

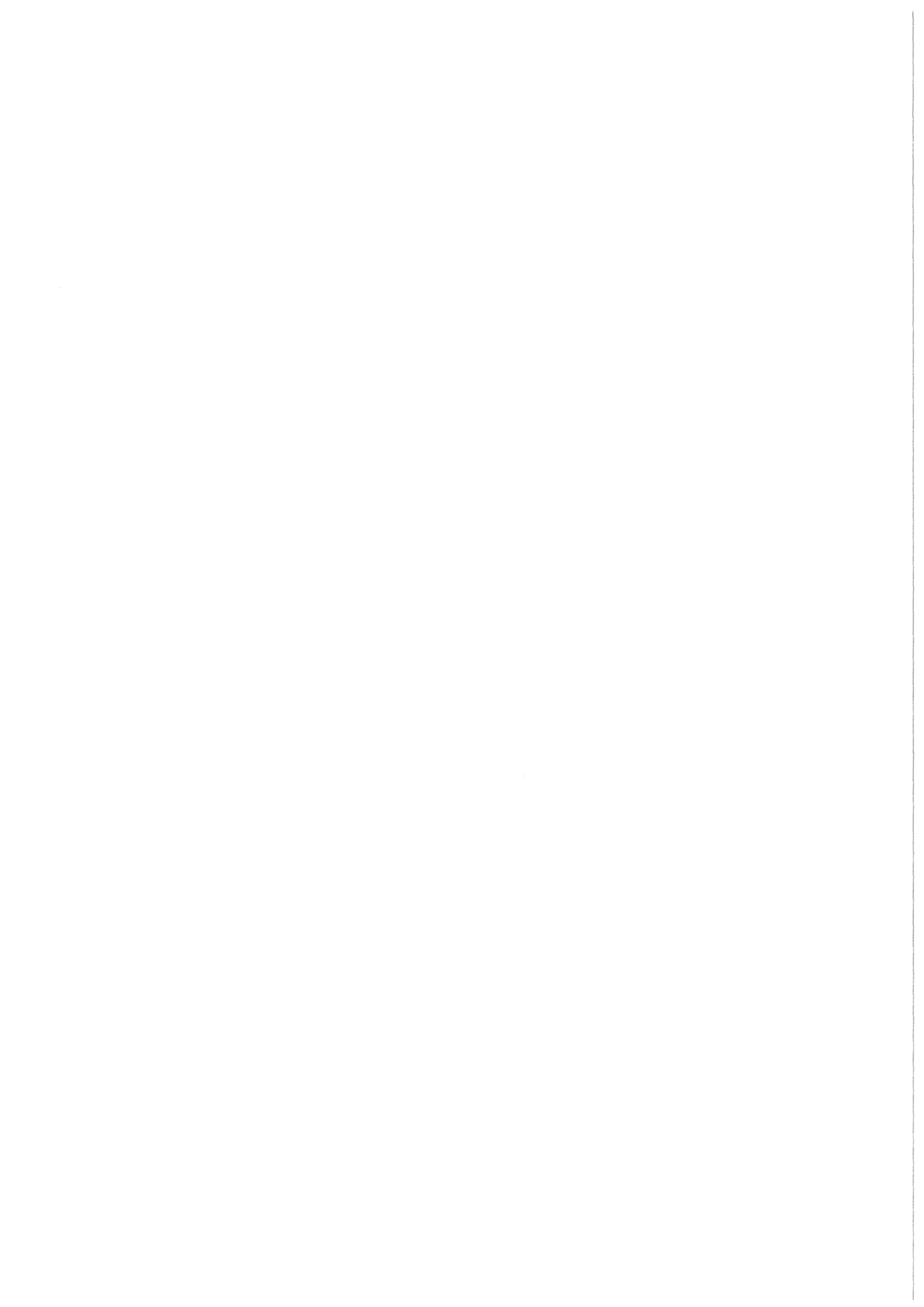


KfK 3862
Februar 1985

Zweiphasenströmungen durch kleine Abzweige in einem horizontalen Rohr mit geschichteter Gas-Flüssigkeits- Strömung

C. Smoglie
Institut für Reaktorbauelemente

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorbauelemente

KfK 3862

Zweiphasenströmungen durch kleine Abzweige in einem
horizontalen Rohr mit geschichteter Gas-Flüssigkeits-Strömung

Cecilia Smoglie

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität
Karlsruhe (T.H.) genehmigte Dissertation.

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Im Bereich der Reaktorsicherheit ist der Kühlmittelverlustunfall, verursacht durch kleine Lecks in der horizontalen Hauptkühlmittelleitung, von großer Bedeutung. Dieser Bericht enthält die Beschreibung und die Ergebnisse von Experimenten zur Bestimmung des Massenstroms und des Dampfgehalts durch ein kleines Leck, das sich oben, unten oder an der Seite einer waagerechten Hauptkühlmittelleitung befindet, in der eine geschichtete Gas-Flüssigkeitsströmung vorhanden ist. Das Leck wurde durch kreisförmige Rohrabzweige mit Durchmessern von 6, 8, 12 oder 20 mm simuliert, die senkrecht zur Achse des Hauptrohres angebracht wurden. Die Experimente wurden mit Luft-Wasser-Strömung bei Umgebungstemperatur und einem maximalen Druck von 0,5 MPa durchgeführt.

Wenn sich der Wasserspiegel weit unterhalb (oberhalb) des Rohrabzweigs befindet, gelangt nur Gas (Flüssigkeit) in den Abzweig. Bei kleineren Abständen zwischen Abzweig und Wasserspiegel wird die Wasseroberfläche lokal verformt und Flüssigkeit (Gas) kann mitgerissen werden. Die Verformung wird durch den Druckabfall bewirkt, der durch die starke Beschleunigung des Fluids in der Nähe des Abzweigs verursacht wird (Bernoulli Effekt).

Dieser Bericht enthält Fotos, die die Strömungsphänomene veranschaulichen, sowie eine allgemein gültige Korrelation, um den Beginn des Mitrisses zu bestimmen. Außerdem werden experimentelle Ergebnisse über Massenstromdichte und Dampfgehalt im Abzweig als Funktion eines normalisierten Abstandes gezeigt und die Abhängigkeit dieser Größen in empirischen Beziehungen beschrieben. Die Ergebnisse für horizontale Abzweige wurden übertragen auf Dampf-Wasser-Strömungen bei hohen Drücken und kritischem Massenstrom im Abzweig.

TWO-PHASE FLOW THROUGH SMALL BRANCHES IN A HORIZONTAL PIPE
WITH STRATIFIED FLOW

SUMMARY

In the field of nuclear reactor safety the occurrence of a small break in a horizontal coolant pipe is of great importance. This report presents the description and results of experiments designed to determine the mass flow rate and quality through a small break at the bottom, the top or the side of a main pipe with stratified gas-liquid flow. The break was simulated by circular branches with diameters of 6, 8, 12 or 20 mm, perpendicular to the main pipe with a diameter of 206 mm. The experiments were performed with air-water flows at ambient temperature and a maximal pressure of 0.5 MPa.

If the interface level is far below (above) the branch, only single-phase gas (liquid) flow enters the branch. For smaller distances the interface is locally deformed because of the pressure decrease due to the fluid acceleration near the branch inlet (Bernoulli effect) and liquid (gas) can be entrained.

This report contains photographs illustrating the flow phenomena as well as a general correlation to determine the beginning of entrainment. Results are presented on the branch mass flow rate and quality as a function of a normalized distance between the interface and the branch inlet.

A model was developed which enables to predict the branch quality and mass flux. Results from air-water flow through horizontal branches, were extrapolated for steam water flow at high pressure with critical branch mass flux.

Inhaltsverzeichnis

	Nomenklatur	3
1	Einleitung	7
2	Experimentelle Anordnung	11
3	Beschreibung der Experimente	17
3.1	Allgemeine Beschreibung	17
3.1.1	Durchführung der Experimente	17
3.1.2	Meßgenauigkeit	18
3.2	Experimente mit nach unten gerichtetem Abzweig	19
3.3	Experimente mit nach oben gerichtetem Abzweig	20
3.4	Experimente mit waagerechtem Abzweig	21
4	Strömungsphänomene	22
4.1	Nach unten gerichteter Abzweig	22
4.2	Nach oben gerichteter Abzweig	28
4.3	Waagerechter Abzweig	33
4.4	Übergang von Schichtenströmung zu Schwallströmung	35
5	Beginn des Gas- und Flüssigkeitsmitrisses	41
5.1	Dimensionsanalyse	41
5.2	Allgemeine Korrelation für den Beginn des Mitrisses	43
5.3	Theoretische Überlegungen zum Beginn des Flüssigkeitsmitrisses in nach oben gerichtetem Abzweig	45
5.3.1	Durch den Abzweig erzeugtes Strömungsfeld	45
5.3.2	Bestimmung des Mitrißbeginns	46
5.3.3	Einfluß der überlagerten Geschwindigkeiten	49
5.4	Ergebnisse	51
5.4.1	Beginn des Mitrisses ohne Geschwindigkeitsüberlagerung	51
5.4.2	Beginn des Mitrisses unter dem Einfluß einer überlagerten Geschwindigkeit	56

	Seite	
6	Dampfgehalt und Massenstromdichte im Abzweig	63
6.1	Einphasenströmung	63
6.2	Zweiphasenströmung	67
6.2.1	Verallgemeinerte Darstellung der Daten	67
6.2.2	Versuchsergebnisse	67
6.2.2.1	Nach unten gerichteter Abzweig	67
6.2.2.2	Nach oben gerichteter Abzweig	69
6.2.2.3	Waagerechter Abzweig	71
6.2.3	Korrelationen für den Dampfgehalt im Abzweig	74
6.2.3.1	Waagerechter Abzweig	74
6.2.3.2	Nach unten gerichteter Abzweig	76
6.2.3.3	Nach oben gerichteter Abzweig	80
6.2.4	Korrelationen für die Massenstromdichte im Abzweig	82
7	Modelle für kritische Massenstromdichte	89
7.1	Das homogene Gleichgewichtsmodell (HEM)	89
7.2	Dampfgehalt und kritische Massenstromdichte im waagerechten Abzweig	90
7.3	Anwendung des Modells	90
7.4	Vergleich mit anderen Modellen	93
8	Zusammenfassung	98
9	Literatur	100
10	Anhang	104
A1	Methode zur Abschätzung der Fehlerfortpflanzung	104
A2	Theoretische Untersuchung der Strömung von nicht- homogenen Flüssigkeiten (nach Craya /12/)	109
A3	Das homogene Gleichgewichtsmodell (HEM) (nach Moody /35/)	112
A4	RELAP 5 Modell für den Dampfgehalt im horizontalen Abzweig (nach Ransom u.a. /39/)	114
A5	Meßdaten	116

