Rohres bei einer  
Massenstromdichte von  $40 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$  und einem  
Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_v$  von 0.2



**Bild 25:** Dampfvolumenteil  $\alpha_v$  längs des horizontalen Rohres bei einer Massenstromdichte von  $400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  und einem Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_v$  von 0.2



**Bild 26:** Dampfvolumenteil  $\alpha_v$  längs des horizontalen Rohres bei einer Massenstromdichte von  $1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  und einem Strömungsmassen-Dampfanteil  $\dot{x}_v$  von 0.2

Diese Bilder 24 bis 26 zeigen, daß zwar längs des Strömungsweges der Dampfvolumenteil sich nicht wesentlich ändert, jedoch daß sich die Randbedingung für den

\*

Dampfvolumengehalt von der Mündung stromaufwärts insbesondere bei niedrigen Massenstromdichten sehr weit in das 10 m lange Rohr hinein fortpflanzt. Darüber hinaus zeigen die Bilder, daß die Berechnungsgleichung (149) sich in sehr guter Übereinstimmung hinsichtlich des Dampfvolumengehaltes und hinsichtlich der Beschreibung dieser Randwert-Fortpflanzung mit den Messungen befindet.

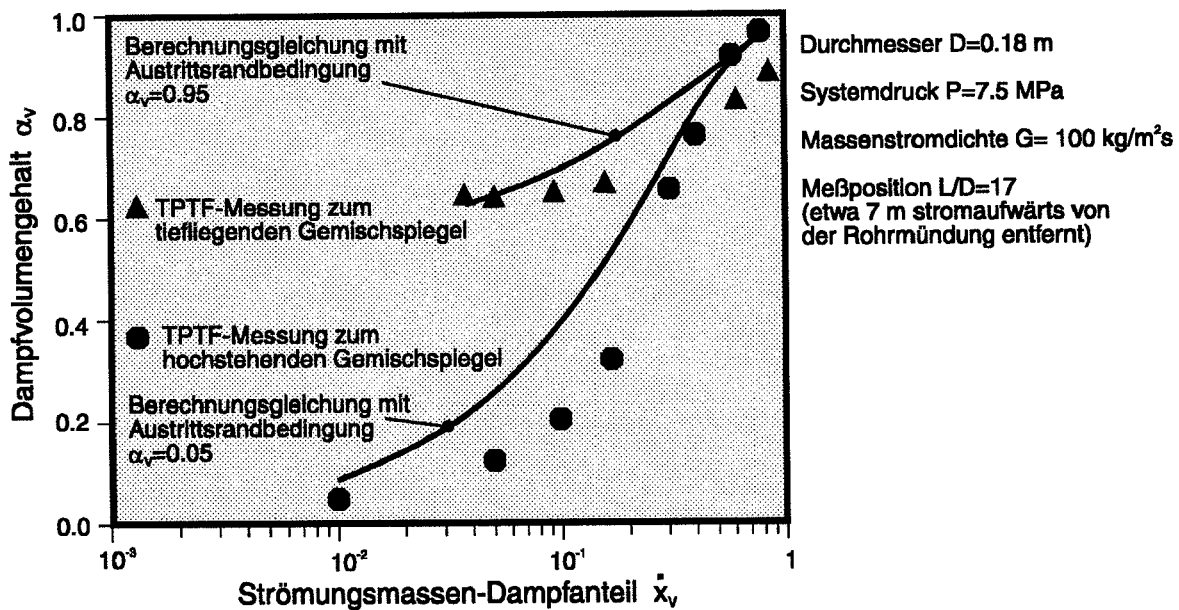
Abweichungen, die teilweise zwischen Messung und Rechnung bestehen, könnten aus einer unzureichenden Meßgenauigkeiten resultieren. In den Bildern 24 bis 26 fallen beispielsweise gemäß der TPTF-Messung in Richtung Rohrmündung die Dampfvolumengehalte bei tiefliegendem Wasserspiegel ab. Bei tiefliegendem Wasserspiegel ist jedoch von einer Beschleunigung der Wasserphase im Mündungsbereich auszugehen. Eine Beschleunigung der Wasserphase bedeutet aber eine Zunahme des Dampfvolumengehaltes. Insofern muß der gemessene Wert mit einem entsprechenden Unsicherheitsband betrachtet werden, der in den Bildern als Fehlerbalken angedeutet ist. Eben dieses Unsicherheitsband ist sicherlich auch der Grund, warum insbesondere im Bild 26 die TPTF-Daten für tiefliegenden Wasserspiegel (Dreiecke) entgegen den allgemeinen Erfahrungen niedrigere Dampfvolumengehalte anzeigen als TPTF-Daten für hochliegenden Wasserspiegel (Kreise).

Die bisher verfügbaren Korrelationen zur Beschreibung des Dampfvolumengehaltes, z.B. die Korrelation von Lockhart und Martinelli /LOC-49/, stellen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen  $\dot{x}_v$  und  $\alpha_v$  her und sind damit nicht in der Lage, dieses Randwert-Phänomen zu beschreiben. Diese Korrelationen liefern zu einer Massenstromdichte und Strömungsmassen-Dampfanteil nur einen Dampfvolumengehalt. Die Berechnungsgleichung (142) wird ebenfalls zu einer solchen  $\dot{x}_v$ - $\alpha_v$ -Korrelation, wenn man die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten und damit den Drift-Flux zu Null annimmt (siehe hierzu die gestrichelte Linie in den Bildern 24 bis 26). Die Auswertung der so reduzierten Berechnungsgleichung zeigt im Vergleich mit der vollständigen Berechnungsgleichung (142) den Einfluß des Drift-Flux auf die Berechnung der Dampfvolumengehalte. In den Bildern 24 bis 26 ist unter der Kurvenbezeichnung "Berechnungsgleichung mit lokalem Drift-Flux gleich Null" die um den lokalen Drift-Flux reduzierte Auswertung der Berechnungsgleichung (142) gezeigt.

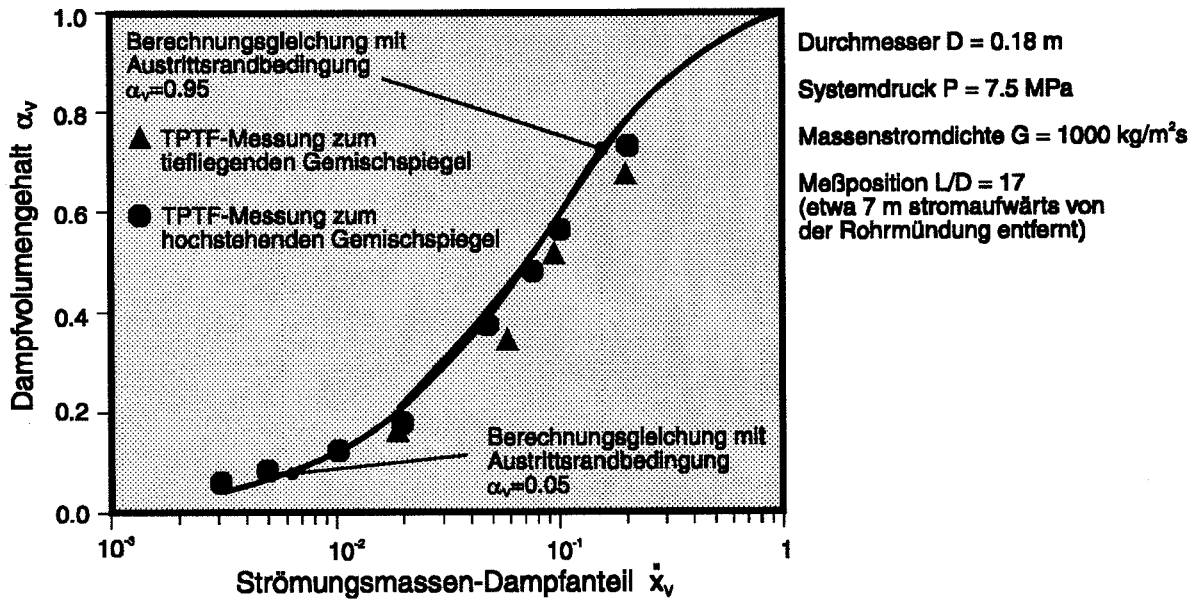
Der Vergleich zwischen der vollständigen Berechnungsgleichung (142) und der reduzierten Berechnungsgleichung läßt erkennen, daß mit zunehmender Massen-

stromdichte  $G$  der Beitrag aus dem Drift-Flux zur Berechnung des Dampfvolumentgehalts zurückgeht. Wenn bei einer Massenstromdichte von  $G = 40 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$  noch ein erheblicher Unterschied von annähernd 0.4 im Dampfvolumentgehalt besteht, konvergiert dagegen bei einer Massenstromdichte von  $G = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$  das Resultat aus Gleichung (142) gegen das Resultat aus der reduzierten Gleichung.

Bisher wurde der Verlauf des Dampfvolumentgehaltes bei verschiedenen Massenstromdichten längs des horizontalen Rohres diskutiert. Die Abhängigkeit des Dampfvolumentgehaltes bei konstanter Massenstromdichte mit variierendem Strömungsmassen-Dampfanteil wird in den Bildern 27 und 28 dargestellt. Für die Rohrposition  $L/D = 17$  wurden nach Gleichung (142) die Dampfvolumentgehalte für die Randbedingungen, Gemischspeigel tief und hoch, bei variierenden Strömungsmassen-Dampfanteilen berechnet. Zum Vergleich sind die in der TPTF-Versuchseinrichtung gemessenen Dampfvolumentgehalte derselben Rohrposition in den Bildern eingetragen.



**Bild 27:** Dampfvolumentgehalt  $\alpha_v$  bei einer Massenstromdichte von  $100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$  und variierendem Strömungsmassen- Dampfanteil  $\dot{x}_v$



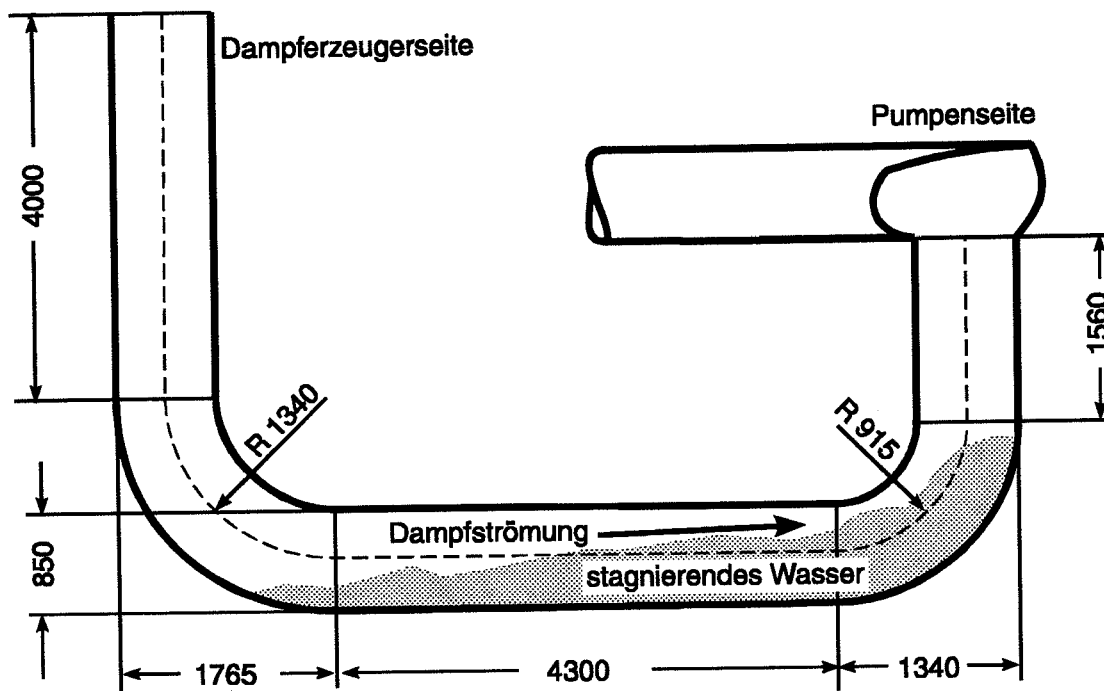
**Bild 28:** Dampfvolumentgehalt  $\alpha_v$  bei einer Massenstromdichte von  $1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  und variierendem Strömungsmassen- Dampfanteil  $\dot{x}_v$

Bild 27 zeigt die Daten für eine Massenstromdichte  $G$  von  $100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  und Bild 28 für eine Massenstromdichte  $G$  von  $1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ . Die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß bei der geringeren Massenstromdichte von  $100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  die Dampfvolumentgehalte an der Rohrposition  $L/D = 17$  mit abnehmenden Strömungsmassen-Dampfanteil sich zu unterscheiden beginnen. Der Unterschied ist für den kleinsten Strömungsmassen-Dampfanteil am größten, er beträgt etwa  $\Delta\alpha_v = 0.6$ . Dieses Meßergebnis wird durch die Berechnungsgleichung (142) in guter Übereinstimmung wiedergegeben. Bei der 10-fachen Massenstromdichte von  $1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$  zeigen die Versuche, daß hinsichtlich variierendem Strömungsmassen-Dampfanteil kein Unterschied zwischen den Dampfvolumentgehalten verschiedener Randbedingungen besteht. Auch hier wird ebenfalls durch die Berechnungsgleichung (142) das experimentelle Ergebnis gut wiedergegeben.

### 9.3.2 Überprüfung der Berechnungsgleichung anhand von IVO-Experimenten

Der IVO Loop-Seal-Test ermöglicht die Überprüfung der Berechnungsgleichung hinsichtlich der Berechnung der Drift-Geschwindigkeit für die stagnierende Wasserpha-

se. Die in dieser Versuchsanordnung verwendete Rohrleitung entspricht im Maßstab 1:1 der geometrischen Rohranordnung, die vom Pumpenaustritt über den sogenannten Pumpenbogen zum Dampferzeuger eines sowjetischen 1000-MW Druckwasserreaktors verläuft. Im Bild 29 ist dieser sogenannte Pumpenbogen mit seinen Abmessungen dargestellt.



**Bild 29:** Schematische Darstellung des Pumpenbogens der IVO-Versuchsanlage

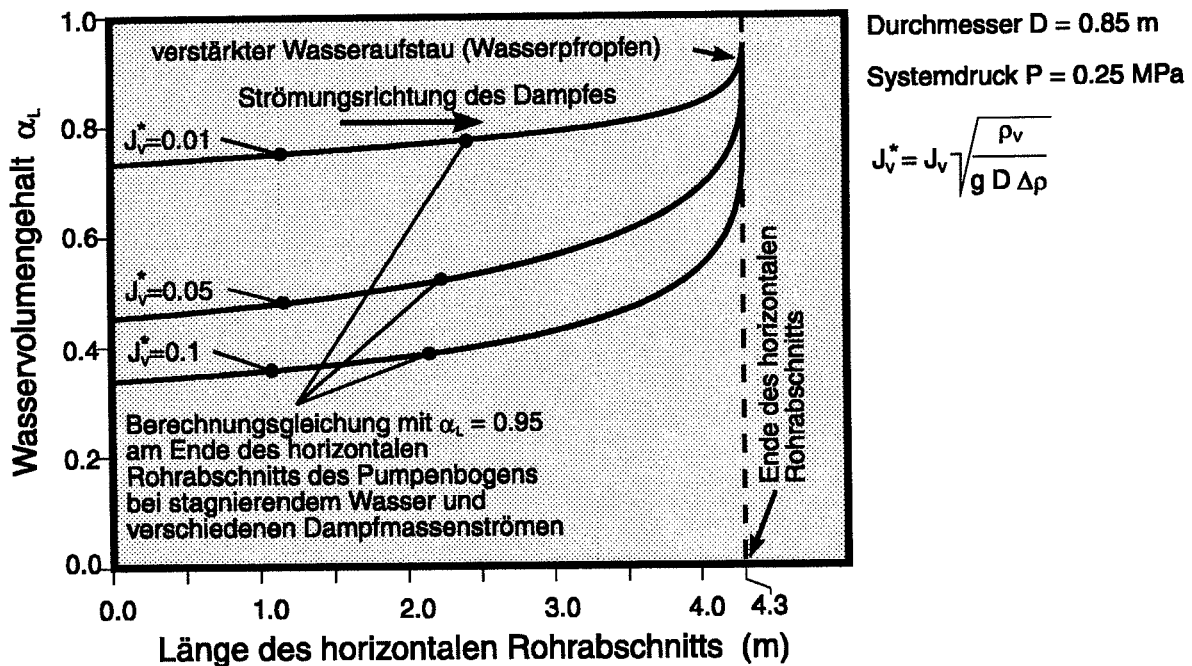
Die linke Seite dieses Rohrbogens mit dem größeren Rohrkrümmer führt in der realen Reaktoranlage zum Dampferzeuger, die rechte Seite zur Pumpe.

Der horizontal verlaufende Abschnitt des Pumpenbogens wird zu Versuchsbeginn teilweise mit Wasser befüllt. Die Wasserbefüllung dieses Rohrabschnitts wird dimensionslos durch den Wasservolumengehalt  $\alpha_L$  ausgedrückt, der hier als Mittelwert für den gesamten Pumpenbogen zu verstehen ist. Im Versuch wird ein Luftvolumenstrom von der Dampferzeugerseite zur Pumpenseite über diese Wasservorlage geleitet. Aufgrund des Impulsaustausches zwischen Luft und Wasser bewirkt dieser Luftvolumenstrom eine Verlagerung des Wassers zur Pumpenseite. Dies ist schematisch in Bild 29 dargestellt. Durch Steigerung dieses Volumenstromes erreicht man ab einem bestimmten Luftvolumenstrom das erstmalige Entstehen von Wasserpfropfen. Dabei findet ein Wechsel der Strömungsform von stratifizierter Strömung

mung zur Pfropfenströmung (die Experimentatoren sprechen von "Onset of Slugging") statt.

Dieses Phänomen, Wechsel der Strömungsform, kann mit der Berechnungsgleichung (149) ebenfalls berechnet werden. Zur Integration der Gleichung (149) wird wieder von Gleichung (150) Gebrauch gemacht. Intervalle  $dz$  von einem Millimeter werden angesetzt.

In der Auswertung der Berechnungsgleichung wird angenommen, daß der Wasservolumenstrom im gesamten Pumpenbogen stagniert und die Dampfvolumenstromdichte längs des Pumpenbogens konstant ist.



**Bild 30:** Wasservolumengehalt  $\alpha_L$  längs des horizontalen Rohrabschnitts des Pumpenbogens

Um das Phänomen, Ausbildung von Wasserpfropfen, mit Hilfe der Berechnungsgleichung zu beschreiben wird darüber hinaus angenommen, daß die Wasserphase am Rohrkrümmer zur Pumpe durch den Luftstrom derart aufgestaut wird, daß sie fast den gesamten Strömungsquerschnitt an diesem Rohrkrümmer einnimmt, also am Rohrkrümmer einen Wasserpfropfen bildet. Der Wasservolumengehalt an diesem Rohrkrümmer wird mit  $\alpha_L = 0.95$  angesetzt. Die Festsetzung dieses Randwerts hat

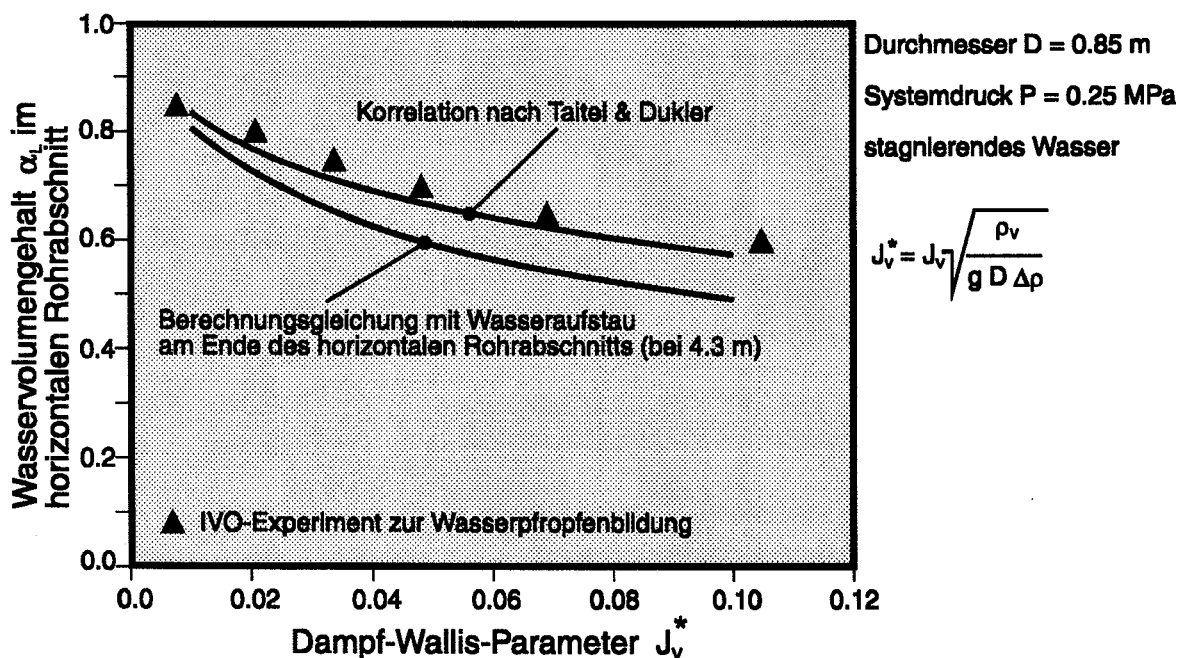


wegen des steilen Gradienten einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Dampfvolumentgehalte stromaufwärts.