Nomenklatur

A	Querschnittsfläche
c	Kalibrierungskoeffizient für Blenden; Schallgeschwindigkeit
c_a	Luftdichtekoeffizient
C, C_1	Korrekturfaktoren
d	Durchmesser des Abzweiges
D	Durchmesser des Hauptrohres
f	Reibungskoeffizient
F_g	Schwerkraft
F_p	Druckkraft
g	Schwerkraftbeschleunigung
G	Massenstromdichte
h	Abstand von der Abzweigsachse zum Wasserspiegel; spezifische Enthalpie
h_g	Höhe der Gasschicht über dem Wasserspiegel
h_1	Wasserspiegelhöhe über der Unterkante des Rohres
Δh	Höhe der angehobenen Wasseroberfläche über der Horizontalen
Δh_1	Inkremente der Wasserspiegelhöhe
K	Konstante
K_c	Kontraktionskoeffizient
l	Länge
M	Meßwert
ΔM	absoluter Fehler des Meßwertes
P	statischer Druck
$P_{31...35}$	statischer Druck an den Stellen 1...5 in dem Abzweig
P_B	statischer Druck bei B
P_C	statischer Druck bei C
ΔP	statische Druckdifferenz
ΔP_o	Blendendruckabfall
ΔP_{1-3}	Differenz zwischen P_1 und dem statischen Druck in dem Abzweig
$\Delta P_{1-31...34}$	Differenz zwischen P_1 und $P_{31...34}$
ΔP_{h1}	Hydrostatische Druckdifferenz zwischen Wasserspiegel und Unterkante des Rohres
q	Senkenvolumenstrom
r	zylindrische Koordinate

s	spezifische Entropie
Δt	Zeitdifferenz
T	absolute Temperatur
u	Radialkomponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit im Senkenstrom
\vec{U}	Geschwindigkeit der Parallelströmung die der Senkenströmung überlagert ist
v	Phasengeschwindigkeit; spezifisches Volumen
v_{gL}	Grenzgeschwindigkeit definiert im RELAP 5 Code
v_{sg}	bezogene Gasgeschwindigkeit
v_{sl}	bezogene Flüssigkeitgeschwindigkeit
\vec{V}	Geschwindigkeitsvektor der Senkenströmung
W	Massenstrom
X	Dampfgehalt
X_0	Dampfgehalt in dem Abzweig bei $h = 0$

Griechische Symbole

α	Winkel zwischen Abzweig- und Wirbelachse; Gasflächenanteil
γ	Isentropenkoeffizient für Gas
δ	relativer Fehler
ϵ	Ausdehnungskoeffizient des Gases
ζ	Einphasendurchflußkoeffizient
λ	Wellenlänge
ρ	Dichte
ρ_b	Dichte der kontinuierlichen Phase bei Beginn des Mitrisses
$\Delta\rho$	Dichtedifferenz
σ	Standardabweichung
ϕ	Geschwindigkeitspotential

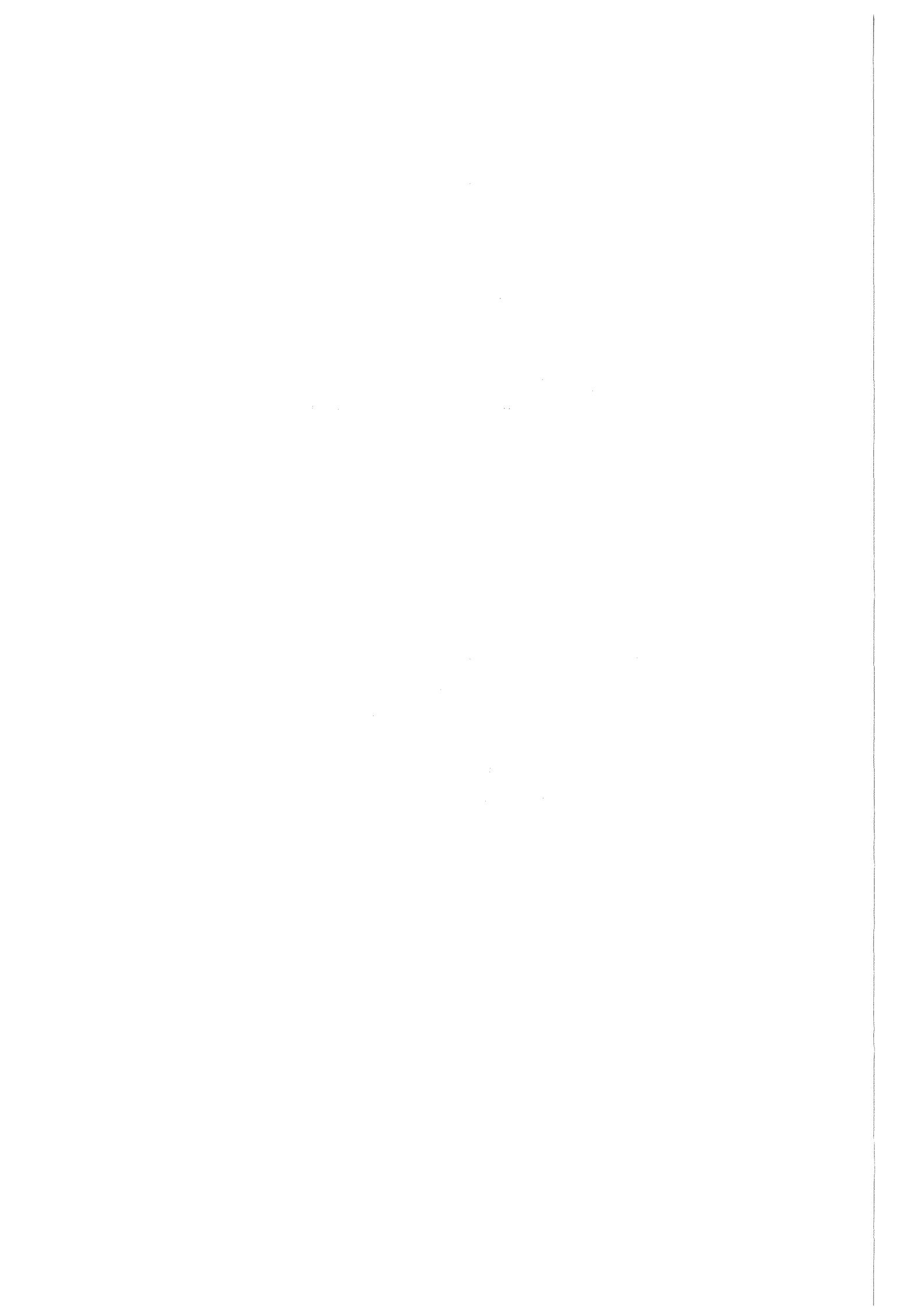
Indizes

0	stromauf von einer Blende; Stauwert
1	stromauf vom Abzweig im Hauptrohr
2	stromab vom Abzweig im Hauptrohr
3	in dem Abzweig

acc	Beschleunigung
b	bei Beginn des Mitrisses
crit	kritisch
g	Gas
ge	Gasmitriß
H	Gleichgewichtsmodell
irrev	irreversibel
l	Flüssigkeit
le	Flüssigkeitsmitriß
lg	Wert für Gas minus Wert für Flüssigkeit
m	Mischung
pr	predicted.
rev	reversibel
sat	Sättigung

Abkürzungen

b.e.	Beginn des Mitrisses
b.g.e.	Beginn des Gasmitrisses
b.l.e.	Beginn des Flüssigkeitsmitrisses
g.e.	Gasmitriß
l.e.	Flüssigkeitsmitriß
HEM	homogenes Gleichgewichtsmodell
LOCA	Kühlmittelverlustunfall



Einleitung

Das Wissen über Zweiphasenströmungen in Rohrabzweigen ist im allgemeinen sehr begrenzt, obwohl viele technische Anwendungen existieren. Der Grund hierfür ist der komplexe Einfluß der Phasen- und Geschwindigkeitsverteilungen und der Geometrieparameter auf die Massen- und Dampfgehaltsumverteilung.

Es wurden mehrere Arbeiten veröffentlicht, in denen Methoden zur Bestimmung der Umverteilung von Zweiphasen-Strömungen in Rohrabzweigungen aufgegeben wurden. Walley und Azzopardi /1/ und Henry /2/ untersuchten den Fall von Luft-Wasser-Ringströmungen in horizontalen oder vertikalen Abzweigen. Honan und Lahey /3/ und Zetzmann /4/ führten Luft-Wasser-Experimente mit verschiedenen Strömungsformen in vertikalen Rohren mit Abzweigen bei verschiedenen Winkeln durch. Saba und Lahey /5/ führten Luft-Wasser-Experimente mit der gleichen Teststrecke durch wie in /3/, aber mit einem horizontalen Hauptrohr. Reimann et al. /6, 7/ und Seeger /8/ führten Experimente mit verschiedenen Luft-Wasser- und Dampf-Wasser-Strömungsformen durch, um die Phasenumverteilung in horizontalen Rohren mit Abzweigen in verschiedenen Richtungen zu untersuchen. In den oben zitierten Veröffentlichungen wurde keine Schichtenströmung untersucht und das Durchmesser Verhältnis von Abzweig zu Hauptrohr war immer $> 0,2$.