In Bild 30 sind die mit Gleichung (149) und den obengenannten Annahmen berechneten axialen Verläufe des Wasservolumengehaltes  $\alpha_L$  im horizontalen Rohrabschnitt des Pumpenbogens über der Länge von 4.3 m bei verschiedenen Volumenstromdichten, ausgedrückt durch den dimensionslosen Wallis-Parameter für Dampf, dargestellt. Die Volumenstromdichte ergibt sich aus dem dimensionslosen Wallis-Parameter  $J_V^*$  zu:

$$J_V = J_V^* \sqrt{\frac{D g (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}} \quad (151)$$

Das Bild 30 zeigt, daß mit abnehmender Befüllung des Pumpenbogens die Gasgeschwindigkeiten zunehmen muß, um die Wasserphase am Rohrkrümmer bei der Rohrposition 4.3 m derart aufzustauen.



**Bild 31:** Über den Pumpenbogen gemittelter Wasservolumengehalt  $\alpha_L$  in Abhängigkeit von der Gasvolumenstromdichte, ausgedrückt durch den Dampf-Wallis-Parameter  $J_V^*$

Im Bild 31 sind die über den Pumpenbogen gemittelten Wasservolumengehalte  $\alpha_L$  in Abhängigkeit vom Wallis-Parameter für Dampf aufgetragen, die jeweils zu dem Wasseraufstau am Rohrkrümmer des Pumpenbogens führen. Die Mittelung erstreckt sich teilweise in die Rohrkrümmer hinein, da auch hier ein Teil des Wassers gespeichert wird. Dieser Anteil ist im Verhältnis zur horizontalen Rohrstrecke gering.

Zum Vergleich sind in das Bild 31 die von IVO gemessenen und die sich aus dem Kriterium von Taitel und Dukler /TAI-75/ für den Wechsel der Strömungsform ergebenden Wasservolumengehalte eingetragen. Die experimentellen Daten sind der Literaturstelle /TUO-88/ entnommen. Aus Vereinfachungsgründen wurden die sich aus dem Taitel/Dukler-Kriterium ergebenden Wasserhöhenstände im zylindrischen Rohr ohne Umrechnung auf den entsprechenden Wasservolumengehalt direkt dargestellt, da diese Unterschiede maximal 6% betragen und sich nur bei Wasservolumengehalten um 0.25 und 0.75 zeigen.

Das Bild 31 zeigt, daß Abweichungen zwischen Ergebnissen der Berechnungsgleichung und den experimentellen Daten mit größeren Wallis-Parametern zunehmen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß bei größeren Wallis-Parametern die Speicherung von Wasser weiter in den pumpenseitigen Rohrkrümmer hinein stattfindet, die in der vereinfachten Auswertung der Berechnungsgleichung nicht berücksichtigt wird. Der pumpenseitige Rohrkrümmer wird in der Auswertung der Berechnungsgleichung nur bis zur verlängerten Oberkante des horizontalen Rohres berücksichtigt.

Die Übereinstimmung der Ergebnisse der Berechnungsgleichung mit IVO-Daten und der Taitel/Dukler-Korrelation zeigt, daß die Berechnungsgleichung auch als Strömungswechsel-Kriterium benutzt werden kann.

Nach dem Umschlag der Rohrströmung von stratifizierter Strömung zur Pfropfenströmung beobachteten die IVO-Experimentatoren, daß große Wassermassen im Pumpenbogen sich mit der Gasströmung vor und zurück bewegen. Bei diesen Pulsationen findet ein periodischer Wasserauswurf aus dem Pumpenbogen statt. Der Wasserinhalt des Pumpenbogens verringert sich dabei soweit, bis der Wasserauswurf vernachlässigbar ist und wieder im zeitlichen Mittel eine stagnierende Wasserströmung vorliegt. Im Unterschied zum bisherigen befindet sich jetzt auch Was-

ser im gesamten pumpenseitigen Rohrkrümmer und im vertikalen Rohrabschnitt des Pumpenbogens. In diesem Versuch wurde die dabei verbliebene Wassermenge festgestellt, indem der Gasstrom abgestellt wurde und das sich im unteren Teil des Pumpenbogens sammelnde Wasservolumen gemessen wurde.

Die Auswertung der Berechnungsgleichung (149) für diese Situation verlangt die Kenntnis des Wasservolumengehaltes im pumpenseitigen Rohrkrümmer als Randwert für den horizontalen Rohrabschnitt.

Für Rohrkrümmer liegen derzeit keine Flutbeginn-Versuche vor, an denen eine Berechnungsgleichung speziell für Rohrkrümmer abgeleitet werden könnte. Deshalb wird erneut auf die experimentellen Ergebnisse der Lee-Versuche /LEE-85/ für größere Neigungswinkel zurückgegriffen. Im Unterschied zu den kleinen Neigungswinkeln ergeben sich für die Neigungswinkel um  $40^\circ$  etwas kleinere Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten, siehe Bild 19.

Die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten für diesen Winkelbereich lassen sich durch die Modifikation des Parameters C der Gleichungen (140) und (141) von  $C = 1.15$  auf  $C = 0.9$  approximieren. Die Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten für diesen Winkelbereich lauten daher:

$$V_{vc} = 0.90^2 \sqrt{\frac{2gH \sin(\vartheta) (\rho_L - \rho_v)}{\rho_v}}, \quad (152)$$

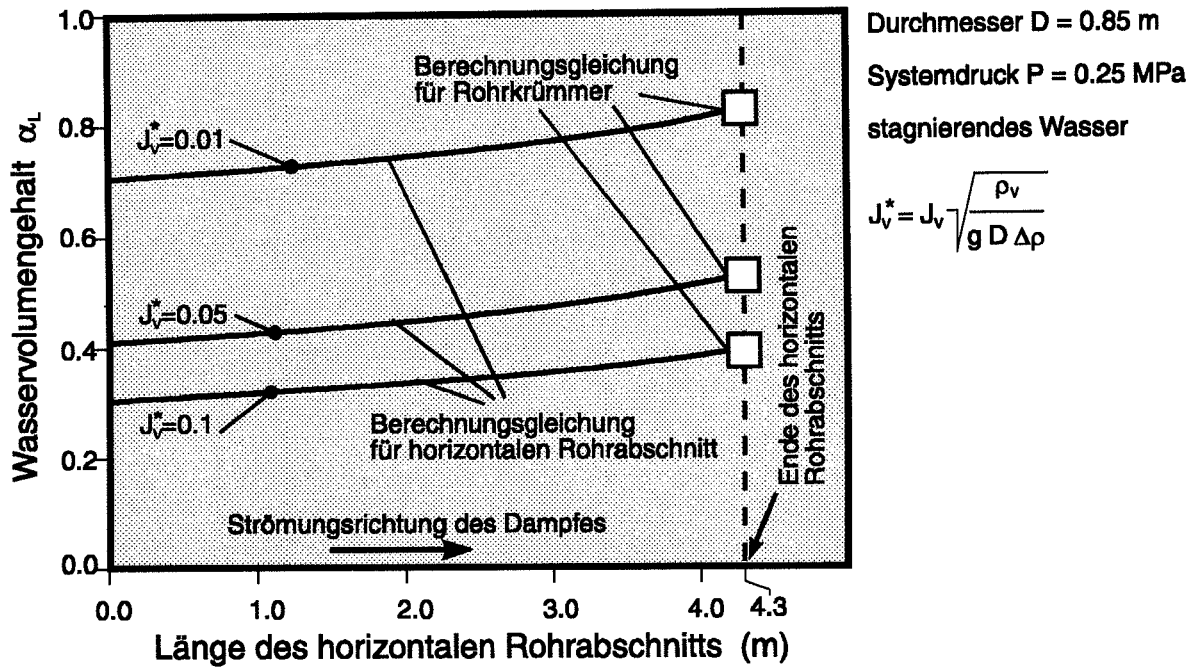
$$V_{Lc} = \frac{0.90^2}{0.73^2} \sqrt{\frac{2gH \sin(\vartheta) (\rho_L - \rho_v)}{\rho_L}}. \quad (153)$$

Für die in diesen Gleichungen (152) und (153) enthaltenen Neigungswinkel wird für den  $90^\circ$ -Rohrkrümmer ein mittlerer Winkel von  $45^\circ$  angenommen. Die Kanalhöhe H dieser Gleichungen wird wie bisher dem Durchmesser D gleichgesetzt.

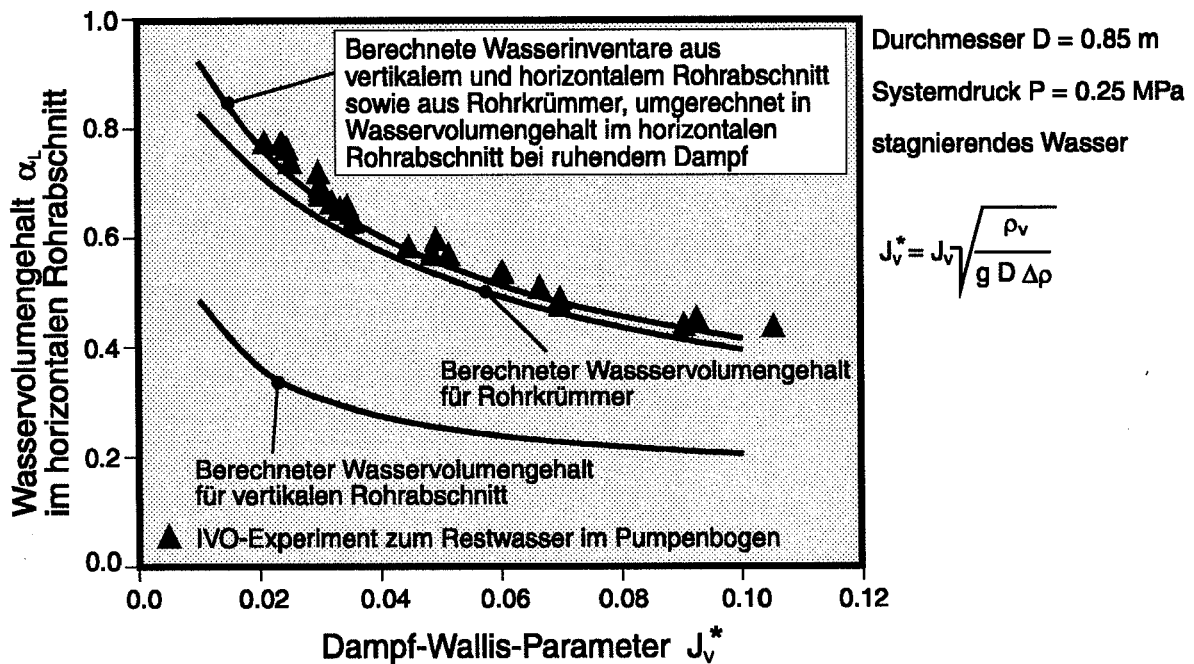
Die Berechnungsgleichung (117) (für vertikale Rohre) wird daher mit diesen Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten (152) und (153) ausgestattet, um hieraus den Dampfvolumengehalt  $\alpha_v$  im  $90^\circ$ -Rohrkrümmer zu berechnen.

Das Ergebnis der so ausgestatteten Berechnungsgleichung (117) wird der Berechnungsgleichung (149), für den horizontalen Rohrabschnitt, als Randwert bereitgestellt. Zur Berechnung des Dampfvolumengehaltes im senkrechten Rohrabschnitt

des Pumpenbogens kann wie bisher von der Berechnungsgleichung (117) mit den Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten (112a,b) Gebrauch gemacht werden.



**Bild 32:** Wasservolumengehalt  $\alpha_L$  längs des horizontalen Rohrabschnitts des Pumpenbogens



**Bild 33:** Wasservolumengehalt in Abhängigkeit vom Dampf-Wallis-Parameter - Vergleich zwischen Ergebnissen der Berechnungsgleichung und experimentellen Daten von IVO

In den Bildern 32 und 33 sind jeweils die sich aus den Berechnungsgleichungen ergebenden Wasservolumengehalte  $\alpha_L$  dargestellt. Bild 32 zeigt den axialen Verlauf des Wasservolumengehalts  $\alpha_L$  längs des horizontalen Rohrabschnitts für drei verschiedenen Dampf-Wallis-Parameter. Der Wert bei der Rohrposition 4.30 m entspricht dem Wert im pumpenseitigen Rohrkrümmer.

Im Bild 33 sind die sich aus den Berechnungsgleichungen für den Rohrkrümmer, für den senkrechten Rohrabschnitt und die sich im horizontalen Rohrabschnitt nach Abschalten der Gasströmung ergebenden Wasservolumengehalte in Abhängigkeit vom Wallis-Parameter  $J_v^*$  gezeigt. Zum Vergleich sind die IVO-Messungen der Wasservolumengehalte nach Abschalten der Gasströmung eingetragen. Die experimentellen Daten sind der Literaturstelle /TUO-88/ entnommen.

Die Berechnungsgleichungen lassen erkennen, daß im Rohrkrümmer die höchsten Wasservolumengehalte auftreten. In den horizontalen Rohrabschnitt hinein nehmen diese Gehalte ab und auch im vertikalen Rohrabschnitt werden sehr viel geringere Wassergehalte berechnet. Nach Abschalten des Gasstromes läuft das Wasser aus dem vertikalen in den horizontalen Rohrabschnitt. Dadurch kommt es zu einer Anhebung des Wasservolumengehaltes im horizontalen Rohrabschnitt des Pumpenbogens über den Wert des Wasservolumengehaltes des Rohrkrümmers hinaus.

Der Vergleich der berechneten Wasservolumengehalte bei abgeschaltetem Gasstrom zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis. Einschränkung muß allerdings darauf hingewiesen werden, daß dieser Vergleich keine unmittelbare Überprüfung der Berechnungsgleichung für horizontale Rohrströmung darstellt, weil die Anteile aus der Berechnungsgleichung zum Rohrkrümmer und zum vertikalen Rohrabschnitt ganz wesentlich das Gesamtergebnis "Wasservolumengehalt nach Abschaltung" bestimmen. Die Berechnung des Wasservolumengehaltes im Rohrkrümmer dominiert das Gesamtergebnis, da hier zum einen der Randwert für die horizontale Rohrstrecke vorgegeben wird und gleichzeitig die Wasserspeicherung im Rohrkrümmer selbst durch das Zurücklaufen von Wasser nach Abschaltung der Gasströmung zum Gesamtergebnis beiträgt. Damit stellt der Vergleich eher eine Überprüfung der Berechnungsgleichung für die Strömung im Rohrkrümmer dar.

### 9.3.3 Überprüfung der Berechnungsgleichung anhand des Versuchs UPTF 11

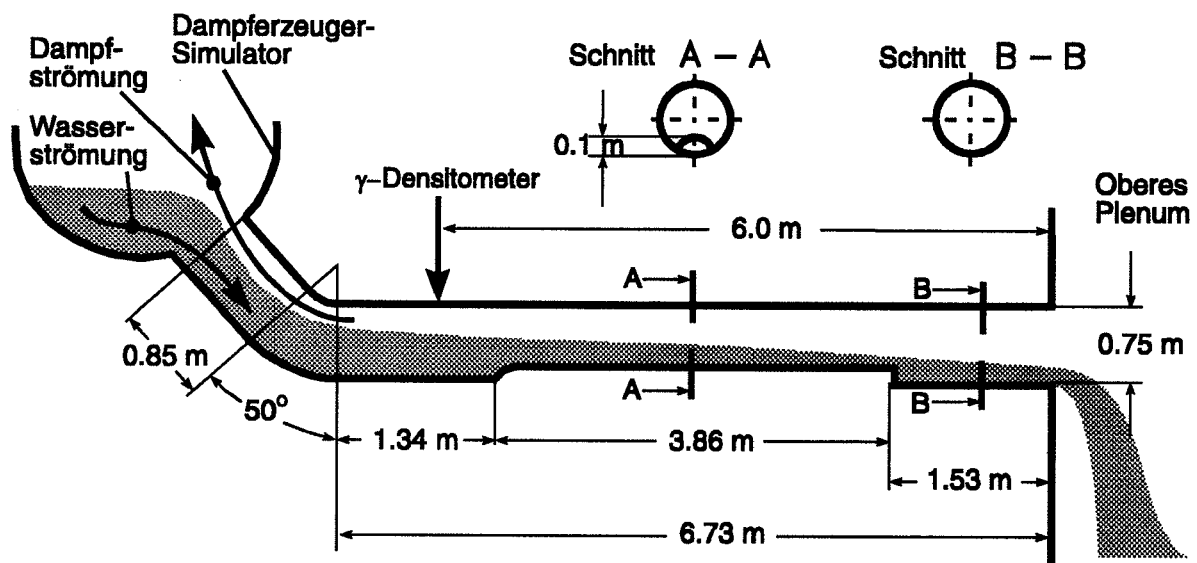
UPTF steht für Upper Plenum Test Eacility. Es handelt sich hierbei um eine Versuchseinrichtung, die mit Strömungskanälen ausgestattet ist, die einem 1:1-Abbild des Primärkreislaufs eines 1300 MW Druckwasserreaktors vom Hersteller Siemens (KWU) entsprechen. Im einzelnen sind in der UPTF-Versuchseinrichtung abgebildet:

- das Reaktordruckgefäß mit Ringraum, Unterem Plenum und Oberem Plenum,
- der obere Teil des Kernbereichs mit 193 Brennelementsimulatoren (jedes Element besteht aus einer 16x16 Stabanordnung) und Brennelementkopf sowie Gitterplatte,
- vier Kühlmittelschleifen bestehend aus Heißem und Kaltem Strang und
- vier Pumpen- und Dampferzeuger-Simulatoren in den Schleifen.

Die Versuchseinrichtung gestattet die Untersuchung der Thermohydraulik von Dampf-/Wasserströmungen in diesen Strömungskanälen bei Drücken bis zu 2 MPa.

Der Versuch UPTF 11 faßt eine Serie von Versuchsläufen zusammen, die der Ermittlung des Flutbeginns im Heißen Strang innerhalb einer Schleife dienen. Dieser Versuch ermöglicht die Überprüfung der Berechnungsgleichung (Gleichung (83) mit (149)) hinsichtlich der Berechnung des Flutbeginns für eine Rohranordnung, die geometrisch dem sogenannten Heißen Strang einer Reaktoranlage im Maßstab 1:1 entspricht. Der Heiße Strang verbindet im Druckwasser-Reaktor das Obere Plenum des Reaktordruckbehälters mit dem Dampferzeuger. Diese Rohrleitung ist in Bild 34 mit ihren Abmessungen, so wie sie in der UPTF-Versuchseinrichtung vorliegt, dargestellt.

Im Versuch UPTF 11 wird Wasser an der Dampferzeugerseite des Rohres eingespeist. Gleichzeitig wird Dampf auf der gegenüberliegenden Seite, die mit dem Oberen Plenum verbunden ist, zugeführt. Der Dampfmassenstrom wird in Stufen erhöht, bis der Flutbeginn und die Gegenstromgrenze beobachtet werden können.



**Bild 34:** Schematische Darstellung der Heißen Leitung der UPTF-Versuchseinrichtung mit Abmessungen, die für die Dampf-/Wasserströmung von Bedeutung sind

Das Bild 34 zeigt, daß diese Rohrleitung im Rohrleitungsabschnitt der sogenannten Hutze (siehe Schnitt A - A) sich im Querschnitt ändert. Damit verbunden ist in diesem Bereich auch eine Änderung im hydraulischen Rohrdurchmesser und des Verlaufs der Zentrallinie der Rohrleitung. Unter stationären Strömungsbedingungen ohne Massenaustausch zwischen den Phasen erhöhen sich daher in diesem verengten Strömungsquerschnitt aufgrund konstanten Massenstromes bzw. Volumenstromes die Volumenstromdichten. Die Auswertung der Berechnungsgleichung ((83) mit (149)) für horizontale Rohrströmungen kann daher nur abschnittsweise erfolgen. Im Rohrabschnitt der Heißen Leitung, der dem Schnittbild B - B entspricht, liegt eine Fläche für den Strömungsquerschnitt von  $A = 0.4412 \text{ m}^2$  zugrunde. Im Bereich der Hutze, Schnittbild A - A, ist von einem Querschnitt von  $A = 0.3964 \text{ m}^2$  und einem hydraulischen Durchmesser von  $0.6217 \text{ m}$  auszugehen.