Im folgenden wird der Fall untersucht, daß im horizontalen Hauptrohr Schichtenströmung vorhanden ist; der Abzweigdurchmesser ist stets sehr viel kleiner als der Hauptrohrdurchmesser. Dieser Fall ist im Bereich der Reaktorsicherheit von besonderem Interesse im Hinblick auf Kühlmittelverlustunfälle (LOCAs), die durch kleine Lecks verursacht wurden. Hier bestimmen Massen- und Enthalpiestromdichten durch das Leck den Ablauf solcher Unfälle; diese Größen sind stark abhängig von der Lage des Lecks. Wenn sich das Leck über dem horizontalen Wasserspiegel befindet, wird entweder nur Dampf austreten, oder es wird auch Flüssigkeit mitgerissen, verursacht durch die Druckdifferenz aufgrund der Beschleunigung des Dampfes in der Umgebung des Lecks (Bernoulli-Effekt). Auf die gleiche Weise kann Dampf, bei einem unterhalb des Wasserspiegels gelegenen Leck, durch Wirbelbildung das Leck erreichen oder auch in einer wirbelfreien Strömung mitgerissen werden.

Im Zusammenhang mit diesem Problem wurde in früheren Arbeiten der Abfluß der Flüssigkeit aus großen Reservoirs durch nach unten, nach oben oder seitlich

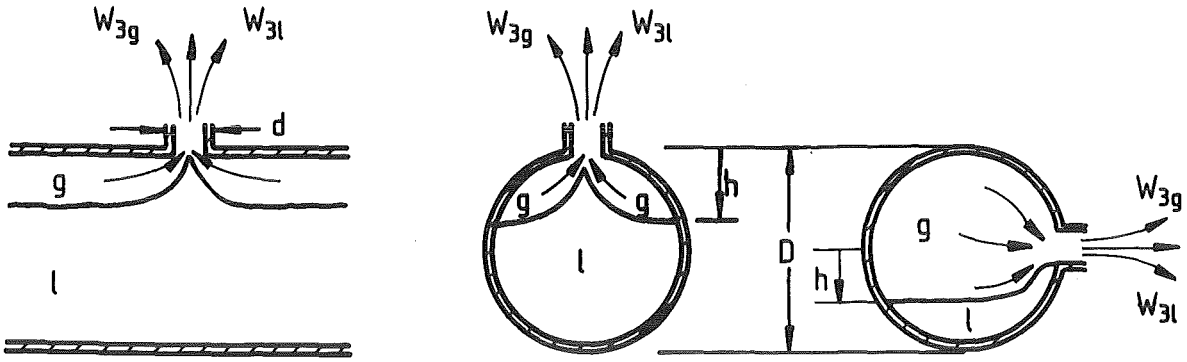
orientierten Ausströmöffnungen untersucht. Die Veröffentlichungen zu diesem Thema konzentrieren sich jedoch auf den Beginn des Mitrisses und geben keine Ergebnisse an für die Menge des Mitrisses bei einem weiteren Anstieg der Druckdifferenz durch das Leck oder bei einer weiteren Verringerung des Abstandes zwischen Leck und Wasserspiegel.

Dagget und Keulegan /9/ präsentierten Daten und Korrelationen für die Bestimmung des Beginns des Dampfmitrisses infolge eines Wirbels, der die Abflußöffnung am Boden eines Behälters erreicht. Die Strömung trat horizontal in die Teststrecke ein, es wurde jedoch eine Anzahl von Schaufeln - in bestimmten Winkeln angeordnet - verwendet, um die gewünschte Zirkulation zu erreichen. Lubin und Hurwitz /10/ untersuchten die Bildung einer Mulde an der Oberfläche einer anfangs stationären Flüssigkeit, die durch einen runden Abfluß am Boden eines zylindrischen Tanks abfließt. Rouse et al. /11/ untersuchten die Entstehung einer Flüssigkeitsspitze unter dem Einlaß eines vertikalen Rohres, das in einem bestimmten Abstand über der horizontalen Trennfläche zwischen zwei Flüssigkeiten mit unterschiedlicher Dichte angeordnet war. Craya /12/ leitete analytisch ab, und Gariel /13/ bestätigte experimentell den beginnenden Flüssigkeitsmitriß durch seitliche Ausflüsse im Falle eines Zweischichten Systems mit einer horizontalen Abzweigung über dem Wasserspiegel zwischen zwei inkompressiblen Flüssigkeiten.

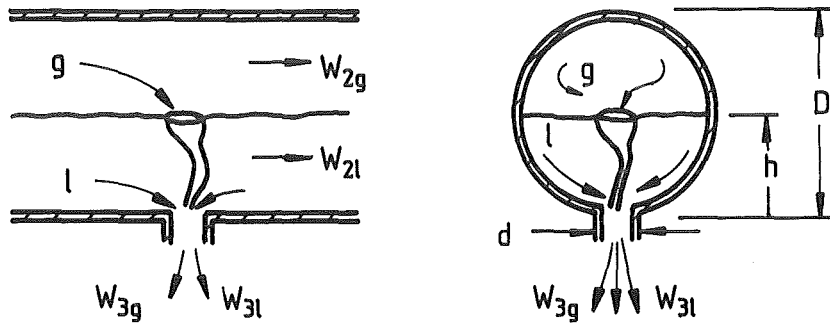
Die Ergebnisse dieser Arbeiten wurden von Zuber /14/ diskutiert, der betonte, daß sie nicht den Störfallbedingungen bei Kernreaktoren entsprechen. Abb. 1 (aus /14/) illustriert die Strömungsmechanismen, die in Kernreaktoren von Interesse sind. Diese Anordnungen unterscheiden sich sehr von den oben geschilderten Situationen, besonders wegen:

- einer Strömungsgeometrie ohne Rotationssymmetrie
- der Existenz einer zum Rohrende gerichteten Strömung stromab des Abzweigs (im folgenden durch den Begriff "überlagerte Geschwindigkeit" gekennzeichnet).

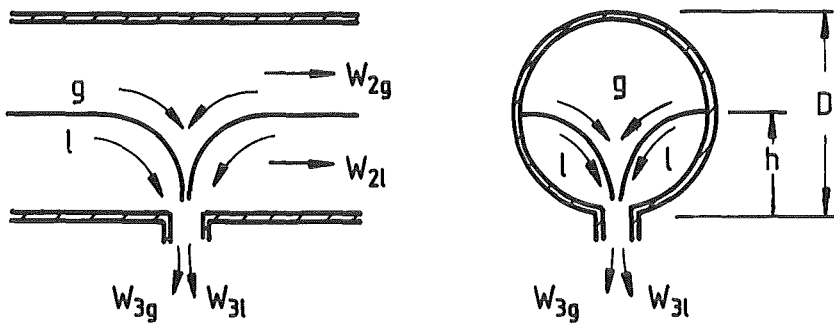
Zuber weist auch darauf hin, daß die üblicherweise verwendeten thermohydraulischen Rechenverfahren weder für die Menge des Flüssigkeits- oder Gasmitrisses noch für den Beginn des Mitrisses eine befriedigende Vorhersage ergeben. Houdayer et al. /15/ betonten die Notwendigkeit der Einbringung von Experimenten für typische PWR-Geometrien in den Code CATHARE zur Berechnung von Kühlmittelverlustunfällen mit kleinen oder großen Bruchöffnungen.



Flüssigkeitsmitriß wegen Bernoulli-Effekt



Gasmitriß bei Wirbelbildung



Gasmitriß in wirbelfreier Strömung

Abb. 1: Illustration des Flüssigkeits- und Gasmitrisses durch kleine Lecks (aus Zuber /14/).

Angeregt durch die Ausführungen Zubers entstanden einige Untersuchungen, in denen neben dem Beginn des Mitrisses auch der Dampfgehalt und die Massenstromdichte in dem Abzweig untersucht wurden:

Crowley und Rothe /16/ führten einige Luft-Wasser-Experimente durch bei einem Systemdruck von 0,3 MPa mit einem horizontalen Rohr (Innendurchmesser 66,6 mm) und einem seitlichen Abzweig (Innendurchmesser 6,3 mm). Der Zustrom war symmetrisch von beiden Enden des Rohres. Reimann und Kahn /17, 18/ simulierten die Lecks mit T-Stücken, deren Verhältnis von Abzweigdurchmesser d zu Hauptrohrdurchmesser D sehr viel kleiner als 1 war. Die Autoren verwendeten Luft-Wasser-Strömung durch einen nach unten gerichteten Abzweig ($d = 6, 12$ und 20 mm) bei verschiedenen Strömungsbedingungen in einem horizontalen Rohr mit $D = 206$ mm.

Die vorliegende Arbeit wurde als eine Fortsetzung der von Reimann und Kahn begonnenen Untersuchungen durchgeführt: mit der gleichen Experimentieranlage wurden einige zusätzliche Messungen mit nach unten gerichtetem Abzweig und weitere Experimente mit nach oben und waagrecht gerichteten Abzweigen durchgeführt.

Dieser Bericht enthält:

- Die Beschreibung der Experimente und der Strömungsphänomene.
- Eine allgemeine Korrelation für den Beginn des Gas- und Flüssigkeitsmitrisses.
- Ein Modell zur Vorausbestimmung des Dampfgehaltes und der Massenstromdichte.
- Extrapolierte Ergebnisse für Dampf-Wasser-Strömungen unter hohem Druck.

2. Experimentelle Anordnung

Es wurde die gleiche Versuchsanlage verwendet wie in den vorhergehenden Experimenten /17, 18/; (Einzelheiten sind in /19/ enthalten). Abb. 2 zeigt ein Schema des Luft-Wasser-Kreislaufs: Die Pressluftversorgung wird von zwei Kolbenkompressoren vom Typ FMA Pokorney mit angeschlossener Luftkühlung sowie einem Boge-Schraubenkompressor und einem Demag-Pokorney-Schraubenkompressor SZ353 gewährleistet. Stromab des Kühlers befindet sich ein Luft-Filter, ein Druckmanometer und ein Quecksilberthermometer.

Die Versorgung mit Wasser geschieht durch eine Kaltwasserumwälzpumpe vom Typ CBS 80/3 der Fa. Halberg mit einem drehzahlgeregelten Gleichstrommotor. Nach dem Pumpenausstritt werden die Wassertemperatur und der Absolutdruck gemessen. Bei einem maximalen Systemdruck von 11 bar kann im stationären Luft-Wasser-Betrieb ein Wassermassenstrom bis zu 30 kg/s und ein Luftmassenstrom bis zu 1 kg/s erreicht werden. Wie in Abb. 2 dargestellt, gibt es für jede Phase zwei Meßstrecken (NW 100 und NW 50).

Der Wassermassenstrom und der Luftmassenstrom im Zustrom werden mit geeichten Normblenden bestimmt, indem der Druckabfall über die Meßblenden mit Hilfe von

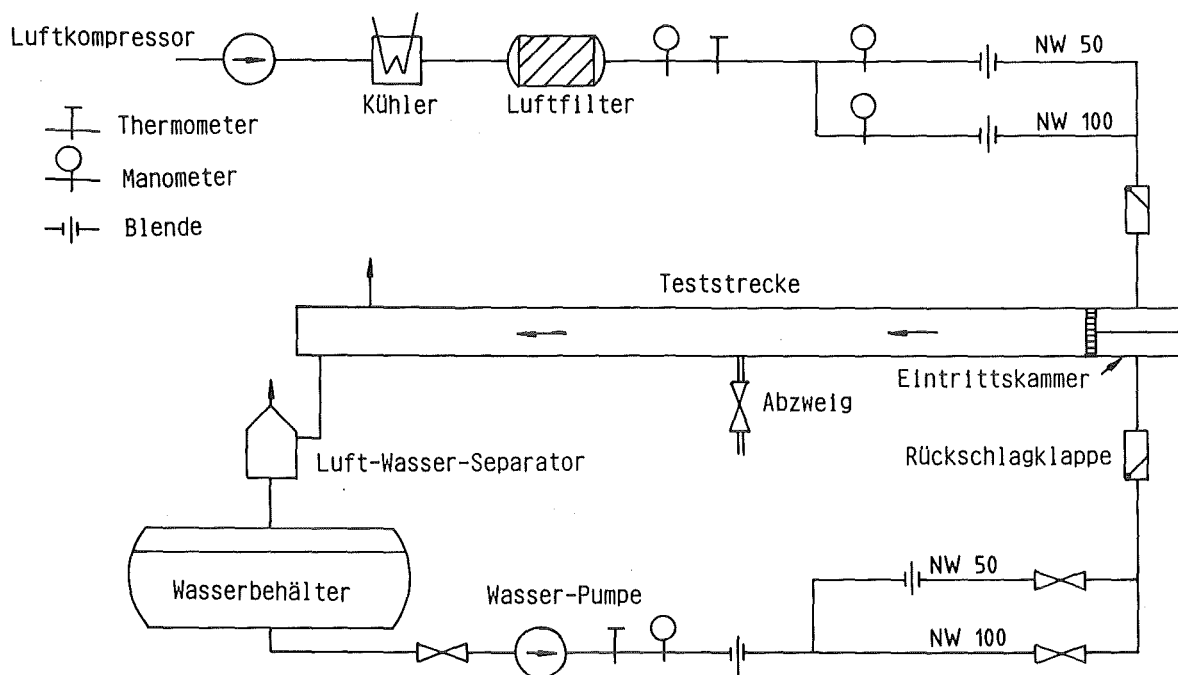


Abb. 2: Luft-Wasser Kreislauf

Quecksilber-U-Rohrmanometern gemessen wird. Es sind für Luft und Wasser je 3 Meßblenden mit unterschiedlichem Meßbereich vorhanden. Außerdem werden der Absolutdruck und die Temperatur gemessen. Stromab der Teststrecke wird das Luft-Wasser-Gemisch einem Zyklon zugeführt; die Luft wird ins Freie abgegeben, das Wasser wird in den Wasserbehälter geleitet, der die Pumpe versorgt.

Abb. 3 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau; die Variablen in Zustrom, Abstrom und Abzweig werden jeweils durch den Index 1, 2 und 3 charakterisiert. Definierte Luft- und Wassermengen (W_{1g} , W_{1l}) fließen durch den Einlaß des Hauptrohres, das zur Förderung der Schichtenströmung mit einer besonders konstruierten Kammer ausgestattet ist (Abb. 4a). Vom Eingang aus etwa 4,5 m stromab ist im Hauptrohr (I.D. 206 mm, Gesamtlänge etwa 6 m) ein kurzes, transparentes Rohr aus Plexiglas eingebaut. In diesen Plexiglasabschnitt können Abzweige mit verschiedenen Richtungen und Durchmessern eingebaut werden. Stromab dieser Abzweige führt ein Rohr mit einem Durchmesser von 50 mm, das ein Drosselventil (V3) enthält, zu einem Separator oder direkt zu einem Wasserbehälter. Hier wird mittels Geschwindigkeitsmessung der Flüssigkeitsmassenstrom in dem Abzweig bestimmt (W_{3l}). Der Gasmassenstrom in dem Abzweig (W_{3g}) kann am Ausgang des Separators mit der Blende vor dem Ventil $V3_g$ gemessen werden.

Etwa 1 m stromab des Plexiglas-Rohres dient ein in der Höhe verstellbarer Schieber dazu, die Höhe des Wasserspiegels in der Teststrecke in gewissem Bereich unabhängig von den Volumenströmen des Flüssigkeitszustromes im Hauptrohr einstellen zu können. Das Ende der Teststrecke kann bei AA entfernt und durch einen Flansch mit einem eingebauten Fenster abgeschlossen werden. Dadurch kann das Strömungsfeld in Richtung der Rohrachse beobachtet werden.

Am Ende der Teststrecke kann das Gemisch mit dem Ventil V2 auf atmosphärischen Druck gedrosselt werden. Um Druckschwankungen zu vermeiden, die entstehen, wenn ein schwallförmiger Zweiphasenstrom gedrosselt wird, ist es wichtig, sicherzustellen, daß die Strömung homogen gemischt die Teststrecke verläßt. Dafür wird eine spezielle Homogenisierungsvorrichtung eingesetzt, die vor das Ventil V2 eingebaut ist. Sie besteht im wesentlichen aus 60 vertikalen Röhrchen, die, wie in Abb. 4b dargestellt, auf einer Platte befestigt sind. Jedes Röhrchen hat zwei Längsschlitze, durch die der Zweiphasenstrom gleichzeitig alle Röhrchen füllen kann. Die Flüssigkeit sammelt sich im unteren Bereich, während das Gas in den oberen Bereich eintritt. Unabhängig von

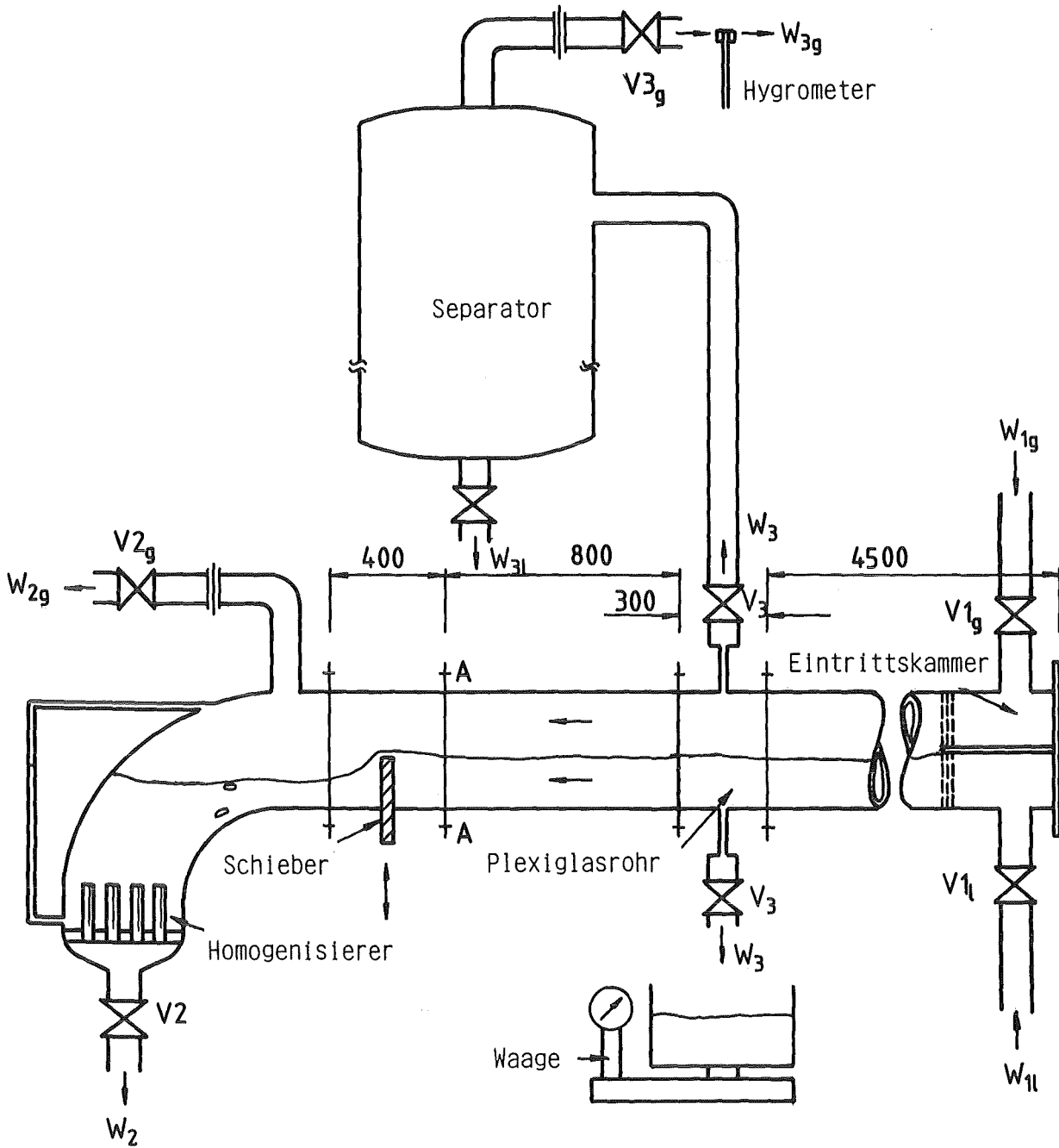
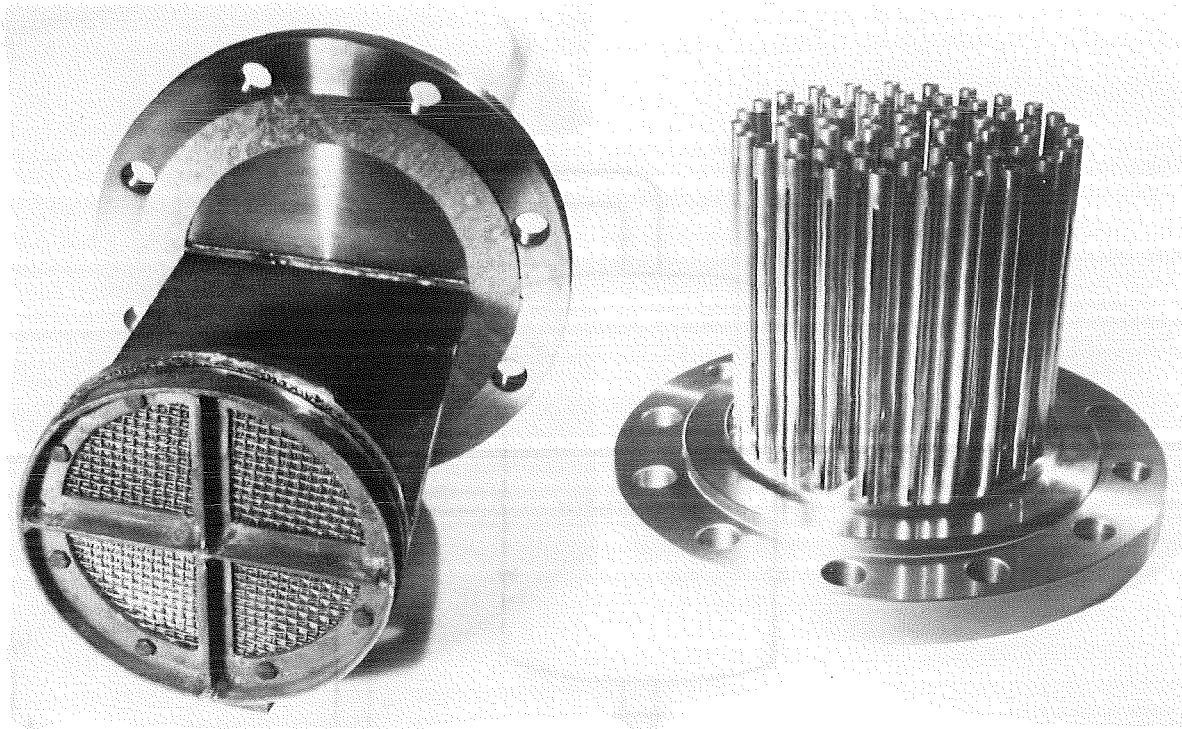