Da der Flutbeginn für geneigte Rohre, also auch für den  $50^\circ$ -Rohrabschnitt, nicht für die gesamte Rohranordnung begrenzend ist, kann sich die Berechnung der Gegenstromgrenze auf den horizontalen Rohrabschnitt des Heißen Stranges beschränken.

Für den geneigten Rohrabschnitt mit einer Winkellage um  $50^\circ$  ergibt sich aus den Untersuchungen von Bankoff und Lee /BAN-82/, daß die Korrelation für den Flutbe-

ginn (139) mit dem Parameter  $C = 0.9$  auszuwerten ist. Siehe hierzu auch das Bild 19.

$$C = \sqrt{J_{mV}^*} + m \sqrt{J_{mL}^*} \quad \text{mit} \quad C = 0.90 \quad \text{und} \quad m = 0.73. \quad (154)$$

Die Auswertung der Lee-Parameter  $J_{mV}^*$  und  $J_{mL}^*$  (siehe Definitionsgleichungen (135) und (136)) hat dabei mit dem Sinus von  $50^\circ$  zu erfolgen.

Die Auswertung der Berechnungsgleichung für horizontale Strömung in einen Vergleich gestellt mit der Auswertung der Flutbeginn-Korrelation (154) zeigt, daß der Flutbeginn im horizontalen Rohrabschnitt der UPTF-Rohrleitung bei kleineren Volumenstromdichten stattfindet.

Wenn man zur Abschätzung annimmt, daß im horizontalen Rohrabschnitt der größtmögliche Gradient des Wasservolumengehalts sich bestimmt durch die Entwicklung des Wasservolumengehaltes von Null am Beginn auf den Wert eins am Ende der Rohrstrecke, also nach einer Lauflänge von 6.73 m, dann folgt daraus ein Wert für diesen Gradienten von  $\frac{\partial \alpha_L}{\partial z} = 0.149 \frac{1}{m}$  bzw. ein Wert für den Sinus von  $\vartheta$ ,  $\sin(\vartheta) = \frac{\partial \alpha_L}{\partial z} D = 0.149 \frac{1}{m} 0.75m = 0.111$ . Selbst bei einem Wert für den Parameter  $C$  von 1.15 für die horizontale Rohrstrecke ergibt sich daraus in der Gegenüberstellung,

$$\begin{aligned} [C^2 \sqrt{\sin(\vartheta)}]_{\text{geneigt}} &> [C^2 \sqrt{\sin(\vartheta)}]_{\text{horizontal}}, \\ 0.9^2 \sqrt{\sin 50^\circ} &> 1.15^2 \sqrt{0.111}, \\ 0.7089 &> 0.4406. \end{aligned}$$

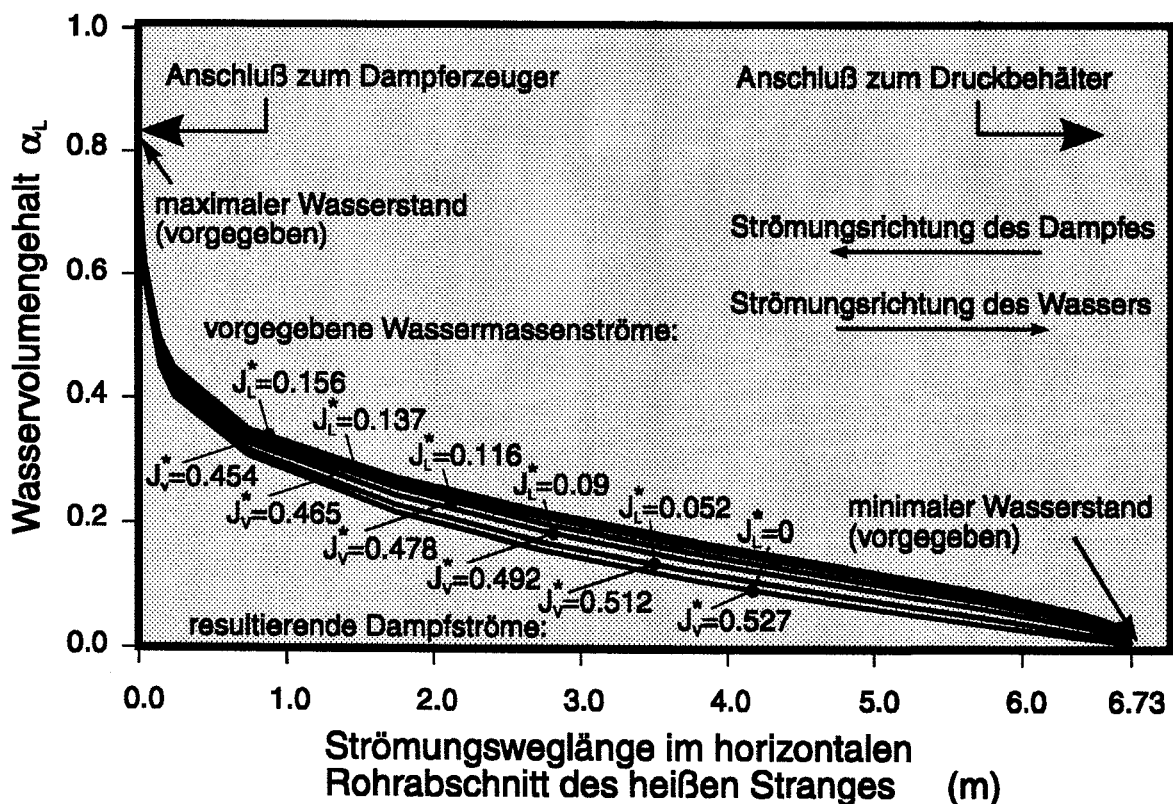
daß die Wallis-Parameter im Falle der geneigten Rohrstrecke um etwa 60% größer ausfallen als die Wallis-Parameter der horizontalen Rohrstrecke. Zum Flutbeginn sind damit bei gleicher Wasser-Volumenstromdichte die Dampf-Volumenstromdichten für das geneigte Rohrstück um 60% größer als die Dampf-Volumenstromdichten für das horizontale Rohrstück. Das  $50^\circ$ -Rohrteil ist daher bei der Berechnung des Flutbeginns nicht maßgeblich.

Die genaue Berechnung des Flutbeginns für die Rohranordnung zum Heißen Strang erfolgt durch Auswertung der Differential-Gleichung (149) mit Hilfe der Gleichung



(150), wobei zur numerischen Approximation das Intervall von  $dz = 0.01$  m angesetzt wird. Bei der Auswertung dieser Gleichungen (149) und (150) wurde beachtet, daß im Rohrabschnitt der Hutze sich der hydraulische Durchmesser  $D_{hyd}$  und der Strömungsquerschnitt  $A$  ändern.

Zur Berechnung des Flutbeginns wird von einem vorgegebenen Wassermassenstrom  $G_L$  ausgegangen und durch Variation des Dampf-Massenstromes  $G_v$  diejenige Wasservolumengehalt-Verteilung  $\alpha_L(z)$  gesucht, bei der im Mündungsbereich des Heißen Stranges zum Oberen Plenum der Wasservolumengehalt nahe Null und der Wasservolumengehalt zum Rohrkrümmer hin nahe eins wird. Es wird somit ein Wasserstau am Ansatz zum Rohrkrümmer unterstellt, da im Rohrkrümmer selbst noch kein Flutbeginn aufgrund obiger Abschätzung möglich ist und das Wasser ungehindert den horizontalen Rohrabschnitt erreicht.



**Bild 35:** Verteilungen des Wasservolumengehalts längs des horizontalen Rohrabschnitts, die dem Zustand Flutbeginn entsprechen

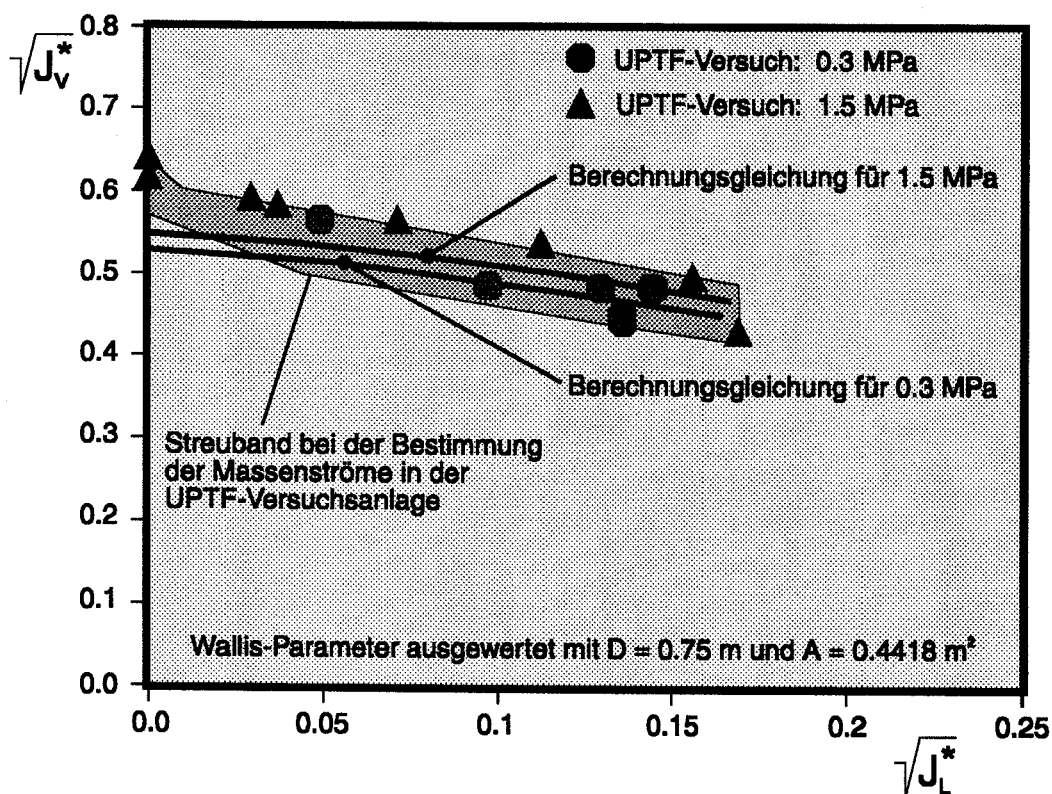
Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Bild 35 für 6 verschiedene Wassermassenströme dargestellt. In der Legende zum Bild 35 sind die Wurzelwerte der

Wallis-Parameter  $J_v^*$  und  $J_L^*$  in Zuordnung zu den gezeigten Kurven angegeben. Die Wallis-Parameter  $J_v^*$  und  $J_L^*$  werden unter Verwendung der geometrischen Abmessungen des ungestörten Querschnitts des Heißen Stranges (siehe hierzu Schnitt B - B im Bild 34) gebildet.

Es zeigt sich, daß bei Annäherung zum Rohrkrümmer hin, Rohrposition 0 m, der Wasservolumengehalt  $\alpha_L$  auf kurzer Länge (0.5 m) stark ansteigt. Dieser Wasseranstau auf kurzer Distanz macht viele Iterationen in der Berechnung nötig, um letztlich die gewünschte Wasservolumengehalt-Verteilung, die dem Zustand Flutbeginn entspricht, zu treffen.

In Bild 36 sind die resultierenden Wallis-Parameter für Dampf und Wasser, die zu dieser flutbeginn-spezifischen Wasservolumengehalt-Verteilung innerhalb des horizontalen Rohrabschnitts gehören, als Wurzelfunktionen aufgetragen.

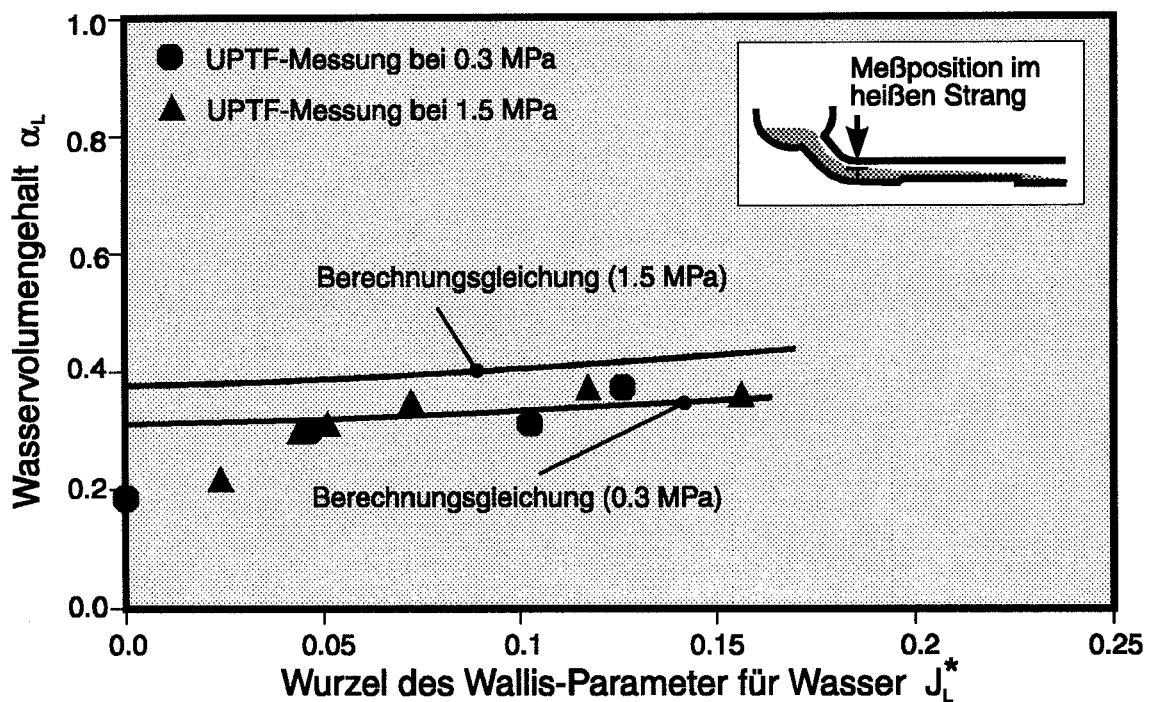
Zum Vergleich sind im Bild 36 die experimentellen Daten der UPTF 11-Versuche eingetragen. Die Daten sind den Literaturstellen /SON-87/ und /RIE-87/ entnommen.



**Bild 36:** Volumenstromdichten bei Flutbeginn dargestellt als Wurzelfunktion der Wallis-Parameter  $J_v^*$  und  $J_L^*$  - Gegenüberstellung zwischen berechneten und experimentellen Werten aus dem Versuch UPTF 11

Die eingespeisten Dampfmassenströme können in der Versuchseinrichtung UPTF gemäß /RIE-87/ mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.6$  kg/s bestimmt werden. Dagegen ist die Bestimmung der Wassermassenströme, die im Gegenstrom zum Dampf fließen, nur indirekt möglich. Der Wassermassenstrom wird aus einer Füllstandsänderung im sogenannten Testbehälter abgeleitet. Der Wassermassenstrom wurde im Experiment gemäß /RIE-87/ mit einer Genauigkeit von  $+5$  kg/s und  $-1$  kg/s bestimmt (siehe hierzu schattiertes Feld im Bild 36).

Der Vergleich zeigt, daß die Berechnungsgleichung ((83) mit (149)) sowohl für den Systemdruck 0.3 MPa als auch für den Systemdruck 1.5 MPa den Flutbeginn im für den Heißen Strang in weiten Bereichen korrekt wiedergibt.



**Bild 37:** Wasservolumengehalt bei Flutbeginn in Abhängigkeit von der Wurzelfunktion des Wallis-Parameters für Wasser  $J_L^*$

Neben der Volumenstrom-Messung wurden in den Versuchen der Reihe UPTF 11 auch mit Hilfe eines 3-Strahl- $\gamma$ -Densitometers die Dichten der zweiphasigen Strömung im Strömungsquerschnitt an der horizontalen Rohrposition 6 m von der Rohröffnung zum Oberen Plenum entfernt festgestellt. Siehe hierzu auch Bild 34, in dem durch das Symbol  $\gamma$  der Ort der Meßposition angezeigt wird. Das Densitometer liefert gemäß /SAR-92/ eine Dichtemessung mit einer Genauigkeit von  $\pm 100$  kg/m<sup>3</sup> für

Wasser und  $\pm 7\text{kg/s}$  für Dampf, so daß für den zur Hälfte gefüllten Rohrquerschnitt der Dampfvolumengehalt mit etwa  $\pm 0.1$  genau bestimmt wird.

In Bild 37 sind die in Wasservolumenanteile umgerechneten Dichte-Messungen des 3-Strahl-Densitometers in Abhängigkeit vom Wurzelwert des Wallis-Parameters der Wasserphase dargestellt. Diese gemessenen Wasservolumenanteile zum Zustand Flutbeginn sind in einen Vergleich gestellt mit den Wasservolumenanteilen, die durch die Berechnungsgleichung für dieselbe Rohrposition berechnet werden.

Wenn man von der Abweichung für kleinere Wasser-Wallis-Parameter gegenüber dem Experiment absieht, dann zeigt sich auch hier, daß mit Hilfe der Berechnungsgleichung sowohl für den Systemdruck 0.3 MPa als auch für 1.5 MPa eine im Rahmen der Meßgenauigkeit für den Dampfvolumengehalt von  $\pm 0.1$  hinreichend genaue Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden erzielt werden kann.

## **10. Bedeutung der Berechnungsgleichung für Störfallanalysen**

Die Rechenprogramme zur Simulation der Thermohydraulik bei Transienten und hypothetischen Kühlmittelverluststörfällen in Leichtwasserreaktoren sind in den letzten Jahren in erheblichem Umfang weiterentwickelt worden. Diese Entwicklung, die noch nicht abgeschlossen ist, hat zum Ziel, zu einer möglichst realistischen Berechnung der Störfallabläufe zu kommen und dadurch die pessimistischen Annahmen zur Kompensation von Berechnungsunsicherheiten abzubauen. Die Weiterentwicklung erfaßt alle Teile der Rechenprogramme, d.h. Grundgleichungssystem, konstitutive Gleichungen, Numerik, Programmstruktur, Benutzeroberfläche u.s.w..

Wesentliche Schritte zur realistischen Beschreibung der Zweiphasenströmung sind die Berücksichtigung des thermischen Nichtgleichgewichts zwischen Wasser und Dampf und der unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeit dieser beiden Phasen. Hier soll im folgenden nur auf die Bedeutung der Berechnungsgleichung im Hinblick auf großräumige Separationsvorgänge näher eingegangen werden.

Um Separationsvorgänge beschreiben zu können, müssen die Voraussetzungen dafür bereits im Grundgleichungssystem des Rechenprogramms angelegt sein. Ein System, bestehend aus den drei Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und

Energie für das zweiphasige Gemisch, ist nur in engen Grenzen in der Lage, zweiphasige Prozesse zu beschreiben.

Ein Grundgleichungssystem, das zwei getrennte Massenerhaltungsgleichungen für Wasser und Dampf enthält (4-Gleichungssystem), ist daher besser geeignet. Damit läßt sich die verzögerte Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichts bei Entspannungsverdampfung berücksichtigen, was z.B. bei der Untersuchung eines hypothetischen Kühlmittelverluststörfalls wiederum Einfluß auf die kritische Ausströmung am Leck hat. Um im Rahmen eines 4-Gleichungssystems auch die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen beschreiben zu können, fügt man zu der Differentialgleichung für den Impuls der Mischung noch eine algebraische Gleichung für die Differenzgeschwindigkeit hinzu. Meist wird zur Berechnung dieser quasistatischen Geschwindigkeitsdifferenz ein sogenanntes Drift-Flux-Modell (z.B. Berechnungsgleichung (105)) eingesetzt.

Führt man auch für die Energie getrennte Bilanzgleichungen für die Phasen ein, so ist auch die gleichzeitige Abweichung beider Phasentemperaturen von der Sättigungstemperatur in der Rechnung möglich (5-Gleichungssystem). Diese Situation kann z.B. beim großen Leck von Bedeutung sein, wenn überhitzter Dampf aus dem freigelegten Kern mit unterkühltem Notkühlwasser zusammentrifft.