Abb. 3: Teststrecke für verschiedene Abzweigrichtungen.



Eintrittskammer

Homogenisierer

Abb. 4: Einzelheiten der Teststrecke für kleine Leck-Experimente

der Wasserspiegelhöhe fließen Gas und Wasser, homogen gemischt, durch jedes Röhrchen, und so entsteht eine homogene Strömung im Bereich des Ventils V2. Wenn nur Wasser durch das Ventil V2 strömt, wird der Luftstrom W_{2g} mit Hilfe der Blende gemessen, die sich stromab des Ventils V2_g befindet.

Abb. 5 zeigt Einzelheiten des Plexiglas-Rohrstückes. Dieses transparente Rohrstück enthält den Abzweigeinsatz und erlaubt die visuelle Beobachtung der Strömungsphänomene. Im Hauptrohr, ungefähr 0,5 m stromauf des Abzweiges ist eine Druckanbohrung mit dem absoluten Druckaufnehmer P_1 und mit den Differenzdruckaufnehmer für die Abzweigdifferenzdrücke ΔP_{1-3} und die Wasserspiegelhöhe ΔP_{h1} verbunden. Die Wasserspiegelhöhe h_1 kann auch stromab vom Abzweig, mit Hilfe einer senkrechten Plexiglas-Skala im Hauptrohr, gemessen werden.

Die Abzweige sind Rohrstutzen mit einer Länge von 55 mm und inneren Durchmessern von 6, 8, 12 und 20 mm. Die Abzweige wurden als austauschbare Einsätze hergestellt, der Eintritt blieb scharfkantig. Einzelheiten sind in Abb. 6

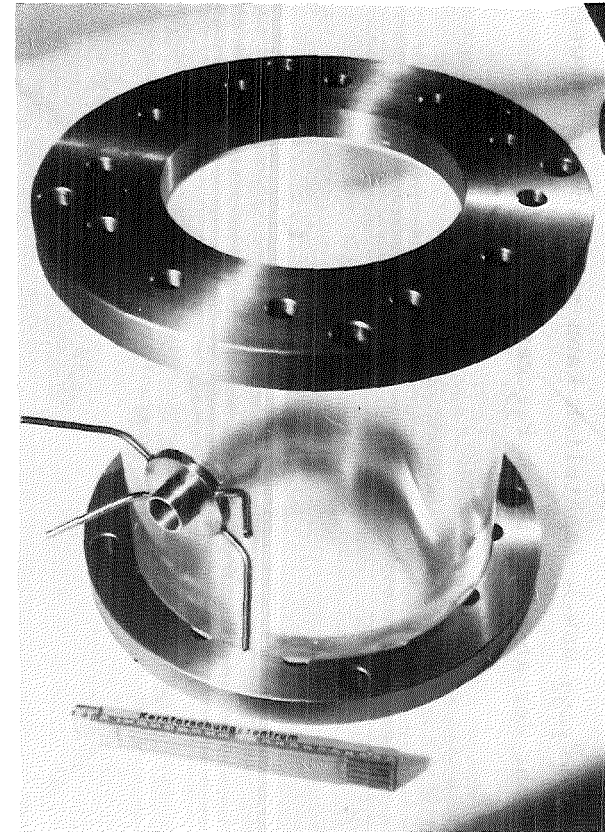
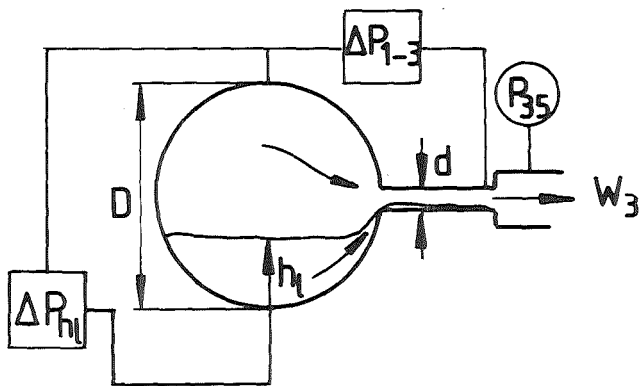
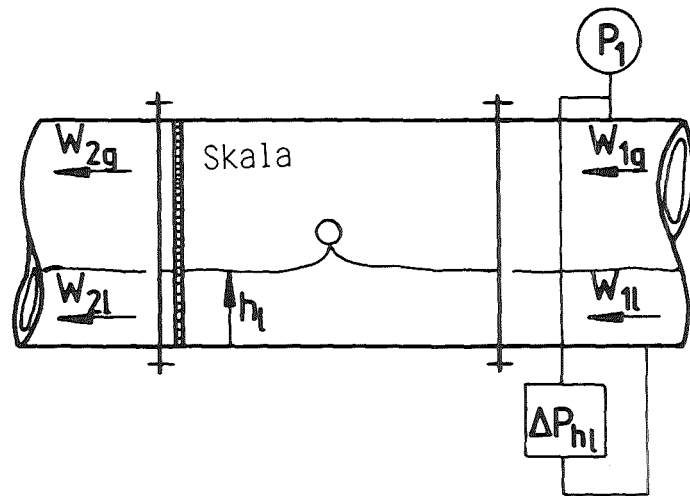


Abb. 5: Details des Plexiglas-Rohrstückes mit Abzweigeinsatz.

dargestellt. Die Abzweigeinsätze besitzen jeweils vier Druckerbohrungen an verschiedenen Positionen der Abzweigachse, die verbunden sind mit Absolutdruckmanometern (Federmanometer P_{31} , P_{32} , P_{33} , P_{34}) und Differenzdruckmanometern ΔP_{1-31} , ΔP_{1-32} usw.). Zusätzlich kann stromab des Abzweigeinsatzes in dem 50 mm Rohr der absolute Druck P_{35} gemessen werden.