Schließlich kommt man zum sogenannten voll separierten Zweifluidmodell (6 - Gleichungssystem), bei dem auch noch die Impulserhaltung für beide Phasen getrennt bilanziert wird. Dadurch erhält man zusätzlich die Möglichkeit, die dynamische Entwicklung der Geschwindigkeiten für die Einzelphasen getrennt zu erfassen, das kann z.B. in der Niederdruckphase bei großen Lecks von Bedeutung sein, wenn durch Kondensationsvorgänge im Zusammenhang mit der Druckspeichereinspeisung starke Oszillationen der Strömung angeregt werden.

Mit zunehmender Anzahl der Bilanzgleichungen nimmt auch die Anzahl der Schließungsgleichungen zu, die zur Beschreibung des Massen-, Impuls- und Energieaustausches der Phasen untereinander und der Einzelphasen mit der Kanalwand (Wandreibung, Wärmeübertragung) notwendig sind. Gleichzeitig entfällt jeweils eine restriktive Bedingung, d.h. z.B. bei zwei separierten Energiegleichungen kann auf

die Einschränkung verzichtet werden, daß jeweils eine der beiden Phasentemperaturen gleich der Sättigungstemperatur sein muß.

Bei der Entwicklung der Rechenprogramme ist also mit der Erweiterung des Grundgleichungssystems gleichzeitig auch eine Entwicklung von Schließungsgleichungen zur Beschreibung der Phaseninteraktion (Kondensationsrate, Drift-Flux-Modell, u.s.w.) durchzuführen. Der sich daraus ergebende erweiterte Bedarf an Überprüfungen der Berechnungsgleichungen des Rechenprogramms wird dadurch abgedeckt, daß parallel zur Programmentwicklung zahlreiche Einzeleffekt- und Integralexperimente durchgeführt werden, die mit den neuen Programmen voraus- bzw. nachgerechnet werden. Unter einem Integralexperiment versteht man in der Reaktortechnik ein Experiment, das das Systemverhalten beispielsweise des Primärkreislaufs zu simulieren versucht. Im Gegensatz hierzu ist ein Einzeleffektexperiment auf die Darstellung eines einzelnen Phänomens, z.B. Ausbildung eines Gemischspiegels im Reaktordruckbehälter, konzentriert.

#### **10.1. Überprüfung der Berechnungsgleichung innerhalb des Rechenprogramms ATHLET**

Die in dieser Arbeit beschriebenen Berechnungsgleichungen für die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen für die verschieden geformten Berandungen der durchströmten Kanäle wurde in das Rechenprogramm ATHLET /SCH-87/, /WOL-88/, /AUS-88/ implementiert und überprüft. Diesem Rechenprogramm liegt u.a. ein 4-Gleichungssystem zugrunde, das nur eine Differentialgleichung für die Impulsbilanz des zweiphasigen Gemischs enthält. Der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen wird daher auf direktem Wege mit Hilfe der Berechnungsgleichung (siehe Gleichung (105) und Gleichungen aus der folgende Tabelle im Kapitel 11) berechnet.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungsgleichungen ersetzen die bisher im Rechenprogramm ATHLET /STE-89,a/ verwendeten konventionellen Berechnungsgleichungen, da deren Entwicklungsstand durch die neuen Gleichungen überholt ist. Die bisherigen Berechnungsgleichungen bestehen aus einer Zusammenschaltung bekannter Drift-Korrelationen, wie sie bereits im Kapitel 5.1 vorgestellt wurden. Die

---

siehe im Kapitel 11 die Übersichtstabelle

Übergänge zwischen den verschiedenen Strömungsformen werden in Anlehnung an verfügbare Korrelationen für die Strömungsformen ermittelt. Weitere Einzelheiten können den Literaturstellen /STE-89,b/ entnommen werden.

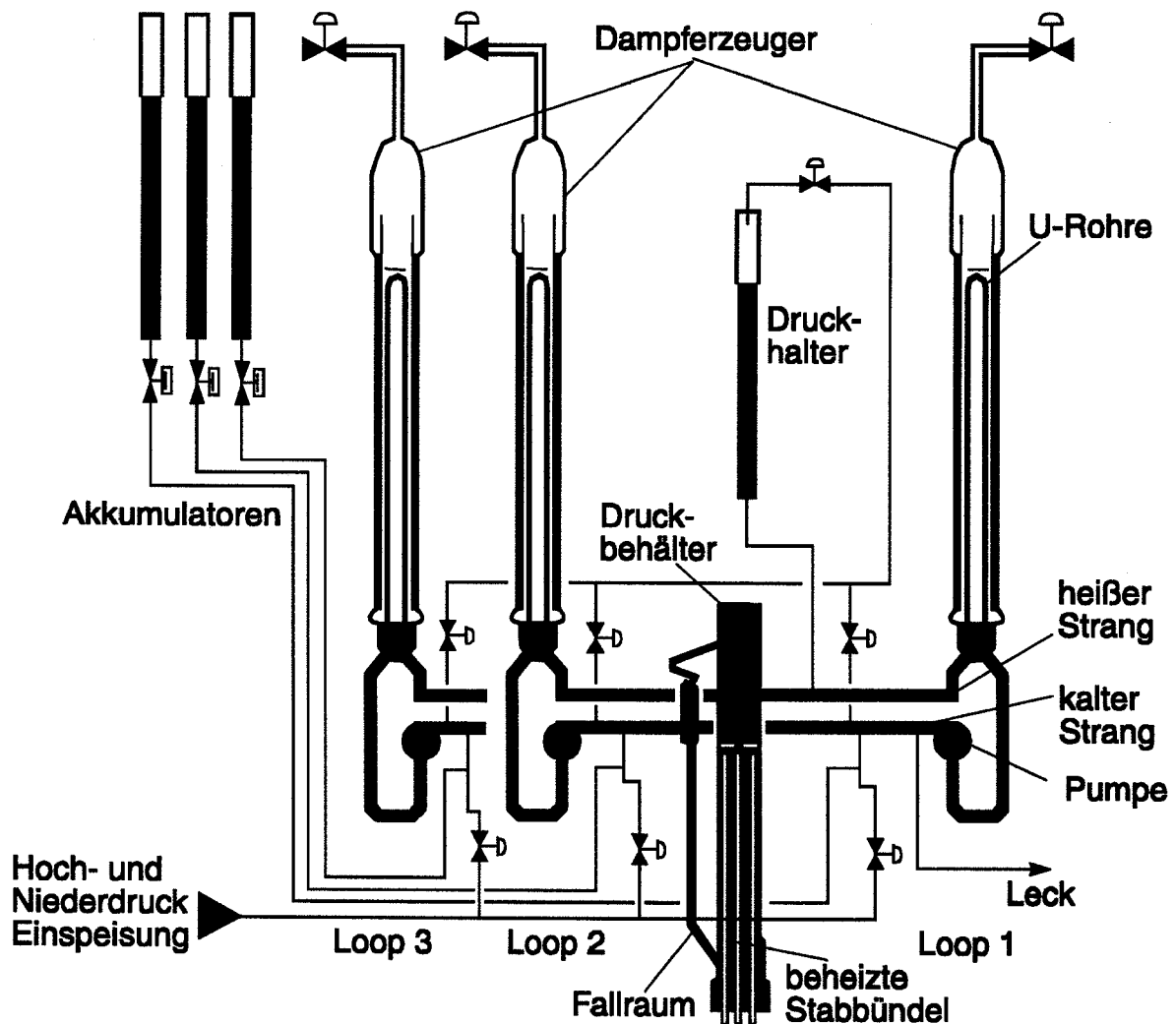
Im Rechenprogramm ATHLET wird die Berechnungsgleichung an diskreten räumlichen Schritten ausgewertet. Die Schrittweiten orientieren sich einerseits an den Gegebenheiten des Strömungsweges, wie z.B. den Querschnittsänderungen, Krümmungen oder Abzweigen und andererseits an der Forderung, den Rechenaufwand und damit die Zahl der diskreten Schritte in vertretbaren Grenzen zu halten. Es entstehen dabei Schrittweiten von 0.1 m bis 2.0 m. Die implementierte Berechnungsgleichung ist daher bei der Anwendung in einem Rechenprogramm erneut zu überprüfen, ob die gewünschte Genauigkeit von der implementierten Berechnungsgleichung noch erreicht wird.

Ein solcher Nachweis konnte durch Nachrechnungen von Einzeleffekt-Experimenten wie beispielsweise dem TPTF-Versuch zur horizontalen Rohrströmung oder dem UPTF-Versuch zur Gegenstrombegrenzung im Heißen Strang erbracht werden. Die hierzu erzielten Ergebnisse sind beispielsweise in den Literaturstellen /SON-87/, /DRÄ-90/ und /SKO-88/ dokumentiert worden.

Für die vorliegenden Berechnungsgleichungen wurden darüber hinaus Überprüfungen im Rahmen von ATHLET-Rechnungen zu sogenannten Integralexperimenten durchgeführt. Im Integralexperiment wird das hydraulische und thermische Verhalten einer im Maßstab verkleinert nachgebildeten Druckwasserreaktor-Anlage simuliert. Im Rahmen von sogenannten "internationalen Standardproblemen" wie beispielsweise dem OECD-CSNI International Standard Problem No.18 können Berechnungsgleichungen anhand von Vorausrechnungen zu Integralexperimenten überprüft und bewertet werden. In den Literaturstellen /RIN-85/, /RIN-90/ und /POI-92/ sind drei verschiedene Vorausrechnungen zu Standardproblemen dokumentiert. In allen Vorausrechnungen wurden die hier entwickelten Berechnungsgleichungen eingesetzt. Nach objektiven Kriterien kamen die Vorausrechnungen gegenüber Vorausrechnungen anderer Standardproblem-Teilnehmer, die andere Rechenprogramme mit anderen Berechnungsgleichungen verwenden, in fast allen Versuchsparametern am nächsten.

Einen Beleg für die erzielte Übereinstimmung zwischen Integralexperiment und der Vorausrechnung liefert der Vergleich von ausgewählten Versuchsparametern des Standardproblems 27 mit vorausgerechneten Parametern des ATHLET-Rechenprogramms.

Die Aufgabenstellung im Internationalen Standardproblem Nr. 27 bestand in der Vorausrechnung von Versuchsdaten des Versuchs 9.1.b der französischen Integralversuchsanlage BETHSY.



**Bild 38:** Übersicht über die BETHSY-Versuchsanlage

Bild 38 gibt eine Übersicht über die BETHSY-Versuchsanlage. Diese Anlage simuliert das Störfallverhalten einer französischen 900 MW Reaktoranlage von FRAM-ATOM mit drei Umwälzschleifen. Der volumetrische Maßstab dieser Versuchsanlage beträgt 1:100 zum Original. Die Anlage ist für Systemdrücke gleich denen der



Reaktoranlage ausgelegt. D.h. primärseitig ist diese Anlage bis 17.2 MPa und sekundärseitig bis 8 MPa ausgelegt.

Für das Standardproblem wurde eine Störfalltransiente mit folgenden Eigenschaften ausgewählt: Der Störfall wird durch ein 2"-Bruch an einem der kalten Stränge ausgelöst. Die Hochdruckeinspeisung versagt, nachdem die Anregekriterien erreicht sind. Durch die kontinuierlichen Masseverluste über das Leck wird der Kern teilweise freigelegt. Nachdem die Kernaustrittstemperatur 723 K überschritten hat, wird durch das Öffnen von sekundärseitigen Abblaseventilen als anlageninterne Notfallmaßnahme eine primärseitige Druckabsenkung eingeleitet. Ziel dieser Maßnahme ist, das Wasser der Druckspeicher zur Kernkühlung zu nutzen und die langfristige Kernkühlung sicherzustellen. Nach Erreichen von stabilen Nachkühlbedingungen wurde der Versuch beendet.

Zur Vorausrechnung dieser Störfalltransiente wurde mit dem Rechenprogramm ATHLET die Versuchsanlage mit ihren drei Loops sowohl primärseitig als auch sekundärseitig vollständig nachgebildet. Die sonstigen Systeme wie Druckspeicher, Einspeisesysteme, Abblaseventile, Speisewasser- und Frischdampfregelung wurden insoweit berücksichtigt, wie sie im Versuch zum Einsatz kamen. Der Reaktorkern wurde nur mit einem Kanal nachgebildet. Daher kann kein radiales Dampf volumengehalt- und Temperaturprofil der Rechnung entnommen werden.

#### **10.1.1 Vergleich zwischen Vorausrechnung und BETHSY-Experiment für ausgewählte Versuchsparameter**

Ein Vergleich ausgewählter Parameter ist für den Zeitabschnitt von Versuchsbeginn bis 5000 s in den Bildern 39 bis 42 dargestellt. Ab 5500 s wurde die Vorausrechnung mit einem anderem Rechenprogramm (FLUT) fortgesetzt, das speziell für die Niederdruckphase entwickelt wurde.

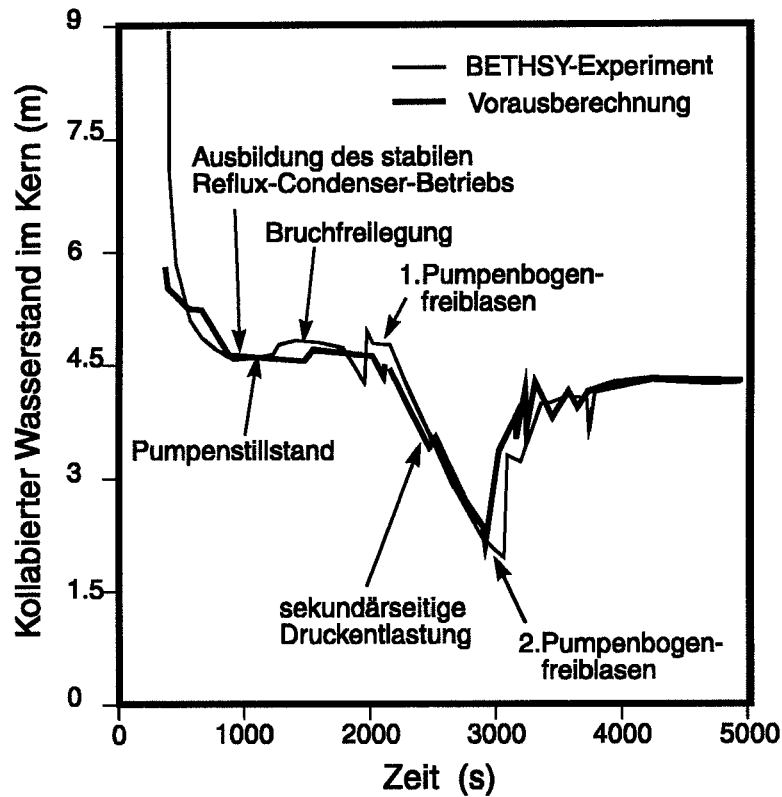
Der Vergleich der Vorausrechnung mit den Versuchsergebnissen zeigt für alle gemessenen Parameter (bis 5500 s) eine gute bis sehr gute Übereinstimmung. Diese Übereinstimmung wurde in /POI-92/ dokumentiert. Die hier gezeigte Parameterauswahl (Wasserspiegel im Kern, Druckdifferenz über die ansteigenden U-Rohre des Loops 2, Leckmassenstrom und Systemdruck) verdeutlicht, daß eine genaue Vorhersage der Inventarverteilung des Kühlmittels im Primärkreislauf mit dem Rechen-

programm unter Verwendung der hier vorgestellten Berechnungsgleichungen erreicht wurde.

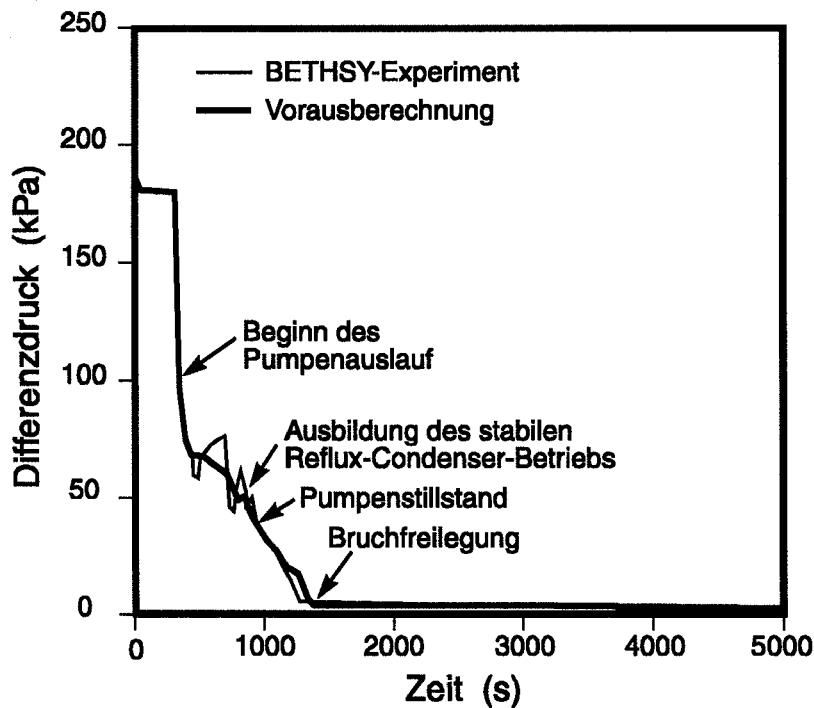
Es ist erwähnenswert, daß diese Vorausrechnung eine sogenannte "blinde" Vorausrechnung darstellt. D.h., diese Vorausrechnung wurde ohne Kenntnis der Versuchsergebnisse und zugleich als erste Rechnung für diese Versuchsanlage BETHSY angefertigt. Erfahrungen hinsichtlich der optimalen Abbildung der Anlage im Rechenprogramm lagen noch nicht vor. Damit bestanden für die Analyse der Störfalltransiente vergleichbare Voraussetzungen wie bei einer Reaktoranalyse, wo ebenfalls vor der Analyse keine anlagenspezifischen Meßdaten für das zu untersuchende Störfallspektrum vorhanden sind. Somit zeigt die Vorausrechnung dieses Standardproblems zugleich den gegenwärtigen Stand der Analysetechnik.

Bild 39 verdeutlicht, daß die zeitliche Entwicklung des gemessenen Wasserspiegels im Kern mit der Vorausberechneten sehr genau übereinstimmt. Dies geht darauf zurück, daß einerseits die Leckabströmung und andererseits die Dampferzeugerentleerung in der Vorausrechnung hinreichend genau berechnet werden konnten.

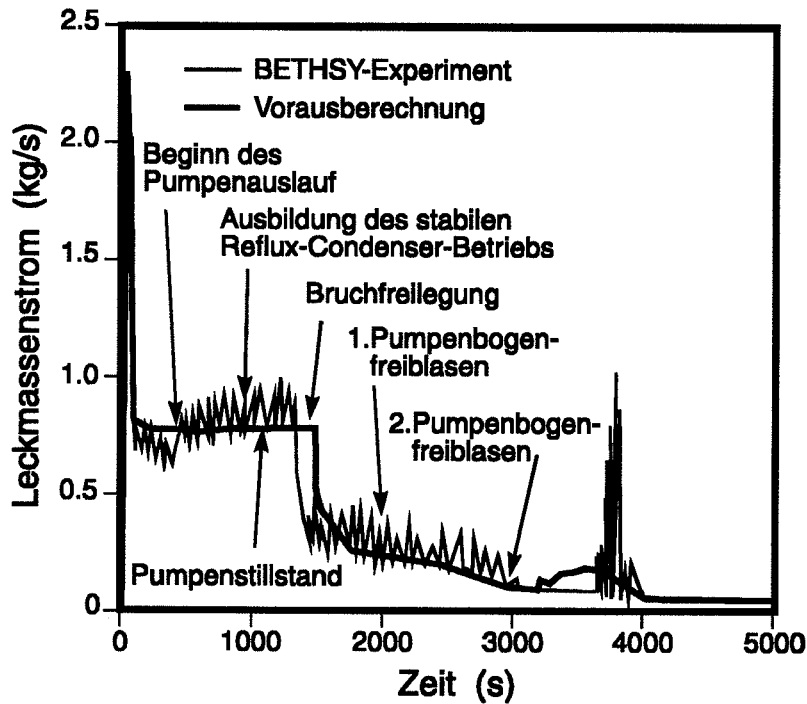
Die Entleerung des Dampferzeugers im Experiment kann anhand von Bild 40 mit der Entleerung der Vorausrechnung verglichen werden. Die in Bild 40 gezeigte Druckdifferenz über den aufsteigenden Teil des Dampferzeugers ist im Sinne der Hydrostatik als Maß der Füllung des Dampferzeugers aufzufassen. Da der gemessene Druckabgriff über eine kürzere Distanz erfolgt als der aufsteigende Teil lang ist, erscheint zwischen Messung und Rechnung zu Beginn eine Abweichung. Fällt der kollabierte Wasserspiegel in den Bereich des Meßabgriffs, dann decken sich der gemessene und der berechnete Wert.



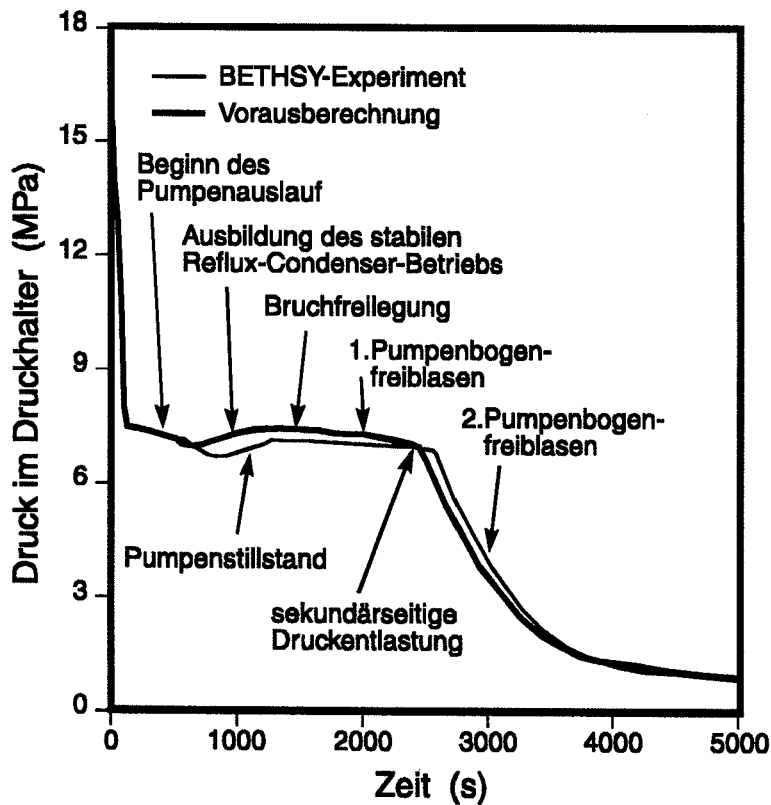
**Bild 39:** Zeitliche Entwicklung des Wasserstandes im Kern - Vergleich Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b



**Bild 40:** Zeitliche Entwicklung der Druckdifferenz über die ansteigenden U-Rohre des Dampferzeugers vom Loop 2 - Vergleich Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b



**Bild 41:** Zeitliche Entwicklung des Leckmassenstromes - Vergleich von Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b



**Bild 42:** Zeitliche Entwicklung des Systemdruckes - Vergleich von Vorausrechnung mit BETHSY-Experiment 9.1b

Da sich das Wasser im aufsteigenden Teil des Dampferzeugers über den Heißen Strang in das Reaktordruckgefäß entleert, findet im Heißen Strang ein Gegenstrom von Dampf und Wasser statt. Mit Hilfe der verwendeten Berechnungsgleichung für die horizontale Rohrströmung konnten die hier auftretenden Phasenmassenströme genau berechnet werden, folglich konnte der Entleerungsvorgang in seiner zeitlichen Entwicklung vorhergesagt werden.

Die Wasserbeaufschlagung des Lecks im Kalten Strang wird im wesentlichen durch den Wasserzustrom aus dem Dampferzeuger bestimmt. Ein Gleichstrom von Dampf und Wasser findet auf diesem Strömungspfad statt. Auch hierzu leistete die Berechnungsgleichung für die horizontale Rohrströmung eine genaue Aussage über den Wasserzustrom zum Leck, so daß der Wasser- und Dampfaustrag und damit die Druckentwicklung in Übereinstimmung zum Experiment (siehe Bild 42) vorausberechnet werden konnten.

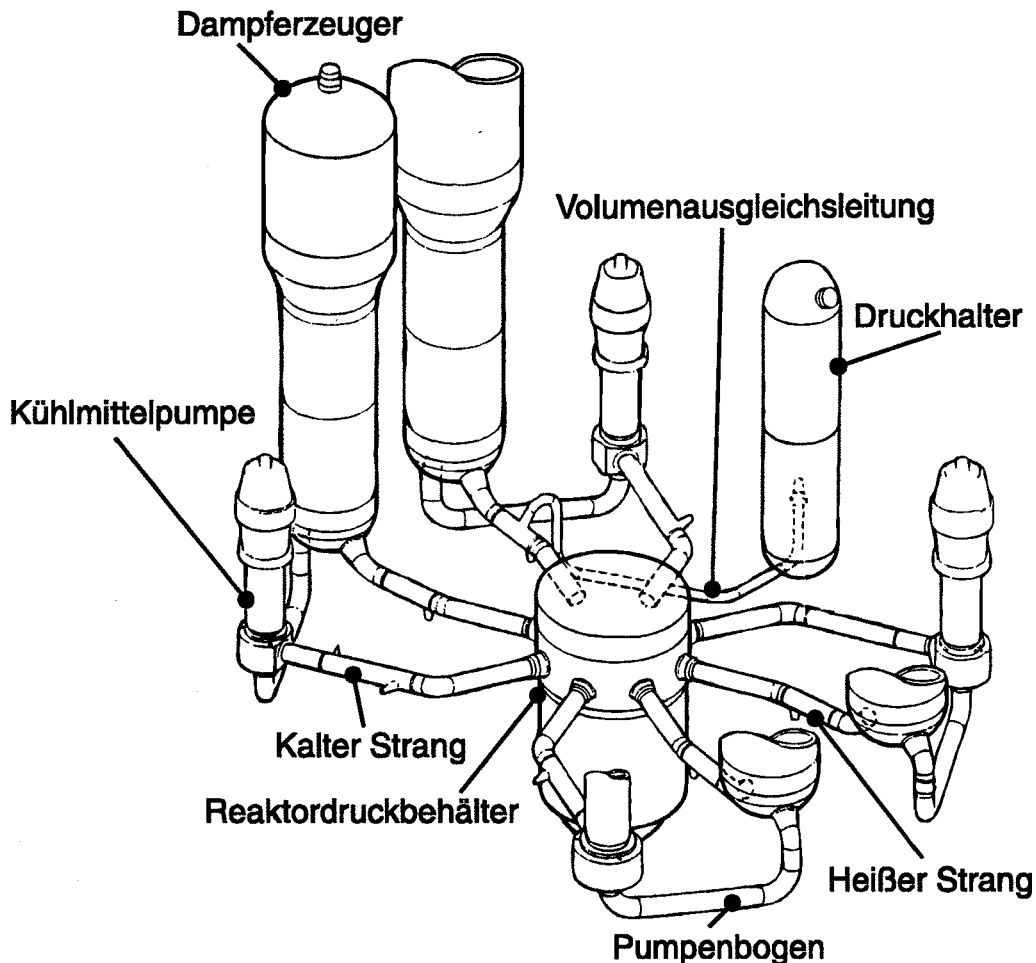
## **10.2. Reaktoranalysen unter Verwendung verschiedener Berechnungsgleichungen für die Differenzgeschwindigkeit**

Im Rahmen von Notkühlanalysen ist die Berechnung der Differenzgeschwindigkeit zwischen Wasser und Dampf, insbesondere für den horizontalen Abschnitten der Hauptkühlmittelleitungen, von besonderer Bedeutung, da von dieser Berechnungsgleichung ein Einfluß auf den Gesamtverlauf der vorausberechneten Transiente ausgeht. Die Phasenseparation als auch der Wassermißeß in die Dampferzeuger wird je nach verwendeter Berechnungsgleichung verschieden vorhergesagt. Diese beiden Phänomene bestimmen letztlich das Wasserinventar im Reaktorkern und somit die Entwicklung der Hüllrohr-Temperaturen im Reaktorkern. In Notkühlanalysen für Reaktoren wird daher festgestellt, ob diese Hüllrohr-Temperaturen nicht bestimmte zulässige Grenzwerte überschreiten.

1983 wurde für eine 1300 MW-Druckwasserreaktoranlage eine solche Analyse (Konvoi-Begutachtung) auf der Grundlage der damals zur Verfügung stehenden Berechnungsgleichungen für die Geschwindigkeitsdifferenz durchgeführt.

Bild 43 zeigt eine dreidimensionale Ansicht einer 1300 MW-Reaktoranlage vom Konvoi-Typ mit ihren vier Kühlmittelschleifen.

Anhand einer Wiederholung der damaligen Analyse mit den hier beschriebenen, mehr realistischen Berechnungsgleichungen, auf dem Entwicklungsstand von 1986 (UPTF-Experimente lagen zu diesem Zeitpunkt noch nicht vor), wird durch Vergleich deutlich, welche Bedeutung den Berechnungsgleichungen in diesen Analysen zukommt.



**Bild 43:** 3-D-Ansicht einer 1300 MW-Reaktoranlage vom Konvoi-Typ

Zum Entwicklungsstand der Berechnungsgleichung von 1986 lagen für die horizontale Rohrströmung nur Korrelationen der Gegenstrombegrenzung auf der Basis von Wallis-Parametern vor, die experimentell mit Daten bis zu Rohrdurchmessern von 0.18m gestützt wurden. Eine Extrapolierbarkeit des Wallis-Parameters auf Durchmesser bis 0.75m, wie es in der Notkühlanalyse für den Heißen Strang erforderlich ist, wurde seinerzeit nicht erwartet, da bei vertikalen Rohren eine Beschränkung in der Extrapolierbarkeit durch Kröning nachgewiesen war. Der spätere UPTF-Versuch 11 hat jedoch gezeigt, daß durchaus für horizontale Rohre diese Extrapolierbarkeit

besteht. In der Vergleichsrechnung von 1986 wurde somit aus heutiger Sicht zwar eine gegenüber den bisherigen Berechnungsgleichungen von 1983 erhöhte, aber immer noch zu kleine Gegenstrombegrenzung ermittelt. Die Vergleichsrechnung kann daher nicht als Aktualisierung der früheren Notkühlanalyse angesehen werden. Sie ermöglicht vielmehr durch Vergleich zur Analyse von 1983 eindeutige Erkenntnisse zu den Tendenzen, die sich aus der Verwendung einer weiterentwickelten Berechnungsgleichung für die Notkühlanalyse ergeben.

Zur Gegenüberstellung der Analysen wird ein kleines Leck im Kalten Strang zwischen Hauptkühlmittelpumpe und Reaktordruckbehälter mit der Leckfläche von 160 cm<sup>2</sup> gewählt. Bei den Analysen der GRS zur Errichtungsgenehmigung wurden für diese Leckgröße die ungünstigsten Bedingungen für die Kernkühlung aus der Störfallgruppe kleinere und mittlere Lecks ermittelt. Die Leckgröße 160 cm<sup>2</sup> war einerseits groß genug, daß es noch zu einer Kernfreilegung kam, andererseits klein genug, daß die dadurch bedingte Austrocknungsphase im Vergleich zu größeren Leckquerschnitten länger dauerte.

Eine kurz gefaßte Beschreibung des hypothetischen Störfallverlaufs auf der Basis der älteren Rechnung sowie die für beide Analysen identischen Annahmen zu den Anfangs- und Randbedingungen werden im Folgenden dargestellt. Im Anschluß daran werden die Ergebnisse des Vergleichs der beiden Analysen diskutiert.

### **10.2.1 Anfangs- und Randbedingungen der Reaktoranalysen**

Die Anfangs- und Randbedingungen, das Systemverhalten (Reaktorschutzanregungen, Regel- und Steuervorgänge) und die Systemausfälle wurden nach konservativen Gesichtspunkten festgelegt. Es wurde angenommen, daß die Reaktoranlage vom Konvoi-Typ vor dem Störfall mit einer Reaktorleistung von 3991 MW (106%) betrieben wurde. Als maximale Stablängenleistung wurde 504 W/cm unterstellt. Weitere Einzelheiten zur Leistungsverteilung im Kern sind dem Bericht über die zur Errichtungsbegutachtung durchgeführten Notkühlanalysen /BAL-84/ zu entnehmen.

Als Betriebsdrücke wurde 15.8 MPa im Heißen Strang des Primärkreislaufs und 6.3 MPa im Dampfdom der Dampferzeuger gewählt. Für die Kernaustrittstemperatur ergab sich 326°C. Nach Abzug eines Massenstroms der Bypassmassenströme in Höhe von 1% des Gesamtmassenstroms für den Reflektorbypass, 0.5% für den Dek-

kelraumbypass und 1% für den Bypass an den Heißen Stutzen der Hauptkühlmittelleitungen verblieb ein Kermassenstrom von 18648 kg/s.

Die Lecköffnung erfolgte bei  $t = 0$  s innerhalb von 100 ms. Die Reaktorschnellabschaltung wurde bei Unterschreiten des Primärdrucks im Heißen Strang von 13.2 MPa (4.1 s nach Lecköffnung) mit einer Zeitverzögerung von 0.5 s eingeleitet. Zeitgleich erfolgte die Turbinenschnellabschaltung, wobei die Turbinenumleitstation aufgrund des unterstellten Notstromfalls nicht geöffnet wurde. Ebenfalls zeitgleich wurden die Motoren der Hauptkühlmittelpumpen und der Hauptspeisewasserpumpen ausgeschaltet. Als Nachzerfallsleistung wurde ein mittels DIN 25463 errechneter Verlauf mit einem Zuschlag in Höhe der zweifachen Standardabweichung zugrundegelegt. Die Bereitschaft für das sekundärseitige Abfahren mit einem Gradienten von 100 K/h wurde bei 2.1 s nach Unterschreiten des Primärdrucks von 14.5 MPa erreicht, nachdem auch der Absolutdruck im Sicherheitsbehälter den Wert 0.103 MPa überschritten hatte. Abblasen mittels der sekundärseitigen Abblaseregelventile begann bei 47.8 s. Das Notkühlvorbereitungssignal wurde durch zwei der drei Kriterien bei 10.8 s erfüllt: Unterschreiten des Primärdrucks von 11.1 MPa und Überschreiten des Drucks im Sicherheitsbehälter von 0.103 MPa. Das dritte Kriterium, das Unterschreiten des Druckhalterwasserstands von 2.28 m, wurde etwas später, bei 14.1 s erreicht. Wegen des unterstellten Notstromfalls begannen die Hochdruck-Notkühlpumpen mit einer Zeitverzögerung von 35 s in die heißen Stränge einzuspeisen. Durch die Annahme von Einzelfehler und Instandhaltungsfall wurden zwei der vier Redundanzen als ausgefallen angesehen.

Bei 26.7 s wurde der Druckhalter entleert. Die durch das Auslaufen der Hauptkühlmittelpumpen verursachte Verringerung der Kerndurchsätze führte zu verstärkter Phasenseparation im Primärsystem. Ab etwa 220 s wurden Teilbereiche des Kerns freigelegt. Die Temperaturen der Hüllrohre in diesen Bereichen stiegen an. Bis etwa 400 s wirkte die Sekundärseite als Energiesenke. Danach kehrte sich die Richtung des Wärmestromes infolge der weitgehenden Freilegung des Lecks um. Etwa zeitgleich wurden die Pumpenbögen freigeblasen. Dies führte in den unteren Kernbereichen zu einer vorübergehenden Verbesserung der Kernkühlung. Einige Positionen der Brennstäbe wurden wiederbenetzt. In weiten Teilen des Kerns stiegen aber die Temperaturen weiter an und erreichten mit etwa 725°C bei etwa 550 s ihr Maximum.



Infolge des durch die weitere Druckabsenkung und durch den geringeren Wasseranteil abnehmenden Leckmassenstroms, der ansteigenden Einspeiserate durch die beiden Hochdruck-Notkühlpumpen und wegen der beginnenden Entleerung geodätisch höher gelegenen Bereiche des Primärkreises nahm das Kühlmittelinventar im Kern bereits vor der Überspeisung des Lecks durch die Notkühleinspeisung ab etwa 400 s wieder zu. Als Folge kam es noch vor dem Beginn der Druckspeichereinspeisung (bei 890 s) zu einer intensiveren Kühlung des gesamten Kerns und zum Wiederbenetzen fast aller Brennstabpositionen. Die Analyse wurde beendet, nachdem die restlichen Positionen der Hüllrohre infolge der Einspeisung durch vier heißseitig einspeisende Druckspeicher ebenfalls wiederbenetzt wurden.

Eine ausführlichere Beschreibung des Störfallverlaufs anhand von graphischen Darstellungen der relevanten Systemparameter ist /BAL-84/ zu entnehmen.

Bei der Darstellung der Anlage mit dem Rechenprogramm wurden die drei intakten Kreisläufe der Reaktoranlage zu einem Kreislauf zusammengefaßt, mit dem auch der Druckhalter verbunden wurde. Der Ringraum wurde azimuthal im gleichen Verhältnis wie die Kreisläufe, im Verhältnis 3:1, aufgeteilt. Der Kern wurde durch drei parallele Strömungskanäle nachgebildet, mittels eines direkt durch die HD-Notkühlung beaufschlagten, außen befindlichen, niedrig belasteten Kanals (HD-Kanal mit 9.84% Kernanteil), eines hochbelasteten Heißkanals (0.52%) ohne direkte Beaufschlagung und eines großen, mittelbelasteten Kanals ebenfalls ohne direkte Beaufschlagung (89.64%). Zwischen den Strömungskanälen wurde Queraustausch durch horizontale Verbindungsleitungen berücksichtigt.

In allen Leitungen mit vertikaler Strömungsrichtung, außer in den Einspeiseleitungen und im Bypass der heißen Stutzen wurde die konventionelle Berechnungsgleichung für vertikale Rohrströmung angesprochen, um die unterschiedlichen Geschwindigkeiten von Dampf- und Wasserphase berücksichtigen zu können. Für die Simulation der Geschwindigkeitsdifferenz in den horizontalen Leitungen wurde seinerzeit die Berechnungsgleichung für vertikale Rohrströmung verwendet, allerdings mit reduzierter Differenzgeschwindigkeit. Am Reaktorausstritt wurde ein Faktor von 0.1 angenommen. Für den geneigten Teil des Heißen Strangs wurde der Faktor auf 0.3 er-

hört. Diese Werte waren vorsichtige Schätzungen aus der Erfahrung von Versuchsnachrechnungen.

Die HD-Notkühleinspeisung erfolgt zunächst in den Heißen Strang des intakten Kreislaufs. Bei kleinem bzw. negativem Durchsatz im Heißen Strang wurde die Einspeisung ab 185 s innerhalb von 50 s in den äußeren Teil des ebenfalls dreifach unterteilten oberen Plenums geleitet, der sich oberhalb des HD-Kanals befand. Als Kriterium für die Umschaltung wurde ein Unterschreiten der Gemischgeschwindigkeit von 1 m/s im Heißen Strang festgelegt. Auf diese Weise wurde versucht, die mittels der Hutze geführte Einspeisung mit einem auf das obere Plenum gerichteten Impuls mit den verfügbaren Mitteln der eindimensionalen Darstellung möglichst realistisch zu simulieren.

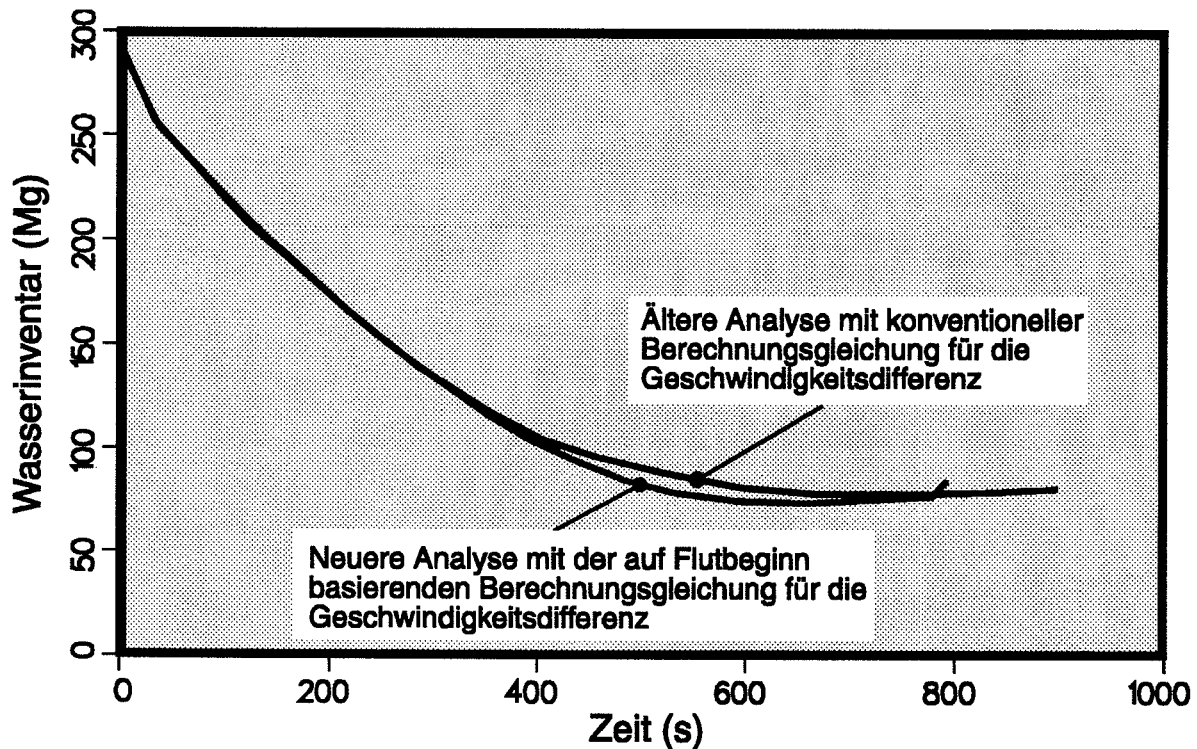
Die Wiederholung der Analyse benutzt die in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungsgleichungen für Strömungen in geometrisch unterschiedlich berandeten Kanälen. Eine Sonderbehandlung des Hutzen-Impulses wird hier nicht mehr durchgeführt.