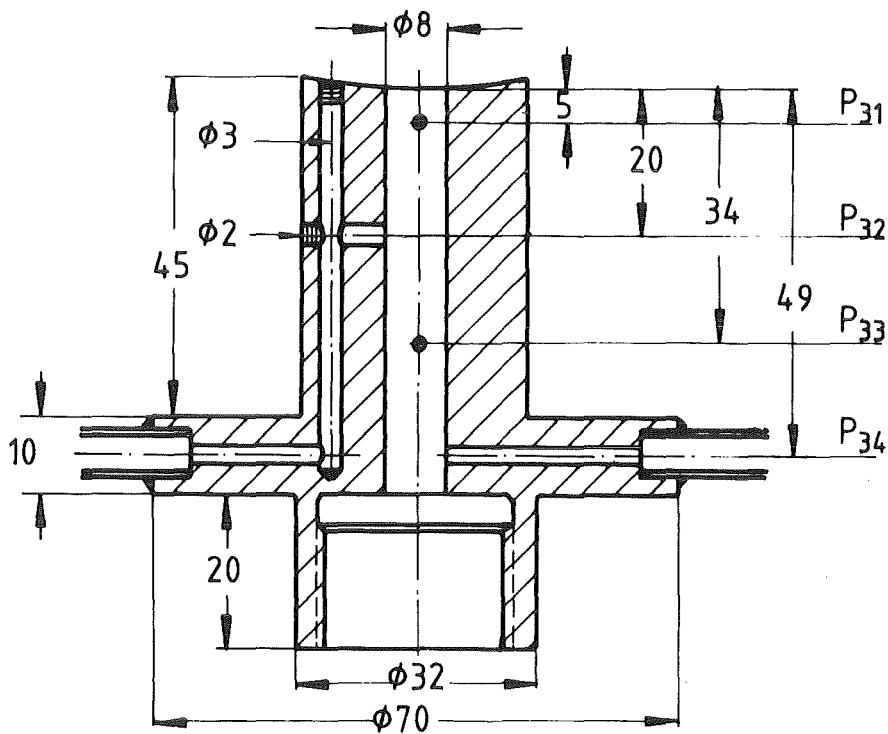
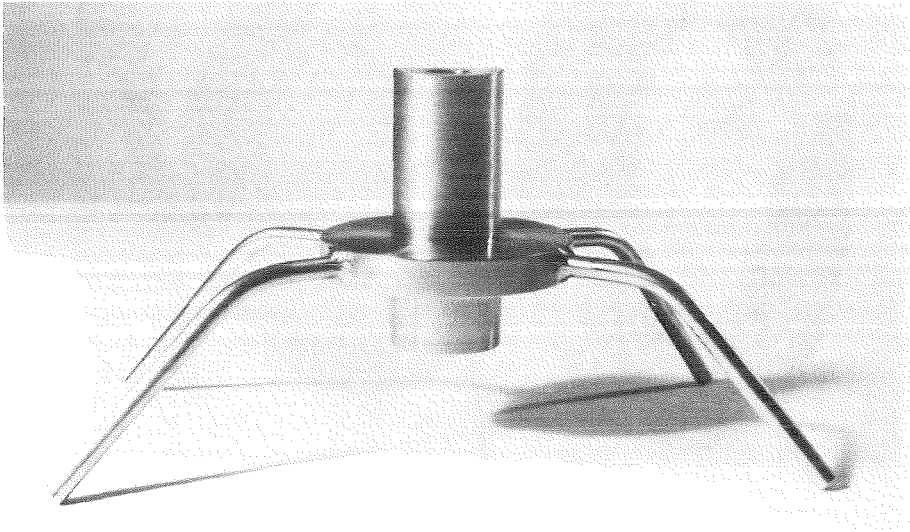


Abb. 6: Foto und Einzelheiten der zur Simulierung der Lecks verwendeten Rohrstützen (Abzweige)

3. Beschreibung der Experimente

3.1 Allgemeine Beschreibung

3.1.1 Durchführung der Experimente

Die Experimente wurden mit gleichgerichteter Luft-Wasser-Schichtenströmung im horizontalen Hauptrohr bei unterschiedlichen Höhen des Wasserspiegels durchgeführt; das System befand sich bei Umgebungstemperatur; der Maximaldruck betrug 0,5 MPa. Der Differenzdruck ΔP_{1-34} wurde zwischen 0,01 und 0,4 MPa mit Hilfe des Drosselventils V3 stromab des Abzweigs verändert. Kritischer Massenstrom trat dann auf, wenn bei Abnahme des Absolutdruckes P_{35} die Differenzdrücke ΔP_{1-3} sich nicht mehr änderten. Die meisten Experimente wurden mit unterkritischer Abzweig-Massenstromdichte durchgeführt.

Die Fluktuationen von ΔP_{1-34} stiegen bei Beginn des Mitrisses drastisch an. Daher wurden die entsprechenden Aufzeichnungen der Signale des Druckaufnehmers verwendet, um - unabhängig von der visuellen Beobachtung - den Beginn des Mitrisses zu bestimmen. Die quantitativen Messungen erfolgten durch Verwendung eines integrierenden Voltmeters.

Das Strömungsbild in der Umgebung des Abzweigintritts wurde durch die Plexiglas-Teststrecke visuell beobachtet oder, wenn ein Flüssigkeitsfilm auf den Plexiglaswänden die Beobachtung erschwerte, durch das Fenster am Ende des Hauptrohres.

Während der Experimente wurde die Höhe h_1 des Wasserspiegels durch Regulieren des Zustroms und Abstroms der Flüssigkeit fixiert. Wenn die Messung von W_{2g} von Interesse war, wurde die Höhe des Wasserspiegels am Ende der Teststrecke mit Hilfe eines transparenten U-Rohres visuell kontrolliert und so konstant gehalten, daß keine Blasen durch das Ventil V2 strömten.

Die in den Experimenten erreichten, maximalen "bezogene Geschwindigkeiten" (bezogene Geschwindigkeit = Volumenstrom einer Phase dividiert durch Gesamtquerschnitt) sind nachfolgend zusammengefaßt:

Abzweig- Richtung	bezogene Geschwindigkeiten					
	v_{1sg} m/s	v_{2sg} m/s	v_{3sg} m/s	v_{1sl} m/s	v_{2sl} m/s	v_{3sl} m/s
nach unten*	0.495	0.109	84.72	0.154	0.095	24.71
nach oben	0.711	0.253	155	0.087	0.087	0.035
waagrecht	1.068	1.020	169	0.334	0.328	17.0

Tab. 1 Maximale bezogene Geschwindigkeiten im Hauptrohr und im Abzweig
(* Daten von /17/, /18/)

3.1.2 Meßgenauigkeit

Die fehlerbehafteten Messungen von Druck, Temperatur, Wasserspiegelhöhe und Wassergewicht tragen hauptsächlich zum Fehler der aus den vorliegenden Experimenten berechneten Variablen bei. Die zur Bestimmung der Fehlerausbreitung angewandte Methode wird in Anhang A1 erläutert.

Der absolute Fehler des mit Hilfe von Federmanometern gemessenen Druckes schwankt zwischen $\pm 0,05$ bar für stationäre einphasige Strömung und $\pm 0,2$ bar für die sehr instabilen Zweiphasenströmungen, die im Abzweig auftreten. In diesen Fällen jedoch haben die Ablesungen aus dem zur Bestimmung der Druckdifferenzen ΔP_{1-31} , ΔP_{1-32} usw. verwendeten integrierenden Voltmeters, einen relativen Fehler von $< 0,5$ % des Vollausschlages. Deshalb können, für Druckdifferenzen unter 0,2, 1, 2 und 5 bar am Ende der Skala, die entsprechenden maximalen absoluten Fehler $\pm 0,01$, $\pm 0,05$, $\pm 0,1$ und $\pm 0,25$ bar angegeben werden. Die absoluten Fehler der Ablesungen von Quecksilber-U-Rohrmanometern schwanken zwischen ± 1 mm Hg bei stationärem Strömungszustand und ± 10 mm Hg bei fluktuierender Strömung.

Der Fehler der mit Hilfe von Quecksilberthermometern gemessenen absoluten Temperatur ist etwa $\pm 1,5$ K. Die einphasigen Gas- und Flüssigkeitsströmungen durch die Blenden wurden mit Gleichungen der Form: $W_g = c_g (P_o \Delta P_o / T_o)^{0,5}$ und $W_l = c_l (P_1 \Delta P_o)^{0,5}$ bestimmt, wobei c_g und c_l jeweils die Kalibrierungskoeffizienten für Gas und Flüssigkeit sind, P_o und T_o sind Druck und Temperatur stromauf von der Blende und ΔP_o ist der Blendendruckabfall. Bei Verwendung dieser Gleichungen mit typischen Werten für den Zustrom ($P_o = 7$ bar, $T_o = 15$ °C und $100 \text{ mm Hg} < \Delta P_o < 1400 \text{ mm Hg}$) ergeben sich, in Zusammenhang mit den

oben abgeschätzten absoluten Fehlern, relative Fehler von 1-6 % für W_{1g} und 0,4-5 % für W_{11} . Die maximalen relativen Fehler entsprechen den minimalen Massenströmen. Ähnliche Werte ergeben sich für die durch die Blenden vor den Ventilen $V2_g$ und $V3_g$ gemessenen Massenströme.

Im Bereich der vorliegenden Experimente wurde die Wasserdichte als konstant angenommen. In der Teststrecke wurde die Luftdichte nach der Gleichung: $\rho_g = c_a P_1 / T_1$ gegeben, wobei: $c_a = 348,5 \text{ kg K m}^{-3} \text{ bar}^{-1}$ ist. Daraus folgt ein typischer relativer Fehler für die Gasdichte von $\pm 2,5 \%$.

Bei einer idealen horizontalen Wasseroberfläche sind mit der zur Messung der Wasserspiegelhöhe verwendeten vertikalen Millimeterskala Ablesungen mit einem absoluten Fehler von $\pm 1 \text{ mm}$ möglich. Bei Versuchen mit einer welligen Wasseroberfläche wurden Werte verwendet, die Mittelwerte der Wasserspiegelhöhe waren, die von der Skala abgelesen oder vom Schreiber des ΔP_{h1} Druckaufnehmers aufgezeichnet wurden. Der entsprechende absolute Fehler ist abhängig von der Welligkeit; maximal abgeschätzte Werte liegen bei $\pm 5 \text{ mm}$.

Messungen des Wassergewichts wurden mit Hilfe einer Waage mit einer Präzision von $\pm 0,1 \text{ kg}$ gemacht. Zur Messung der kleinen Wassermenge ($\ll 2 \text{ Liter}$), die in dem mit nach oben gerichteten Abzweig verbundenen Separator gesammelt war, wurde ein Behälter mit einer Skala verwendet, die Ablesungen mit einem Fehler von $\pm 0,005 \text{ Liter}$ ermöglichte.

Zeitdifferenzen wurden mit Hilfe eines Chronometers mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1 \text{ s}$ gemessen. Es wird jedoch ein geschätzter Fehler von $\pm 3 \text{ s}$ für die Unsicherheit der Zeitbestimmung für den Beginn und das Ende der gemessenen Zeitabschnitt angenommen (Öffnen und Schließen der Ventile).