### **10.2.2 Ergebnisse**

Das globale Verhalten der beiden Analysen, gekennzeichnet durch den zeitlichen Verlauf der Systemdrücke und des Bruchmassenstroms, sowie durch die zeitliche Aufeinanderfolge der wichtigsten Aktionen wie Reaktorabschaltung, Beginn des sekundärseitigen Abfahrens und der Notkühl-Einspeisung wick nur unwesentlich voneinander ab. Unterschiede ergaben sich hingegen bei der Verteilung der Wasser- und Dampfphase innerhalb des Primärkreislaufs als Folge der unterschiedlichen Berechnungsgleichungen.

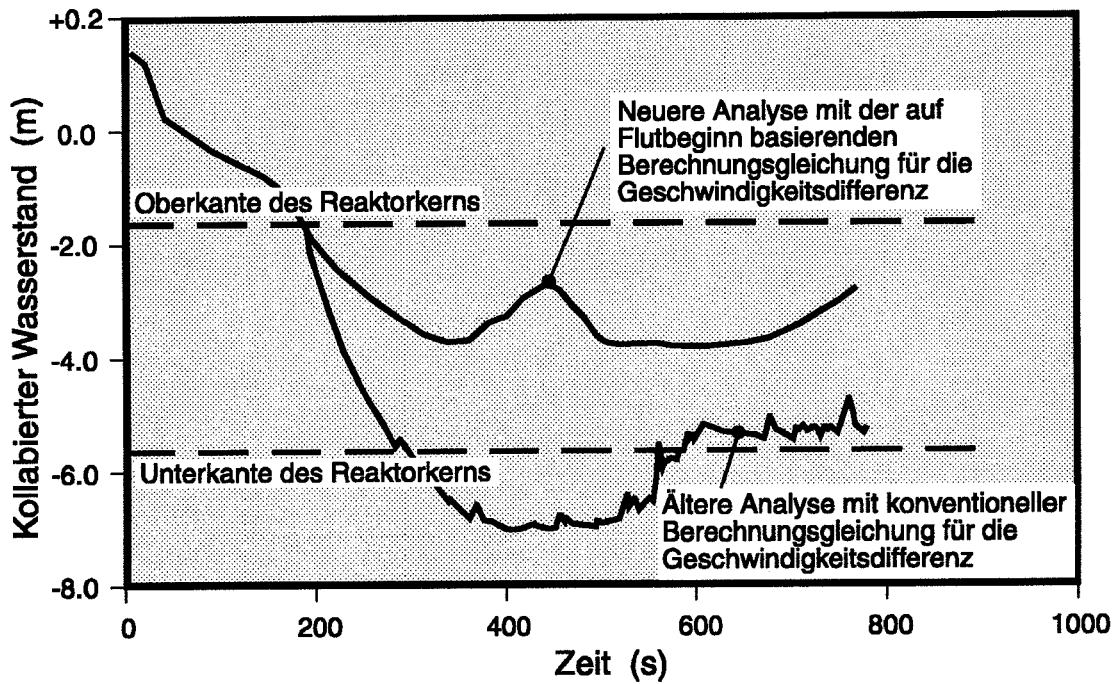
Die Bilder 44 bis 46 zeigen den Vergleich der für die Phasenverteilung im Primärsystem kennzeichnenden Parameter der beiden Analysen. Ergebnisse der 1983 durchgeführten Analyse mit den konventionellen Berechnungsgleichungen sind mit "bisherige Berechnungsgleichungen" gekennzeichnet. Für die Kennzeichnung der neueren Analyse wurde die Bezeichnung "neue Berechnungsgleichungen" verwendet.

Die Gesamtmasse im Primärsystem ist für die Analysen nahezu gleich (Bild 44). Die verbleibenden Unterschiede sind zum Teil auf die ab etwa 350 s unterschiedlich gespeicherten Massen im Druckhalter zurückzuführen. In der mit den "neuen Berechnungsgleichungen" berechneten Strömung in der Volumenausgleichsleitung erfolgt die Entleerung des Druckhalters beschleunigt.

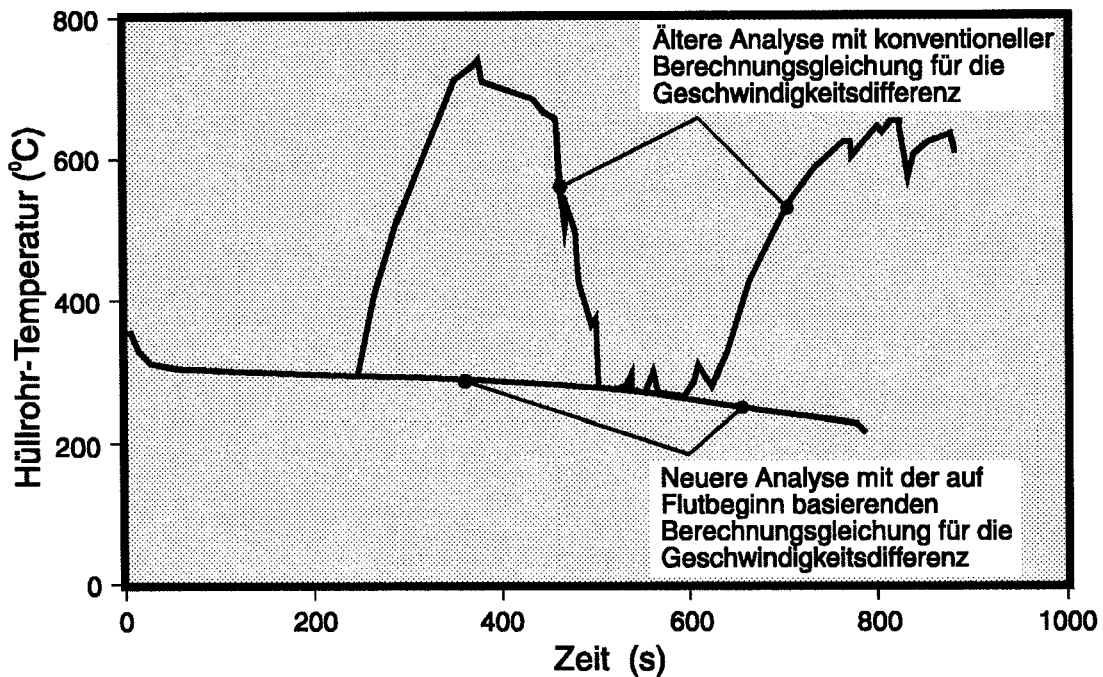


**Bild 44:** Einfluß der Berechnungsgleichung auf die Berechnung des Störfallablaufs - Masse im Primärsystem

In der Analyse mit den "neuen Berechnungsgleichungen" wird das Wasserinventar aus den geodätisch hoch gelegenen Teilen des Primärsystems (insbesondere aus den Dampferzeugern) bevorzugt in den Reaktordruckbehälter geführt. Gegenüber der älteren Analyse mit den "bisherigen Berechnungsgleichungen" ergibt sich ab etwa 200 s ein wesentlich höheres Inventar. Während der kollabierte Wasserspiegel im Reaktordruckbehälter in der älteren Analyse die Kernunterkante deutlich unterschritt (Bild 45), fiel er bei der neueren Analyse nur bis etwa auf Kernmitte. Der vorübergehende Anstieg des kollabierten Wasserspiegels bei etwa 300 s in dieser Analyse ist auf das Freiblasen der Pumpenbögen zurückzuführen.



**Bild 45:** Einfluß der Berechnungsgleichung auf die Berechnung des Störfallablaufs - Kollabierter Wasserstand im Kern



**Bild 46:** Einfluß der Berechnungsgleichung auf die Berechnung des Störfallablaufs - Hüllrohrtemperaturen eines Heißstabes in axialer Mitte

Es entspricht der aus Experimenten (z.B. PKL) gewonnenen Erfahrung, daß die oberen Bereiche des Kerns erst freigelegt werden, wenn der kollabierende Wasserspie-

gel die Kernmitte bereits unterschritten hat. Der Zeitverlauf der in den beiden Analysen berechneten Hüllrohrtemperaturen steht damit in Übereinstimmung. Während in der älteren Analyse ein Austrocknen der oberen Kernhälfte ab etwa 230 s mit ansteigenden Hüllrohrtemperaturen berechnet wurde, folgten die Temperaturen der Brennstäbe eng dem Verlauf der Sättigungstemperatur. Dieses Verhalten ist in Bild 46 beispielhaft für einen Heißstab dargestellt.

Es zeigte sich, daß gegenüber der früheren Analyse mit einer Maximaltemperatur des Heißstab-Hüllrohrs von etwa 750°C keine Freilegung des Kerns auftrat, weil das in der früheren Analyse durch Gegenströmungsbegrenzung in den oberen Bereichen des Primärsystems gehaltene Wasser in die unten angeordneten Bereiche des Primärsystems bei geringerer Behinderung durch den Dampf abströmen und damit zu einer dauernden Bedeckung des Kerns beitragen konnte.

### **10.3. Schlußfolgerung aus der programmtechnischen Anwendung der Berechnungsgleichung**

Die "bisherigen Berechnungsgleichungen" basieren auf bekannten Drift-Korrelationen für vertikale Strömungswege. Da bereits 1981 mit dem Einbau der ersten Berechnungsgleichungen und deren Überprüfung anhand der damals verfügbaren Notkühlexperimente begonnen worden war, konnte das Rechenprogramm 1983 bei den Notkühlanalysen für die Konvoi-Anlagen eingesetzt werden. Aufgrund der noch stark vereinfachten Simulation der Strömungsvorgänge in horizontalen Rohren führten diese Analysen hinsichtlich der Kerntemperaturen zu konservativen Ergebnissen.

Die Einschränkungen der "bisherigen Berechnungsgleichungen" vor allem bei der Simulation der Strömungsvorgänge in horizontalen Strömungskanälen führten zur Entwicklung der "neuen Berechnungsgleichungen", die durch Auswertung von Korrelationen zur Gegenstrombegrenzung für die Vorhersage von Phasendifferenzgeschwindigkeiten in vertikalen und horizontalen Strömungskanälen mit verschiedener geometrischer Berandung geeignet ist. Die Berechnungsgleichungen, insbesondere die Berechnungsgleichung für horizontale Strömungskanäle, wurde in enger Verbindung zu den seit 1985 verfügbaren Druckwasserreaktor-Experimenten (UPTF und andere) entwickelt und überprüft. Darüber hinaus ließen die Überprüfungen im Rah-

men von sogenannten "Internationalen Standard Problemen", exemplarisch wurde hier das "Standard Problem BETHSY" vorgestellt, erkennen, daß realitätsnahe Vorhersagen von Kühlmittelverlust-Transienten mit den entwickelten Berechnungsgleichungen erzielbar sind.

Wie der Vergleich der Analysen mit den konventionellen und den neueren Berechnungsgleichungen für eine Konvoi-Anlage zeigt, wird bei der realistischen Nachbildung der Strömungsvorgänge in den horizontalen Strömungskanälen ein erhöhtes Abströmen des Wassers aus den höhergelegenen Bereichen des Primärkreislaufs in den Druckbehälter und damit eine Verbesserung der Kühlbedingungen berechnet. Eine experimentelle Bestätigung liefern hierfür neben anderen Versuchsprojekten vor allem die UPTF-Versuche.

Zusammenfassend kann man sagen, daß mit den in enger Kopplung mit den verfügbaren Experimenten erzielten Entwicklungsfortschritten bei der Simulation der Differenzgeschwindigkeit jetzt realistischere Aussagen hinsichtlich sicherheitsrelevanter Parameter möglich sind als bei den 1983 durchgeführten Genehmigungsrechnungen. So werden - dem gegenwärtigen Stand von Wissenschaft und Technik entsprechend - für Konvoi-Anlagen bei kleinen Lecks bis  $160 \text{ cm}^2$  im Gegensatz zu den 1983 durchgeführten Analysen keine erhöhten Kerntemperaturen mehr errechnet.

## **11. Zusammenfassung**

In einer Wasserdampf-/Wasserströmung weisen die Phasen Wasserdampf und Wasser, im wesentlichen bedingt durch deren Dichteunterschiede, unterschiedliche Geschwindigkeiten auf. Diese Geschwindigkeitsunterschiede variieren mit der Abmessung des Strömungsweges. Dabei gilt zumindest für die kleineren hydraulischen Durchmesser des Strömungsweges, je größer dieser Durchmesser, desto größer ist der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen.

In der Reaktortechnik liegt die Besonderheit vor, daß zum einen gegenüber den vorliegenden Untersuchungen zum Geschwindigkeitsunterschied die zu betrachtenden Rohre z.T. besonders große Durchmesser aufweisen und zum anderen daß die durchströmten Kanäle in ihrer geometrischen Form erheblich von der Rohrform abweichen. Strömungswege, die sich in ihrer geometrischen Form der Berandung

von der Form eines Rohres unterscheiden, zeigen gegenüber der Rohrform erhebliche Abweichungen in der Ausbildung von Geschwindigkeitsunterschieden. Hinzu kommt, daß die Orientierung des durchströmten Kanals zur Vertikalen Einfluß auf die Ausbildung des Geschwindigkeitsunterschieds nimmt. Bei horizontalen Rohren besteht zudem ein Randeinfluß, der maßgeblich den Geschwindigkeitsunterschied im Rohr mitbestimmt.

Berechnungsgleichungen zur Beschreibung des Geschwindigkeitsunterschieds wurden bisher vorwiegend für vertikale Rohrströmung entwickelt, wobei bislang geeignete Korrelationen bzw. Berechnungsgleichungen fehlten, die den Geschwindigkeitsunterschied für den in der Reaktortechnik vorliegenden Durchmesserbereich beschreiben. Weiterhin fehlten entsprechende Berechnungsgleichungen, um den Einfluß, der sich aus der geometrischen Form der Berandung des durchströmten Kanals ergibt, darzustellen. Auch die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsunterschieds von der Neigung des Strömungsweges konnte bislang nicht aus entsprechenden Berechnungsgleichungen bzw. Korrelationen entnommen werden. Darüber hinaus wurde der Einfluß der Eintritts- und Austrittsrandbedingung auf den Geschwindigkeitsunterschied in einem horizontalen Rohr von den verfügbaren Korrelationen nicht beschrieben.

Der Drift-Flux-Ansatz ist einer der Ansätze, der die Möglichkeit bietet, diese Geschwindigkeitsunterschiede in weiten Bereichen beschreiben zu können. Aufbauend auf diesem Ansatz wurde durch Anwendung der Theorie der Einhüllenden eine Möglichkeit geschaffen, für die oben dargestellten Bedürfnisse der Reaktortechnik geeignete Berechnungsgleichungen zu erstellen. Die Anwendung der Theorie der Einhüllenden ermöglicht hierbei, daß Messungen der Volumenstromdichten zum Zustand Flutbeginn bzw. Korrelationen des Flutbeginns zur Berechnung der Geschwindigkeitsunterschiede herangezogen werden können.

Es konnte zunächst gezeigt werden, daß die so entwickelte Berechnungsgleichung, zumindest für vertikale Rohrströmung mit hohem Dampfvolumengehalt in Rohren mit kleinerem Durchmesser, die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Phasen gut beschreibt. Die Erweiterung der Berechnungsgleichung ließ im Vergleich mit

Experimenten erkennen, daß auch vertikale Rohrströmungen mit niedrigerem Dampfvolumentgehalt von dieser Berechnungsgleichung beschrieben werden.

Die Verwendung der Korrelation des Flutbeginns, die den Flutbeginn auch für Rohre größeren Durchmessers beschreibt, führt über den verwendeten Ansatz zu einer Berechnungsgleichung für die Rohrströmung, die von den experimentellen Befunden zu diesen Rohren gestützt wird. Damit wurde gezeigt, daß der Flutbeginn und die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen mit demselben geometrischen Parameter, in diesem Fall mit dem hydraulischen Durchmesser, korrelieren.

In Verallgemeinerung dieser Korrelationseigenschaft wurde unterstellt, daß auch eine Berechnung für Strömungen, die in Kanälen mit anderer geometrischer Form als Rohrform stattfinden, anhand von Flutbeginn-Korrelationen dieser Strömungskanäle möglich ist. Der Strömungsweg "Stabbündel" wurde exemplarisch zur Überprüfung dieser Vorstellung gewählt, da einerseits die Flutbeginn-Korrelation hierzu bekannt ist und andererseits Messungen und spezifische Korrelationen zum Geschwindigkeitsunterschied vorliegen. Der Vergleich der experimentellen Befunde mit den durch die Berechnungsgleichung berechneten Geschwindigkeitsunterschieden bestätigte die Richtigkeit dieser Verallgemeinerung.

Im Gegensatz zur vertikalen Strömung führt die Herleitung der Berechnungsgleichung für horizontale Rohrströmung zu einer Abhängigkeit des Geschwindigkeitsunterschieds vom Gradienten des Dampfvolumentgehaltes. Dieses Ergebnis der Herleitung konnte insbesondere anhand von Untersuchungen zur horizontalen Rohrströmung der japanischen Versuchsanlage TPTF bestätigt werden. Der bei horizontaler Rohrströmung beobachtete Einfluß der Austrittsrandbedingung auf den Geschwindigkeitsunterschied im Rohr an stromaufwärtsliegenden Positionen kann mit Hilfe der Berechnungsgleichung beschrieben werden. Dieser Randwert-Einfluß wird von den bisher verfügbaren Korrelationen nicht beschrieben.

Zur weiteren Überprüfung der Berechnungsgleichung wurden auch Versuche herangezogen, die neben einer horizontalen Rohrstrecke auch vertikale oder geneigte Rohrabschnitte beinhalten. Dabei konnte die Berechnungsgleichung auch im Hinblick auf die Berechnung der Geschwindigkeitsunterschiede für diese Rohrabschnitte überprüft werden. Die zur Überprüfung herangezogenen Versuche betrachten



den Phasen-Gleichstrom (TPTF-Versuche), den Dampfstrom über stagnierender Wasserphase (IVO-Versuche) und den Gegenstrom der Phasen bei Flutbeginn (UPTF-Versuche). In allen Strömungsmodi zeigten die Vergleiche zwischen Experiment und Berechnungsgleichung eine gute Übereinstimmung.

Um die Bedeutung der entwickelten Berechnungsgleichungen für die Anwendung im Bereich der Reaktortechnik zu verdeutlichen, wurden zwei Notkühlanalysen zum Reaktorstörfall "kleines Leck im Kalten Strang" durchgeführt. In der ersten Analyse wurde eine konventionelle Berechnungsgleichung verwendet und in der zweiten Analyse die hier beschriebene und überprüfte Berechnungsgleichung zum Einsatz gebracht. Die Unterschiede im Analyseergebnis insbesondere hinsichtlich der Hüllrohr-Temperaturen im Reaktorkern lassen die Bedeutung von Berechnungsgleichungen innerhalb einer solchen Analyse erkennen. Die neuere Analyse mit den hier entwickelten Berechnungsgleichungen, die eine realitätsnahe Simulation des Reaktorstörfalls verschafft, zeigt im Gegensatz zur bisherigen Analyse, daß eine Kernfreilegung für den gewählten Leckstörfall nicht mehr berechnet wird.

Um Unsicherheiten in der Beschreibung solcher Leckstörfälle zu begegnen, wurden in den Analysen konservative Rand- und Anfangsbedingungen unterstellt. Mit den hier entwickelten und überprüften Berechnungsgleichungen besteht künftig die Möglichkeit, in solchen Analysen von weiteren konservativen Annahmen über Anfangs- und Randbedingungen abzugehen, um schließlich eine realitätsnähere Beschreibung der Störfälle zu erhalten.

Im Folgenden sind die jeweiligen, entwickelten Berechnungsgleichungen zu den untersuchten Strömungskanälen zusammengestellt. Diese Berechnungsgleichungen lassen sich nach dem Geschwindigkeitsunterschied  $V_V - V_L$  auflösen. Für alle Strömungen in geometrisch unterschiedlich berandeten Kanälen berechnet sich diese Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der Dampf-Phase und der Wasser-Phase aus der Berechnungsgleichung (105):

$$V_V - V_L = (C_0 - C_{0,L})J + \frac{J_{VL}}{\alpha_V \alpha_L} \quad \text{mit} \quad C_{0,L} = \frac{1 - C_0 \alpha_V}{\alpha_L} . \quad (105)$$

Die Gleichung (105) ist mit den spezifischen Gleichungen für Drift-Flux  $J_{VL}$ , Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten und Phasenverteilungsparameter  $C_0$  auszustatten, die in der nachstehenden Tabelle aufgelistet sind.

**Tabelle 2:** Spezifische Gleichungen für Strömungen in geometrisch verschieden berandeten Strömungskanälen

Geometrische Form des durchströmten Kanals	Gleichung für den Drift-Flux $J_{VL}$	Gleichung für den Phasenverteilungsparameter $C_0$	Gleichungen für Grenzleerrohr-Geschwindigkeiten $V_{vc}$ und $V_{lc}$
Vertikales Rohr mit Kreisquerschnitt	Gleichung (116)	Minimum der Gleichungen (59) bzw. (63)	Gleichungen (112a,b)
90°-Rohrkrümmer mit Kreisquerschnitt	Gleichung (116)	Minimum der Gleichungen (59) bzw. (63)	Gleichungen (152) und (153), wobei für den Winkel $\theta$ der mittlere Winkel im Krümmer mit 45° anzusetzen ist
Horizontales Rohr mit Kreisquerschnitt	Gleichung (142)	Minimum der Gleichungen (63) bzw. (147)	Gleichungen (140) und (141), mit $\sin\theta = H \frac{d\alpha_L}{dz}$ und $H = D$
Strömung zwischen vertikalen Stabbündeln	Gleichung (116)	Minimum der Gleichungen (63) bzw. (133)	Gleichungen (130) und (131)

## 12. Nomenklatur

A	$m^2$	Querschnitt des Strömungsweges
a	-	Korrelationskoeffizienten
b	-	Korrelationskoeffizienten
C	-	Anpassungsparameter in der Flutbeginn-Korrelation
$C_0$	-	Phasenverteilungsparameter nach Zuber/Findlay
$C_{0,L}$	-	spiegelbildlich zu $C_0$ definierte Phasenverteilungsparameter
D	m	Rohrdurchmesser
$D_{hyd}$	m	hydraulischer Durchmesser
$D^*_{hyd}$	-	dimensionsloser hydraulischer Durchmesser
$E_d$	-	volumetrischer Anteil der Wasserphase, der in Form von Tropfen in der Dampfströmung vorliegt
G	$\frac{kg}{m^2s}$	Massenstromdichte der Mischung
$G_L$	$\frac{kg}{m^2s}$	Wassermassenstromdichte
$G_V$	$\frac{kg}{m^2s}$	Dampfmassenstromdichte
g	$\frac{m}{s^2}$	Erdbeschleunigung
H	m	Querschnittshöhe des Strömungsweges
J	m/s	Gesamtvolumenstromdichte
j	m/s	mikroskopische Volumenstromdichte der Mischung
$J_L$	m/s	Wasservolumenstromdichte
$j_L$	m/s	mikroskopische Wasservolumenstromdichte
$J^*_L$	-	Wallis-Parameter für Wasser

$j_{LV}$	m/s	mikroskopischer Wasser-Drift-Flux
$J_{mL}^*$	-	Lee-Parameter für Wasser
$J_{mL}^*$	-	modifizierter Lee-Parameter für Wasser
$J_V$	m/s	Dampfvolumenstromdichte
$J_V^*$	-	Wallis-Parameter für Dampf
$J_{mV}^*$	-	Lee-Parameter für Dampf
$J_{mV}^+$	-	modifizierter Lee-Parameter für Dampf
$j_V$	m/s	mikroskopische Dampfvolumenstromdichte
$j_{VL}$	m/s	mikroskopischer Dampf-Drift-Flux
$K$	-	Bankoff-Parameter
$Ku_L$	-	Kutateladze-Parameter für Wasser
$Ku_V$	-	Kutateladze-Parameter für Dampf
$L$	m	axiale Länge des Strömungsweges
$\dot{m}_L$	kg/s	Wassermassenstrom
$\dot{m}_V$	kg/s	Dampfmassenstrom
$m$	-	Anpassungsparameter in der Flutbeginn-Korrelation
$N_{\eta L}$	-	Zähigkeitszahl
$\left(\frac{\Delta p}{\Delta L}\right)_{L,alone}$	N/m <sup>3</sup>	pseudo Einphasen-Druckverlust für Wasser
$\left(\frac{\Delta p}{\Delta L}\right)_{V,alone}$	N/m <sup>3</sup>	pseudo Einphasen-Druckverlust für Dampf
$P$	Pa	Druck
$Q_L$	m <sup>3</sup>	Wasservolumen im Strömungsweg
$\dot{Q}_L$	m <sup>3</sup> /s	Wasservolumenstrom

$Q_v$	$m^3$	Dampfvolumen im Strömungsweg
$\dot{Q}_v$	$m^3/s$	Dampfvolumenstrom
$R$	-	Volumenstromdichteverhältnis
$r$	$m$	Polarkoordinate in radialer Richtung
$Re_L$	-	Reynoldszahl für Wasser
$Re_v$	-	Reynoldszahl für Dampf
$R_{bcr}$	$m$	Radius der kritischen Dampfblase
$S$	-	Phasenschlupf
$T$	-	Term zur Berechnung des Drift-Flux
$t$	$s$	Zeit
$U_{wet}$	$m$	benetzbarer Umfang
$V_L$	$m/s$	repräsentative Wassergeschwindigkeit im Strömungsquerschnitt
$V_v$	$m/s$	repräsentative Dampfgeschwindigkeit im Strömungsquerschnitt
$V_{Rel}$	$m/s$	Relativgeschwindigkeit
$V_M$	$m/s$	Geschwindigkeit der dispersen Mischung
$V_{vJ}$	$m/s$	mit dem mikroskopischen Dampfvolumengehalt gewichteter Mittelwert der Drift-Geschwindigkeit für Dampf
$V_{LJ}$	$m/s$	mit dem mikroskopischen Wasservolumengehalt gewichteter Mittelwert der Drift-Geschwindigkeit für Wasser
$V_{vc}$	$m/s$	Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Dampfes
$V_{Lc}$	$m/s$	Grenzleerrohr-Geschwindigkeit des Wassers
$V_{vJ}^+$	-	dimensionslose Drift-Geschwindigkeit

$V'_{vc}$	-	dimensionslose Grenzleerrohr-Geschwindigkeit
$V_{bc}$	m/s	Aufstiegsgeschwindigkeit der kritischen Dampfblase
$X$	-	Korrelationsparameter für die Dampfvolumenstromdichte
$\dot{x}_L$	-	Strömungsmassen-Wasseranteil
$X_L^2$	-	normierte Volumenstromdichte des Wassers
$X_{tt}^2$	-	Korrelationsparameter nach Lockhart/Martinelli
$\dot{x}_v$	-	Strömungsmassen-Dampfanteil
$X_v^2$	-	normierte Volumenstromdichte des Dampfes
$Y$	-	Korrelationsparameter für den reziproken Dampfvolumengehalt
$Z_L$	-	Konzentrationsmaß für Wasser
$Z_v$	-	Konzentrationsmaß für Dampf
$z$	m	axiale Koordinate im horizontalen Strömungsweg

### Griechische Buchstaben

$\alpha_v$	-	Dampfvolumengehalt
$\alpha_L$	-	Wasservolumengehalt
$\frac{\partial \alpha_L}{\partial z}$	1/m	Gradient des Wasservolumengehalts
$\epsilon_L$	-	mikroskopischer Wasservolumengehalt
$\epsilon_v$	-	mikroskopischer Dampfvolumengehalt
$\eta_L$	$\frac{kg}{m \cdot s}$	dynamische Viskosität für Wasser

$\eta_v$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$	dynamische Viskosität für Dampf
$\phi$	-	Polarkoordinate in Umfangsrichtung
$\chi_{tt}$	-	Martinelli-Parameter
$\lambda_L$	-	Reibungsbeiwert für Wasser
$\lambda_v$	-	Reibungsbeiwert für Dampf
$\nu_L$	$\text{m}^2/\text{s}$	kinematische Viskosität für Wasser
$\nu_v$	$\text{m}^2/\text{s}$	kinematische Viskosität für Dampf
$\rho_L$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Wasserdichte
$\rho_v$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dampfdichte
$\rho_M$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte des Gemischs
$\sigma$	$\text{N}/\text{m}$	Oberflächenspannung
$\theta$	-	Neigungswinkel des Strömungsweges im Bogenmaß
$\vartheta$	-	Neigungswinkel des Strömungsweges im Bogenmaß
$u_L$	$\text{m}/\text{s}$	mikroskopische Wassergeschwindigkeit
$u_{LJ}$	$\text{m}/\text{s}$	mikroskopische Wasser-Drift-Geschwindigkeit
$u_{\text{Rel}}$	$\text{m}/\text{s}$	mikroskopische Relativgeschwindigkeit
$u_v$	$\text{m}/\text{s}$	mikroskopische Dampfgeschwindigkeit
$u_{vJ}$	$\text{m}/\text{s}$	mikroskopische Dampf-Drift-Geschwindigkeit

### 13. Literatur

- /ANO-89/ Anoda, Y. ; Kukita, Y. et al.:  
Flow Regime Transition in High-Pressure Large-Diameter Horizontal Two-Phase Flow. In: ANS Proc. of 26th ASME/AIChE National Heat Transfer Conference, Philadelphia, PA, August 1989
- /ASA-91/ Asaka, H. et al.:  
Improvement of TRAC-PF1 Interfacial Drag Model for Analysis of High-Pressure Horizontally-Stratified Two-Phase Flow. In: J. Nucl. Sci. Technol., January 1991
- /AUS-88/ Austregesilo, H. ; Frisch, W. ; Höppner, G. ; Miro, J.E.:  
Analysis of Multiple Failure Transients in BWRs with the Systems Code ATHLET. In: Proceedings of Int. ENS/ANS Conference on Thermal Reactor Safety, NUCSAFE 88, Avignon, France, 2-7. Oct. 1988
- /BAL-84/ Bals, C. et al.:  
Notkühlanalysen zur Errichtungsbegutachtung für die Konvoi-Anlagen. Auftragsbericht der Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS) mbH, GRS-A-933, 1984
- /BAN-60/ Bankoff, S.G.:  
A Variable Density Single Fluid Model for Two-phase with Particular Reference to Steam-Water Flow. In: Transactions of ASME, Ser. C, 82, pp. 265 - 272, 1960
- /BAN-82/ Bankoff, S.G. ; Lee, S.C.:  
A Comparison of Flooding Models for Air-Water and Steam/Water Flow. In: Advances in Two-phase Flow and Heat Transfer, Fundamentals and Applications, Volume II (1983), pp.745-780, Proc. of the NATO Advanced Research Workshop on the Advances in Two-Phase Flow and Heat Transfer, Spitzingsee, 31.8 - 3.9 1982. - ISBN 90-247-2826-6
- /BLA-13/ Blasius, H.:  
In: Forschungsarbeiten über Ingenieurwesen, Heft 131, Springer Verlag Berlin, 1913



- /CHA-72/ Chawla, C.:  
Reibungsdruckabfall bei der Strömung von Flüssigkeits-/Gas-Gemischen in waagerechten Rohren. In: Chem.-Ing.-Techn., Zum Stand des Wissens - Mehrphasen-Strömung, Jahrg. 44, Nr.1+2, 1972
- /CHE-86/ Chexal, B. ; Lellouche, G.:  
A full-range drift-flux correlation for vertical flows. EPRI-NP-3989-SR (revision), Sept. 1986
- /CHU-80/ Chung, K.S. ; Liu, C.P. ; Tien, C.L.:  
Flooding in Two-phase Countercurrent Flow, II Experimental Investigation. In: Physicochem. Hydrdyn., Vol. 1, No. 2-3, pp.209-220, 1980
- /CLI-66/ Clift, R. ; Pritchard, C.L ; Neddermann, R.M.:  
Effect of Viscosity on the Flooding Conditions in Wetted Wall Columns. In: Chem. Eng. Sci., Vol. 22, pp. 87-95, 1966
- /CUN-73/ Cunningham, J.P. ; Yeh, H.-C.:  
Experiments and Void Correlation for PWR Small-Break LOCA Conditions. In: Trans. ANS, pp.369-370, 1973
- /DRÄ-90/ Dräger, P. ; Sonnenburg, H.G. ; Teske, H.:  
Nachrechnung eines Einzeleffekttests der Versuchsreihe zur horizontalen Rohrströmung (TPTF). Auftragsbericht der Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS)mbH, GRS-A-1732, Nov. 1990
- /DUK-79/ Dukler, A.E. ; Smith, L.:  
Two-Phase Interactions in Countercurrent Flow, Studies of the Flooding Mechanism. NUREG, CR-0617, NRC Washington D.C., 1979
- /GLA-90/ Glaeser, H.:  
Downcomer and Upper Tie Plate Countercurrent Flow in the Upper Plenum Test Facility (UPTF). Auftragsbericht der Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS)mbH, GRS-A-1726, November 1990
- /GOV-57/ Govier, G.W. ; Radford, B.A. ; Dunn, J.S.C.:  
The Upwards Vertical Flow of Air-Water Mixtures; I. Effect of Air and Water-Rates on Flow Pattern, Holdup and Pressure Drop. In: Can. J. Chem. Eng., 35, pp. 58-70, 1957

- /GRI-62/ Griffith, P. ; Snyder, G.A.:  
The Bubble-Slug Transition in a High Velocity Two-Phase Flow. MIT Report No.5003-29, 1962
- /GRI-62/ Griffith, P. ; Moissis, R.:  
Entrance Effects in a Two-Phase Slug Flow. In: Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, pp.29-39, Feb. 1962
- /HEW-63/ Hewitt, G.F. ; Wallis, G.B.:  
Flooding and Associated Phenomena in Falling Film Flow in a Tube. AERE R-4022, United Kingdom Atomic Energy Authority, May 1963
- /ISH-75/ Ishii, M.:  
Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow. Editeur Eyrolles, Paris, 1975
- /ISH-77/ Ishii, M.:  
One-Dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion Between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes. ANL-77-47, Oct. 1977
- /JOW-81/ Jowitt, D.:  
A New Voidage Correlation for Level Swell Conditions. Reactor Development Division, AEE Winfrith, Report AEEW-R 1488, 1981
- /JOW-82/ Jowitt, D. ; Shires, G.L.:  
Level Swell in Rod Clusters, A New Voidage Correlation for Pressures from 2 to 40 Atmospheres. AEE Winfrith, Report AEEW-M1943, published on the European Two-Phase Flow Meeting, Paris, 1982
- /KAT-86/ Kataoka, I. ; Ishii, M.:  
Prediction of Pool Void Fraction by New Drift Flux Correlation. NUREG/CR-4657, ANL-86-29, June 1986
- /KAW-87/ Kawaji, Y. et al.:  
Phase and Velocity Distributions and Holdup in High Pressure Steam/Water Stratified Flow in a Large Diameter Horizontal Pipe. In: Int. J. Multiphase Flow, 13-2, pp. 145-159, 1987
- /KEL-74/ Kelly, R.D. ; Dougall, R.S. ; Cantineau, B.J. :  
Application of Drift-flux to Loss of Coolant Analysis. In: Trans. ASME, New York, N.Y., 74-WA/HT-40, Nov. 1974

- /KRÖ-84/ Kröning, H.:  
Untersuchungen von Gas-Flüssigkeits-Strömungen in vertikalen Kanälen. Dissertation, Universität Hannover, 1984
- /KUK-87/ Kukita, Y. et al. :  
Assessment an Improvement of RELAP5/Mod2 Code's Interphase Drag Models. In: AIChE Symp. Ser. No. 257, Vol.83, pp.212-217, August 1987
- /LEE-85/ Lee, S.C. :  
Stability of Steam-Water Countercurrent Stratified Flow. NUREG/CR-4416, prepared for US NRC Commission, Washington, D.C. 20555, 1985
- /LEV-60/ Levy, S. :  
Steam Slip - Theoretical Prediction from Momentum Model. In: Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, pp. 113-124, 1960
- /LOC-49/ Lockhart, R.W. ; Martinelli R.C. :  
Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes. In: Chem. Eng. Progr., 45, No. 1, pp. 39 - 48, 1949
- /MAY-82/ F.Mayingner :  
Strömungen und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen. Springer-Verlag, Wien-New York, 1982 - ISBN 3-211-81668-2 (Wien, New York), ISBN 0-387-81668-2 (New York, Wien)
- /MAR-48/ Martinelli, R.C. ; Nelson, D.B. :  
Prediction of Pressure Drop during Forced-Circulation Boiling of Water. In: Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.,70,pp. 695-702, 1948
- /NAK-83/ Nakamura, H. et al. :  
System Description for ROSA-IV Two-Phase Flow Test Facility (TPTF). JAERI-M 83-042, March 1983
- /NAK-86/ Nakamura, H. et al. :  
Effect of Pressure on Slugging in Steam/Water Two-Phase Flow in a Large Diameter Horizontal Pipe. In: Proc. 2nd Int. Topical Meeting on Nucl. Power Plant Thermal Hydraulics and Operations, Tokio, April 1986

- /OSH-74/ Oshinowo, T. ; Charles, M.E. :  
Vertical Two-Phase Flow, Part 1, Flow Pattern Correlations. In:  
Can. J. Chem. Eng., pp. 25-35, 52, 1974
- /POI-92/ Pointner, W. ; Steinborn, J. :  
Vorausrechnung des Integralexperiments BETHSY 9.1.b  
(ISP27) mit ATHLET. GRS-Auftragsbericht, GRS-A-1949,  
August 1992
- /PUS-69/ Pushkina, O.L ; Sorokin, Y.L. :  
Breakdown of Liquid Film Motion in Vertical Tubes. In: Heat  
Transfer Soviet Research, 1, No. 5, pp. 56-64, September  
1969
- /RAD-62/ Radovich, N.A. ; Moissis, R. :  
The Transition from Two-Phase Bubble Flow to Slug Flow.  
MIT Report No. 7-7633-22, 1962
- /RIC-78/ Richter, H.J ; Wallis, G.B. ; Carter, K.H. ; Murphy, S.L. :  
Deentrainment and Countercurrent Air-Water Flow in a  
Model PWR Hot Leg. Thayer School of Engineering,  
Dartmouth College Hanover, Final Report NRC-0193-9,  
1978
- /RIE-87/ Riedle, K. ; Watzinger, H. :  
Test No. 11, Countercurrent Flow in PWR Hot Leg Test.  
KWU-Report R 515/87/08, KWU AG, Mechanical and  
Process Engineering Laboratories, Erlangen, March, 1987
- /SAR-92/ Sarkar, J. ; Liebert, J. ; Läufer, R.:  
UPTF Test Instrumentation, Measurement System  
Identification, Engineering Units and Computed Parameters.  
Siemens KWU Work Report S554/92/013, November 1992
- /SCH-87/ Schäfer, A. ; Lerchl, G.:  
Modeling of Transients with the GRS System Code  
ATHLET. In: Proceedings of Topical Meeting on Anticipated  
and Abnormal Transients in Nuclear Power Plants, Atlanta,  
USA, 12-15 April, 1987
- /SHI-80/ Shires, G.L. ; Pearson, K.G. ; Richards, A.D. :  
An Experimental Study of Level Swell in a Partially Water  
Filled Fuel Cluster. In: Nucl.Energy, Vol. 19, No. 5, pp.  
381-388, Oct., 1980