3.2 Experimente mit nach unten gerichtetem Abzweig

Zusätzlich zu früheren Untersuchungen /17, 18/ wurden einige Experimente zur Messung des Beginns des Gasmitrisses (b.g.e.) und des Gasmitrisses (g.e.) bei geschlossenem Ventil $V2$, d.h. $W_{21} = 0$, durchgeführt.

Um den b.g.e. zu bestimmen, wurden der Zustrom und der Abzweigmassenstrom so eingestellt, daß die Höhe des Wasserspiegels ganz langsam abfiel (z.B. $\Delta h_1 = 5 \text{ mm}$ in 100 sec.). Der Systemdruck wurde mit Hilfe einer kleinen Gasströmung,

die mit den Ventilen $V1_g$ und $V2_g$ reguliert wurde, konstant gehalten. Daher kann das Experiment als quasistationär betrachtet werden. Die Bildung erster Gaswirbel, die die Ausströmöffnung erreichen und eine charakteristische Veränderung in den Signalen des ΔP -Schreibers verursachen, wurden als b.g.e. betrachtet.

In Experimenten zur Messung des g.e. wurden die Ventile $V2_g$ und $V2$ geschlossen und zwischen dem Zustrom und dem Abzweigmassenstrom wurde ein Gleichgewicht eingestellt (stationäre Experimente). Deshalb wurde der Gas- und Flüssigkeitsmassenstrom durch den Abzweig mit den Blenden bestimmt, die vor dem Eintritt in das Hauptrohr angebracht sind (Abb. 3). In früheren Experimenten mit Flüssigkeitsabstrom /17, 18/ wurde der Flüssigkeitsmassenstrom im Abzweig (W_{31}) durch Wiegen einer zeitlich begrenzten Probeentnahme am Ausgang des Abzweigs bestimmt. Der Flüssigkeitsmassenstrom im Abstrom (W_{21}) war die Differenz $W_{11} - W_{31}$.

3.3 Experimente mit nach oben gerichtetem Abzweig

In diesem Fall wurde der Beginn des Flüssigkeitsmitrisses (b.l.e.) und der Flüssigkeitsmitriss (l.e.) bei verschiedenen Höhen des Wasserspiegels im Hauptrohr gemessen. Bei nach oben gerichtetem Abzweig ist der mitgerissene Flüssigkeitsanteil klein gegenüber dem Gasmassenstrom. Deshalb wurde bei diesen Experimenten ein Separator verwendet (Abb. 3).

Es wurde ein konstanter Massenstrom W_{3g} bei konstantem Druck P_1 bei einem langsam steigenden Wasserspiegel eingestellt ($\Delta h_1/\Delta t \approx 1 \text{ mm/min}$) und der b.l.e. wurde der Zustand betrachtet, bei dem erste Tröpfchen, die vom Wasserspiegel hochgerissen wurden, die Ausströmöffnung erreichten. Mit geeigneten Blenden, die vor dem Ventil $V3_g$ am Ausgang des Separators angebracht waren, wurde W_{3g} bestimmt. Im Fall von $W_{2g} > 0$ wurde W_{2g} durch die Differenz $W_{1g} - W_{3g}$ bestimmt. Der höchste Gasabstrom wurde begrenzt durch das Auftreten von hohen Wellen oder Schwallströmung im Hauptrohr.

Um den mitgerissenen Massenstrom zu bestimmen, wurde Gleichgewicht zwischen Zustrom und Abstrom in der Teststrecke abgewartet. Dann wurde das Wasser am Boden des Separators während einer bestimmten Zeiteinheit gesammelt und danach gemessen. In Experimenten mit Flüssigkeitsabstrom wurde die Differenz $W_{11} - W_{31}$ zur Bestimmung von W_{21} verwendet.

Die Flüssigkeits-Gas-Wechselwirkung in Folge der Mitrissphänomene, bewirkt eine vermehrte Verdunstung des Wassers stromab vom Eintritt des Abzweiges und damit die Bestimmung eines zu geringen Wertes von W_{31} . Um die verdunstete Wassermenge zu bestimmen, wurde in einigen Experimenten - mit und ohne Flüssigkeitsmitriss - die Feuchtigkeit der Abzweig-Gasströmung beim Austritt aus dem Separator gemessen. Aus dem Unterschied wurde die verdunstete Wassermenge bestimmt, die Werte zwischen 10 und 20 % der gesammelten Flüssigkeitsmenge erreichte.

3.4 Experimente mit horizontalem Abzweig

Bei horizontalem Abzweig kann, abhängig von der Höhe des Wasserspiegels im Hauptrohr, sowohl Gas- als auch Flüssigkeitsmitriss auftreten.

Um den b.g.e. und den g.e. zu bestimmen, wurde die gleiche Methode wie in Kap. 3.2 angewandt. Für den b.g.e. wurden zusätzliche Experimente mit Gas- oder Flüssigkeitsströmung durch den Abstrom durchgeführt. In diesen Fällen ist die Gasströmung in dem Abzweig vernachlässigbar, daher war W_{2g} gegeben durch die Messung von W_{1g} ; W_{21} war die Differenz von $W_{11} - W_{31}$.

Der b.l.e. und der l.e. wurden nach der in Kap. 3.3 beschriebenen Methode bestimmt. Der Separator wurde jedoch nicht verwendet und der Abzweig war direkt mit dem Wassertank verbunden.

Der b.l.e. trat auf, wenn ein sehr dünner Wasserfilm vom Wasserspiegel an der Rohrwand hochstieg und den Eintritt des Abzweigs erreichte. Dies konnte visuell beobachtet werden und wurde vom ΔP Schreiber durch ein charakteristisch verändertes Signal aufgezeichnet.

Für den b.l.e. wurden wieder zusätzliche Experimente mit überlagerter Strömung durch den Abstrom durchgeführt.

4. Strömungsphänomene

4.1 Nach unten gerichteter Abzweig

Obwohl bei den vorliegenden Untersuchungen die Experimente mit nach unten gerichtetem Abzweig immer bei geschlossenem V2 durchgeführt wurden, werden die Beschreibungen und Photos der Strömung mit Flüssigkeitsabstrom (aus /17, 18/) beigelegt, um ein vollständiges Bild der Strömungsphänomene zu bekommen.

Wenn bei geschlossenem V2 Flüssigkeit in die Teststrecke strömt, so ist die Zuströmmenge gleich der Abzweigstrommenge und es existiert keine resultierende Flüssigkeitsströmung senkrecht zur Achse des Abzweiges. Diese Situation ist instabil in bezug auf die Anregung von Geschwindigkeitskomponenten in Umfangsrichtung zur Abzweigachse und es kann eine Wirbelströmung entstehen, Abb. 7-8 (aus /17, 18/). Die Achse des Wirbels wird etwas verbogen in Richtung der dem Zustrom gegenüberliegenden Seite, und der g.e. beginnt, wenn ein sehr dünner Gaswirbel den Eintritt des Abzweiges erreicht (Abb. 7).