- /SKO-88/ Skorek, T. ; Sonnenburg, H.G. :  
ATHLET Calculations of Large Vessel Blowdown Experiments using a Full-Range Drift-Flux Model. In: Proceedings of the Int. ENS/ANS Conf. on Thermal Reactor Safty, NUCSAFE 88, Avignon, France, Vol. 2, pp. 613-622, Oct. 2-7, 1988
- /SMI-63/ Smissaert, G.E. :  
Two-Component Two-Phase Flow Parameters for Low Circulation Rates. Argonne National Laboratory, ANL-6755, Argonne, Illinois, July, 1963
- /SMI-70/ Smith, S.L. :  
Void Fractions in Two-Phase Flow: A Correlation Based Upon an Equal Velocity Head Model. In: Proc. Instn. Mech. Engrs. 1969-70, Vol. 184, Pt 1, No 36, pp. 647-664, 1969-70
- /SON-87/ Sonnenburg, H.G. :  
Analysis of UPTF Test 11 (Hot Leg CCF) with a Full-Range Drift-Flux Modell. In: Proc. of the 15th WRSIM, NUREG/CP-0091, Vol. 1, Gaithersburg, Maryland, Oct. 26-29, 1987
- /STE-89,a/ Steinhoff, F. :  
Phasenseparation und Gemischspiegeldynamik bei instationären Zweiphasenströmungen. Dissertation, TU München, GRS-73, Sep., 1989
- /STE-89,b/ Steinhoff, F. :  
Thermo- und Fluidodynamikmodelle im Rechenprogramm DRUFAN und im Nachfolgeprogramm ATHLET zur Simulation von Separationsvorgängen und Gemischspiegelbewegungen in vertikalen Strömungswegen,  
Teil 1: Entwicklung der Modelle, Auftragsbericht der Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS) mbH, GRS-A-1540, 1989,  
Teil 2: Ausgewählte Verifikationsrechnungen, Auftragsbericht der Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS)mbH, GRS-A-1540, 1989
- /SUD-80/ Sudo, Y. :  
Estimation of Average Void-Fraction in Vertical Two-Phase Flow Channel under Low Liquid Velocity. In: Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 17, No. 1, pp. 1-15, 1980

- /TAI-75/ Taitel, Y. ; Dukler, A.E. :  
A Model for Predicting Flow Regime Transition in  
Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow. In: AIChE  
J. 22, pp. 47-55, 1975
- /TUO-88/ Tuomisto, H. :  
Thermal-Hydraulic Studies about Pressurized Water  
Reactor Safety. Ph. D. Thesis, Helsinki University, Helsinki,  
Finland, May, 1988
- /TUR-66/ Turner, J.M. :  
Annular Two-Phase Flow. Ph. D. Thesis, Dartmouth  
College, Hanover, N.H., 1966
- /WAL-61/ Wallis, G.B. :  
Flooding Velocities for Air and Water in Vertical Tubes.  
AEE Winfrith, Report AEEW-R-123, Dez. 1961
- /WAL-69/ Wallis, G.B. :  
One-dimensional Two-Phase Flow. Verlg. McGraw-Hill,  
1969
- /WEI-86/ Weiss, P. ; Sawitzki, M. ; Winkler, F. :  
UPTF, a Full-Scale PWR Loss-of-Coolant Accident  
Experiment Program. In: Atomkernenergie Kerntechnik,  
Vol. 49, No.1/2, 1986
- /WOL-88/ Wolfert, K. ; Lerchl, G. ; Miro, J.E. ; Sonnenburg, H.G. :  
The GRS Thermalhydraulic System Code ATHLET for  
PWR and BWR Analyses. In: Proceedings of 3rd  
International Topical Meeting on Nuclear Power Plant  
Thermalhydraulics and Operation, 0017, 1967, Seoul,  
Korea, 14-17 Nov., 1988
- /ZIV-64/ Zivi, S.M. :  
Estimation of Steady-State Void Fraction by Means of  
Minimum Entropy Production. In: J. Heat Transfer, 86 C,  
247, pp. 247-252, 1964
- /ZUB-65/ Zuber, N. ; Findlay, J.A. :  
Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow  
Systems. In: Transactions of the ASME, Journal of Heat  
Transfer, pp. 453-468, Nov. 1965

## 14. Anhang

### Lösung des Gleichungssystems bestehend aus den Gleichungen (85), (86) und (80)

Im Folgenden wird ein Verfahren aufgezeigt, das Lösungen für die Drift-Flux-Differentialgleichung (89) verschafft, die entstand aus den Gleichungen (85),(86) und (80):

$$\left[ \frac{J_{VL} - Z_V \frac{dJ_{VL}}{dZ_V}}{V_{Vc}} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[ \frac{J_{VL} + (1 - Z_V) \frac{dJ_{VL}}{dZ_V}}{V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1. \quad (89)$$

Dieses Verfahren greift auf die Drift-Flux-Gleichung und auf die Gleichung der Gegenstrombegrenzung zurück, die zur Drift-Flux-Differentialgleichung (89) führten.

Die Wurzel-Gleichung (80), die die Gegenstrombegrenzung beschreibt, kann durch eine geeignete Substitution der dimensionslosen Volumenstromdichten für Dampf und Wasser  $J_V/V_{Vc}$  bzw.  $J_L/V_{Lc}$  in eine lineare Beziehung umgeformt werden. Aus

$$\left[ \frac{J_V}{V_{Vc}} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[ \frac{-J_L}{V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1 \quad \text{mit} \quad J_V \geq 0 \quad \text{und} \quad J_L \leq 0 \quad (80)$$

wird mit  $\xi_V = (J_V / V_{Vc})^{1/2}$  und  $\xi_L = (-J_L / V_{Lc})^{1/2}$ :

$$\xi_V + \xi_L = 1. \quad (A)$$

Dieselbe Substitution in der Drift-Flux-Gleichung (85) führt zu einem entsprechend transformierten Ausdruck. Aus Gleichung (85)

$$J_{VL} = Z_L J_V - Z_V J_L \quad (85)$$

wird mit  $\xi_V = (J_V / V_{Vc})^{1/2}$  und  $\xi_L = (-J_L / V_{Lc})^{1/2}$ :

$$J_{VL} = Z_L V_{Vc} \xi_V^2 + Z_V V_{Lc} \xi_L^2. \quad (B)$$

Gleichung (B) liefert eine einparametrische Kurvenschar (Parameter  $Z_V$ ) in einem Diagramm mit den Koordinaten  $\xi_V$  und  $\xi_L$ , wenn für die Terme in Gleichung (B) gilt:

1.  $Z_V \neq Z_V(\xi_V, \xi_L)$ ,
2.  $V_{Vc} \neq V_{Vc}(\xi_V, \xi_L)$ ,
3.  $V_{Lc} \neq V_{Lc}(\xi_V, \xi_L)$ ,
4.  $J_{VL} = J_{VL}(Z_V, V_{Vc}, V_{Lc})$ .

Soll Gleichung (A) diese Kurvenschar einhüllen, so kann hieraus eine bestimmte funktionale Abhängigkeit zwischen dem Drift-Flux  $J_{VL}$  und den übrigen Termen in Gleichung (B)  $Z_V, V_{Vc}, V_{Lc}$  abgeleitet werden.

Ist Gleichung (A) Einhüllende der Kurvenschar, dann müssen an den Berührungspunkten der Gleichungen (A) und (B) die Ableitungen nach  $\xi_V$  beider Gleichungen gleich sein.

$$\frac{d}{d\xi_V}[\text{Gleichung(A)}] \equiv \frac{d}{d\xi_V}[\text{Gleichung(B)}].$$

Das implizite Differenzieren von Gleichung (B) nach  $\xi_V$  ergibt:

$$\frac{d}{d\xi_V}[-J_{VL} + Z_V V_{Vc} \xi_V^2 + Z_V V_{Lc} \xi_L^2] = 2Z_V V_{Vc} \xi_V + 2Z_V V_{Lc} \xi_L \frac{d\xi_L}{d\xi_V} = 0.$$

Für den gesamten Quadranten  $\xi_V > 0$  und  $\xi_L > 0$  liefert diese Differentiation die Gradienten  $d\xi_L/d\xi_V >$  für beliebigen Parameter  $Z_V$  zur Kurvenschar (B):

$$\frac{d\xi_L}{d\xi_V} = \frac{Z_V V_{Vc} \xi_V}{Z_V V_{Lc} \xi_L}. \quad (C)$$

Das Differenzieren von Gleichung (A) liefert einen Gradienten, der im selben Quadranten  $\xi_V > 0$  und  $\xi_L > 0$  entlang der Gleichung (A) gilt:

$$\frac{d\xi_L}{d\xi_V} = -1. \quad (D)$$

Die Gleichsetzung der Gradienten aus (C) und (D) führt zusammen mit Gleichung (A) auf einen Zusammenhang zwischen transformierten Volumenströmen ( $\xi_V, \xi_L$ ) und den Drift-Flux-Termen  $Z_V, V_{Vc}$  und  $V_{Lc}$ , der nur entlang der Einhüllenden, der Gleichung (A), gilt:

$$\xi_V = \frac{Z_V V_{Lc}}{Z_V V_{Lc} + Z_L V_{Vc}}, \quad (E)$$



$$\xi_L = \frac{Z_L V_{Vc}}{Z_V V_{Lc} + Z_L V_{Vc}} \quad (F)$$

Die transformierten Volumenströme in Gleichung (B) können durch die Gleichungen (E) und (F) substituiert werden, so daß der Drift-Flux  $J_{VL}$  sich als Funktion der Terme  $Z_V$ ,  $V_{Vc}$  und  $V_{Lc}$  darstellt:

$$J_{VL} = Z_L V_{Vc} \left[ \frac{Z_V V_{Lc}}{Z_V V_{Lc} + Z_L V_{Vc}} \right]^2 + Z_V V_{Lc} \left[ \frac{Z_L V_{Vc}}{Z_V V_{Lc} + Z_L V_{Vc}} \right]^2 \quad (G)$$

Dieser Ausdruck läßt sich vereinfachen zu:

$$J_{VL} = \frac{Z_V Z_L}{\frac{Z_V}{V_{Vc}} + \frac{Z_L}{V_{Lc}}} \quad (G)$$

Der durch Gleichung (G) berechnete Drift-Flux gilt formal nur entlang der Einhüllenden, also entlang der Gegenstromgrenze (Gleichung (A)). Gleichung (G) ist eine Lösung der Drift-Flux-Diff.-Gleichung (89), die die Randbedingungen  $J_{VL}(Z_V=0) = 0$  und  $J_{VL}(Z_V=1) = 0$  erfüllt.

### **Lösung des Gleichungssystems bestehend aus den Gleichungen (85), (86) und (115)**

Das Gleichungssystem (85), (86) und (115) führt auf eine der Gleichung (89) ähnlichen Drift-Flux-Diff.-Gleichung:

$$\left[ \frac{J_{VL} - Z_V \frac{dJ_{VL}}{dZ_V}}{V_{Vc}} \right]^{\frac{2}{3}} + \left[ \frac{J_{VL} - Z_L \frac{dJ_{VL}}{dZ_V}}{\frac{9}{16} V_{Lc}} \right]^{\frac{1}{2}} = 1.$$

Obiges Lösungsverfahren wird hierauf analog angewandt.

Wenn die Ausgangsgleichung für die Gegenstrombegrenzung durch Gleichung (115) gegeben ist, dann ist die folgende Transformation der Volumenstromdichten geeignet:

$$\xi_V = \left( \frac{J_V}{V_{Vc}} \right)^{\frac{1}{3}},$$

$$\xi_L = \left( \frac{9}{16} \frac{-J_L}{V_{Lc}} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Die transformierte Gleichung für die Gegenstrombegrenzung lautet:

$$\xi_V^2 + \xi_L = 1. \quad (H)$$

Dieselbe Transformation in der Drift-Flux-Gleichung (85) führt zu folgendem Ausdruck:

$$J_{VL} = Z_L V_{Vc} \xi_V^3 + 9/16 Z_V V_{Lc} \xi_L^2. \quad (I)$$

Wie für Gleichung (B) gilt für Gleichung (I):

1.  $Z_V \neq Z_V(\xi_V, \xi_L),$
2.  $V_{Vc} \neq V_{Vc}(\xi_V, \xi_L),$
3.  $V_{Lc} \neq V_{Lc}(\xi_V, \xi_L),$
4.  $J_{VL} = J_{VL}(Z_V, V_{Vc}, V_{Lc}).$

Durch Gleichung (I) wird eine einparametrische Kurvenschar (Parameter  $Z_V$ ) im Koordinatensystem  $\xi_V, \xi_L$  beschrieben.

Soll Gleichung (H) diese Kurvenschar einhüllen, so kann wieder eine bestimmte funktionale Abhängigkeit zwischen dem Drift-Flux  $J_{VL}$  und den übrigen Termen in Gleichung (I) ( $Z_V, V_{Vc}, V_{Lc}$ ) abgeleitet werden.

Gleichung (H) ist dann eine Einhüllende von Gleichung (I), wenn an den Berührungspunkten der beiden Gleichungen (H) und (I) die Ableitungen nach  $\xi_V$  beider Gleichungen gleich sind.

$$\frac{d}{d\xi_V} [\text{Gleichung(H)}] = \frac{d}{d\xi_V} [\text{Gleichung(I)}].$$

Das implizite Differenzieren von Gleichung (I) nach  $\xi_V$  ergibt:

$$\frac{d}{d\xi_V} \left[ -J_{VL} + Z_L V_{Vc} \xi_V^3 + \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \xi_L^2 \right] = 3 Z_L V_{Vc} \xi_V^2 + \frac{9}{16} 2 Z_V V_{Lc} \xi_L \frac{d\xi_L}{d\xi_V} = 0. \quad (J)$$

Das Differenzieren von Gleichung (H) liefert im Quadranten ( $\xi_V > 0$ ,  $\xi_L > 0$ ) einen Gradienten von:

$$\frac{d\xi_L}{d\xi_V} = -2\xi_V. \quad (K)$$

Die Gleichsetzung der Gradienten aus (J) und (K) führt zusammen mit Gleichung (H) auf einen Zusammenhang zwischen transformierten Volumenströmen ( $\xi_V$ ,  $\xi_L$ ) und den Drift-Flux-Termen  $Z_V$ ,  $V_{Vc}$  und  $V_{Lc}$ , der entlang der Einhüllenden, der Gleichung (H), gilt:

$$\xi_V = \xi_L \frac{3}{4} \frac{Z_V V_{Lc}}{Z_L V_{Vc}} = \xi_L T. \quad (L)$$

Die transformierten Volumenströme in Gleichung (I) können durch die Gleichungen (H) und (L) nach und nach substituiert werden, so daß der Drift-Flux  $J_{VL}$  sich schließlich als Funktion der Terme  $Z_V$ ,  $V_{Vc}$  und  $V_{Lc}$  darstellt. Gleichung (I)

$$J_{VL} = Z_L V_{Vc} \xi_V^3 + 9/16 Z_V V_{Lc} \xi_L^2 \quad (I)$$

wird mit Gleichung (L) zu:

$$J_{VL} = Z_L V_{Vc} \xi_V^3 + \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \frac{\xi_V^2}{T^2}. \quad (M)$$

Weitere Umformungen dieses Ausdrucks führen zu:

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \left[ \frac{4}{3} \frac{\xi_V^3}{T} + \frac{\xi_V^2}{T^2} \right]. \quad (M)$$

Die Substitution von  $\xi_L$  in Gleichung (H) führt auf eine quadratische Gleichung für  $\xi_V$ :

$$\xi_V^2 + \xi_L = 1. \quad (H)$$

$$\xi_V^2 + \frac{\xi_V}{T} - 1 = 0.$$

$$\xi_V = \frac{1}{2T} \pm \sqrt{\frac{1}{4T^2} + 1}. \quad (N)$$

In der endgültigen Lösung der Drift-Flux-Differentialgleichung erweist sich nur die positive Wurzel als geeignet, die gegebenen Randbedingungen zu erfüllen. Ebenfalls aus Gleichung (H) ergibt sich:

$$\xi_V^2 = 1 - \frac{\xi_V}{T}. \quad (O)$$

Die aus Gleichung (H) hervorgehenden Gleichungen (N) und (O) für verschiedene Potenzen von  $\xi_V$  können in Gleichung (M) zur restlosen Substitution von  $\xi_V$  verwendet werden.

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \left[ \frac{4\xi_V}{3T} + \frac{1}{T^2} \right] \left[ 1 - \frac{\xi_V}{T} \right]. \quad (M)$$

Ausmultiplizieren der Klammerterme führt zu:

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \left[ -\xi_V^2 \frac{4}{3T^2} + \xi_V \left( \frac{4}{3T} - \frac{1}{T^3} \right) + \frac{1}{T^2} \right].$$

Der entstandene quadratische Term  $\xi_V^2$  wird erneut durch Gleichung (O) substituiert:

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \left[ \left( \frac{\xi_V}{T} - 1 \right) \frac{4}{3T^2} + \xi_V \left( \frac{4}{3T} - \frac{1}{T^3} \right) + \frac{1}{T^2} \right].$$

Erneutes Ausmultiplizieren liefert:

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \left[ \xi_V \left( \frac{4}{3T^3} + \frac{4}{3T} - \frac{1}{T^3} \right) + \frac{1}{T^2} - \frac{4}{3T^2} \right].$$

Letztmaliges Substituieren von  $\xi_V$  durch Gleichung (N) ergibt:

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \left[ \left( -\frac{1}{2T} + \sqrt{\frac{1}{4T^2} + 1} \right) \left( \frac{4}{3T^3} + \frac{4}{3T} - \frac{1}{T^3} \right) + \frac{1}{T^2} - \frac{4}{3T^2} \right].$$

Dieser Ausdruck läßt sich vereinfachen zu:

$$J_{VL} = \frac{9}{16} Z_V V_{Lc} \frac{1}{T^2} \left[ -\frac{1+6T^2}{6T^2} + \frac{1+4T^2}{3T^2} \sqrt{T^2 + \frac{1}{4}} \right]. \quad (P)$$

Gleichung (P) ist eine Lösung der Drift-Flux-Differentialgleichung, die zugleich die Randbedingungen  $J_{VL}(Z_V=0) = 0$  und  $J_{VL}(Z_V=1) = 0$  erfüllt.

## Herleitung der Gleichung (105) für die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Dampf und Wasser

Nach Zuber und Findlay sind die Terme der Gleichung (57) gewichtete Flächenmittelwerte, wobei mit dem mikroskopischen Dampfvolumentgehalt gewichtet wird:

$$\frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V v_V dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V j dA}{\frac{1}{A} \int_0^A j dA \frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} \cdot \frac{1}{A} \int_0^A j dA + \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V v_{VJ} dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_V dA} \quad (57)$$

Der Term auf der linken Seite der Gleichung ist die Dampfgeschwindigkeit  $V_V$ , der erste Term auf der rechten Seite ist das Produkt von Phasenverteilungsparameter  $C_0$  und Volumenstromdichte der Mischung  $J$  und der zweite Term die Dampf-Driftgeschwindigkeit  $V_{VJ}$ . Damit lautet Gleichung (57) auch:

$$V_V = C_0 J + V_{VJ} \quad (57)$$

Durch Vertauschung der Indizes von V mit L erhält man die Gleichung für die Wassergeschwindigkeit  $V_L$ . Gegenüber Gleichung (57) enthält die so erzeugte Gleichung keinen Informationsgewinn. Sie ist lediglich das spiegelbildliche Gegenstück zu (57):

$$\frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L v_L dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L dA} = \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L j dA}{\frac{1}{A} \int_0^A j dA \frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L dA} \cdot \frac{1}{A} \int_0^A j dA + \frac{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L v_{LJ} dA}{\frac{1}{A} \int_0^A \epsilon_L dA} \quad (Q)$$

Die analoge Schreibweise zu Gleichung (57) lautet:

$$V_L = C_{0,L} J + V_{LJ} \quad (R)$$

Der Zusammenhang zwischen den Phasenverteilungsparameter  $C_{0,L}$  mit  $C_0$  ergibt aus den obigen Definitionen und Gleichungen (21), (37) und (38) zu:

$$C_0 \alpha_V + C_{0,L} \alpha_L = 1 \quad (S)$$

Der Zusammenhang zwischen Wasser-Driftgeschwindigkeit  $V_{LJ}$  und Dampf-Driftgeschwindigkeit  $V_{VJ}$  folgt aus den obigen Definitionen in Verbindung mit (28) und (29) zu:

$$V_{VJ} \alpha_V = -V_{LJ} \alpha_L \quad (T)$$

Die Differenz der Phasengeschwindigkeit kann somit durch Substraktion der Gleichung (R) von Gleichung (57) gebildet werden. Das Resultat ist:

$$V_V - V_L = (C_0 - C_{0,L})J + V_{VJ} - V_{LJ} \quad . \quad (U)$$

bzw. mit den Definitionen für den Drift-Flux (31) und (32) ergibt sich:

$$V_V - V_L = (C_0 - C_{0,L})J + \frac{J_{VL}}{\alpha_V \alpha_L} \quad . \quad (105)$$

**Gesellschaft für Anlagen-  
und Reaktorsicherheit  
(GRS) mbH**

Schwertnergasse 1  
**50667 Köln**  
Telefon +49 221 2068-0  
Telefax +49 221 2068-888

Forschungsinstitute  
**85748 Garching b. München**  
Telefon +49 89 32004-0  
Telefax +49 89 32004-300

Kurfürstendamm 200  
**10719 Berlin**  
Telefon +49 30 88589-0  
Telefax +49 30 88589-111

Theodor-Heuss-Straße 4  
**38122 Braunschweig**  
Telefon +49 531 8012-0  
Telefax +49 531 8012-200

**[www.grs.de](http://www.grs.de)**