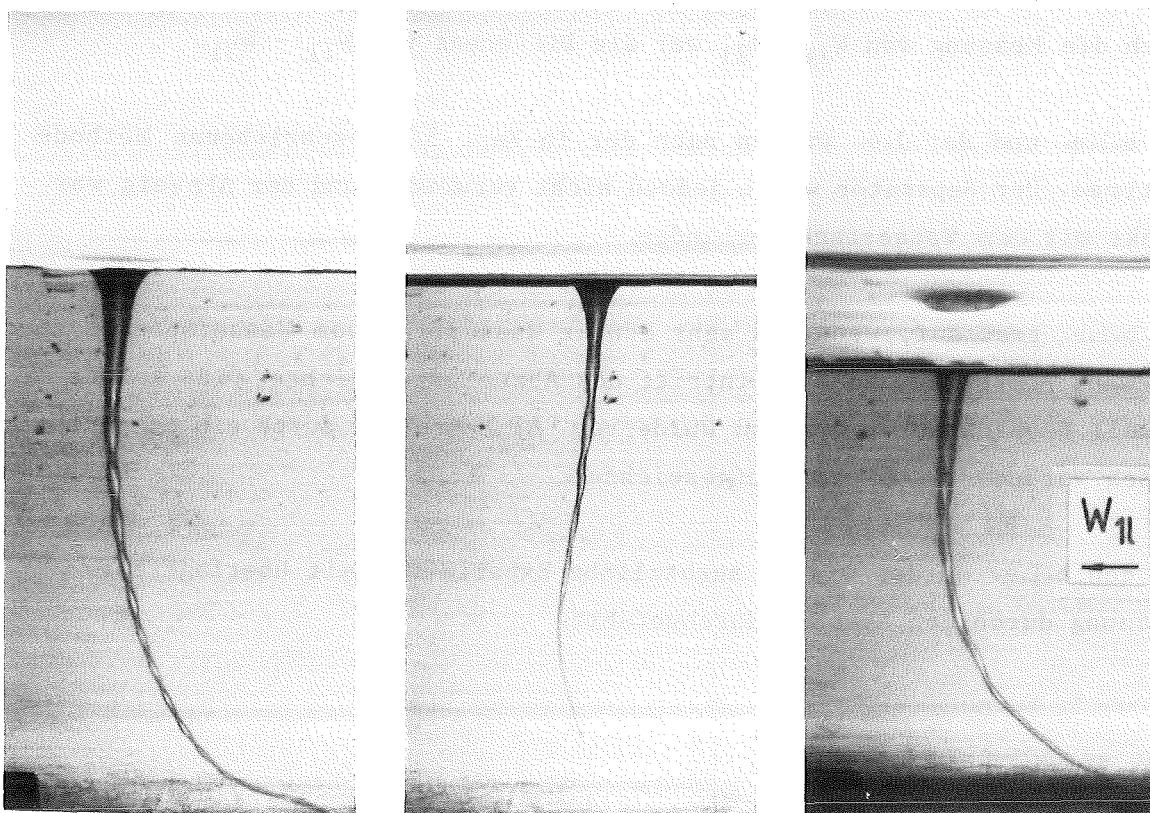
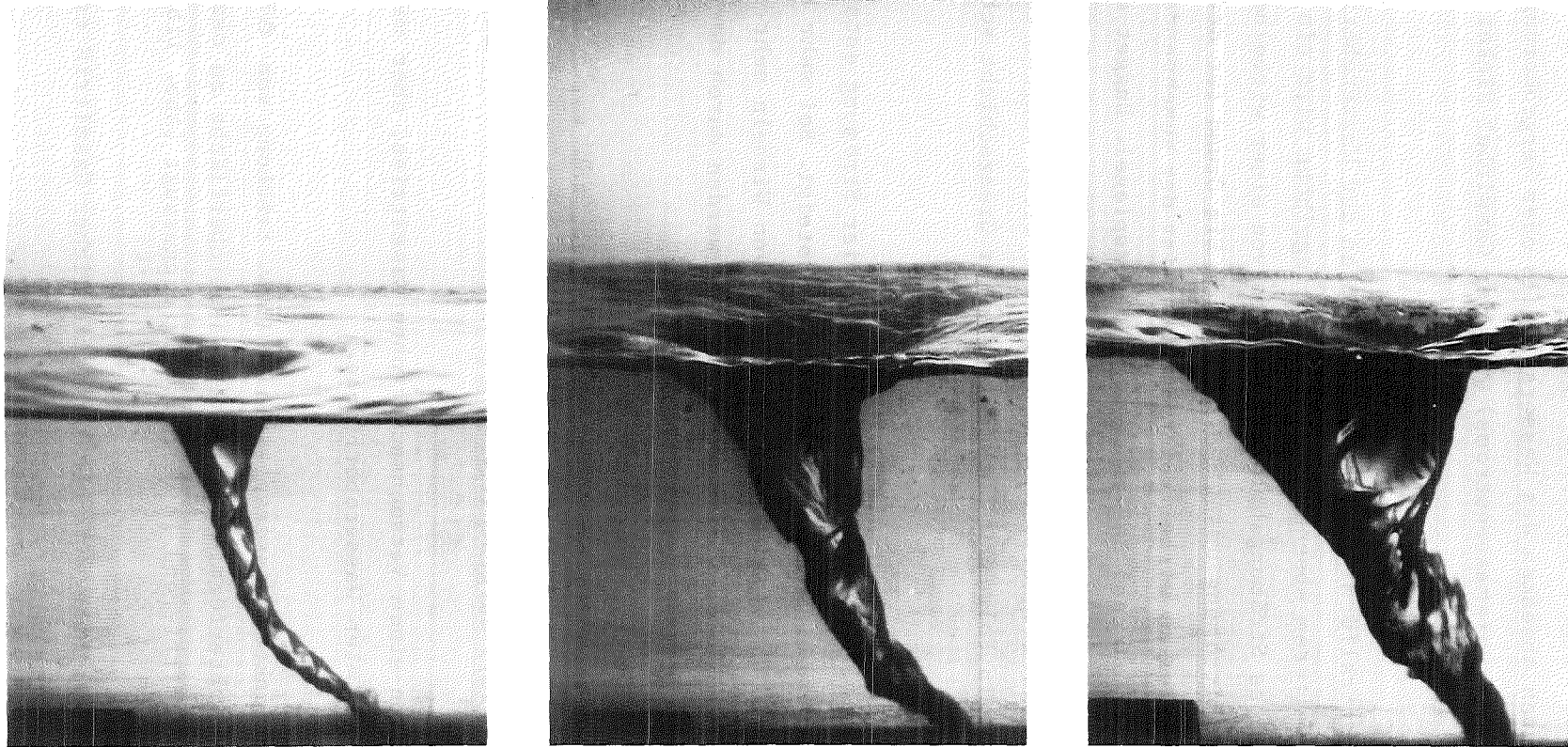


Abb. 7: Beginn des Gasmitrisses bei nach unten gerichtetem Abzweig
(aus /17, 18/)



— zunehmende Massenstromdichte im Abzweig —>

Abb. 8: Entwicklung des Gasmitrisses bei nach unten gerichtetem Abzweig und zunehmendem W_3 ; $W_{21} = 0$ (aus /17, 18/).

Dieser erste Gaswirbel ist nicht stabil, sondern verschwindet nach ein paar Sekunden, und es kann eine längere Zeitspanne vergehen, bevor ein neuer Gaswirbel gebildet wird. Durch Absenken des Wasserspiegels oder Vergrößerung des Druckabfalls ΔP_{1-34} (des Abzweigmassenstroms) wird der Gaswirbel dicker und stabiler (Abb. 8).

In Abb. 9a kann man die spiralförmigen Strömungslinien an der Wasseroberfläche deutlich sehen. Bei weiterem Absenken der Wasserspiegelhöhe wird ein Zustand erreicht, in dem das Strömungsbild des Wassers von einer wirbelbehafteten in eine wirbelfreie Strömung umschlägt (Abb. 9b). Ein Grund für den Übergang von wirbelbehafteter zu wirbelfreier Strömung ist der zunehmende Einfluß der Reibung an der Rohrwand bei sinkendem Wasserspiegel. Dagget und Keulegan /9/ fanden in ähnlichen Experimenten, daß in der Nähe eines Behälterbodens die radiale Geschwindigkeit des Wirbels größer wird, während die Tangentialgeschwindigkeit in Folge der Entwicklung einer Grenzschicht schnell abnimmt.

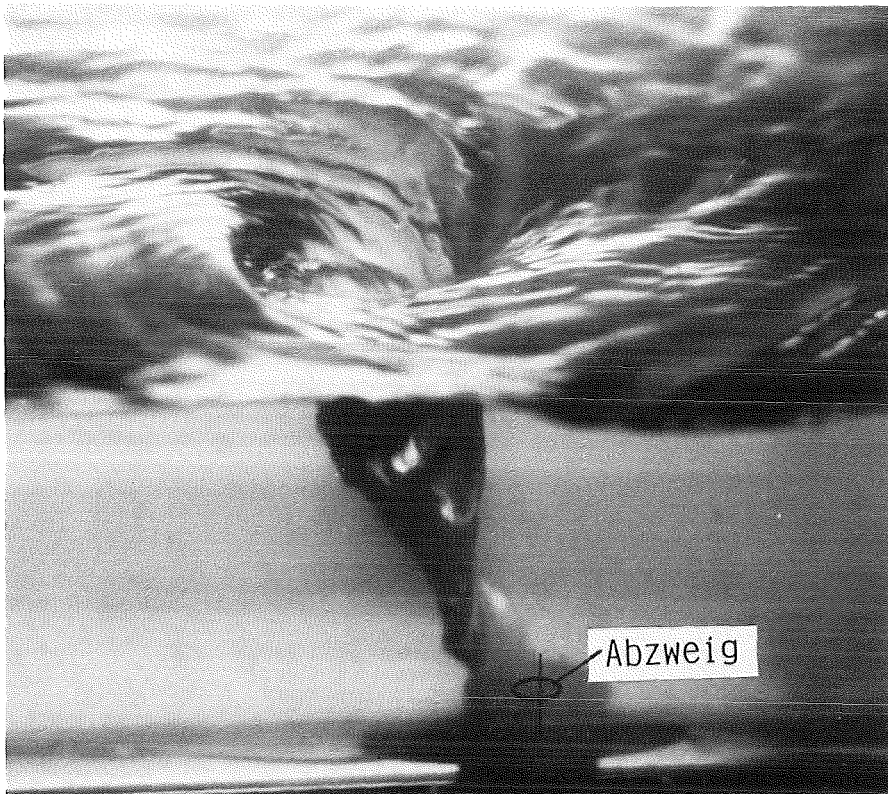
Ein weiterer Übergang von wirbelbehafteter zu wirbelfreier Strömung entsteht, wenn der Flüssigkeitsabstrom einen bestimmten Wert übersteigt. Bei sehr kleinen Abströmen ($v_{21} \leq 0,06$ m/s) ist die Entstehung von Wirbeln sehr instabil (Abb. 10 aus /20/). Solch kleine Werte von v_{21} werden durch das Anheben des Schiebers am Ende der Teststrecke erreicht.

Bei größeren Abströmen und niedrigeren Wasserspiegelhöhen, z.B. $v_{21} = 0,25$ m/s, war die in den Experimenten beobachtete Strömungsform immer wirbelfrei, wie in Abb. 11 (aus /17, 18/) dargestellt.

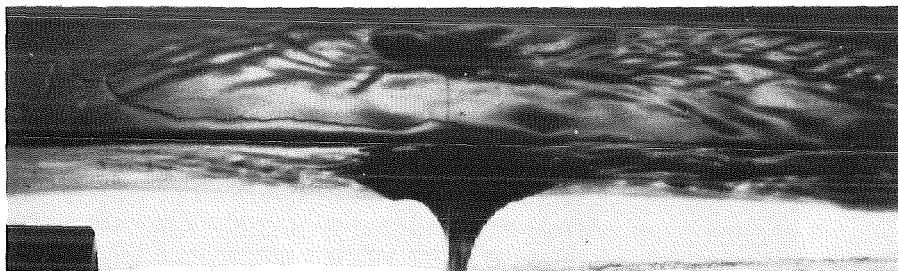
Abb. 11a zeigt ein Foto von einem Versuchspunkt ohne Gasmitriss, aber mit einer schon merklich verformten Wasseroberfläche.

Bei einer nur schwach gesenkten Wasserspiegelhöhe (bzw. Erhöhung von ΔP_{1-34}) beginnt die Spitze der trichterförmig verformten Wasseroberfläche zu oszillieren und Gas wird intermittierend in den Abzweig eingesaugt (Abb. 11b).

Bei niedrigerer Wasserspiegelhöhe wird ein kontinuierlicher Gasmitriß erreicht (Abb. 11c).



a) starke Wirbelbildung bei mittleren Wasserspiegelnhöhen



b) wirbelfreie Strömung bei kleiner Wasserspiegelnhöhe

Abb. 9: Gasmitriß bei nach unten gerichtetem Abzweig; $w_{21} = 0$
(aus /17, 18/).

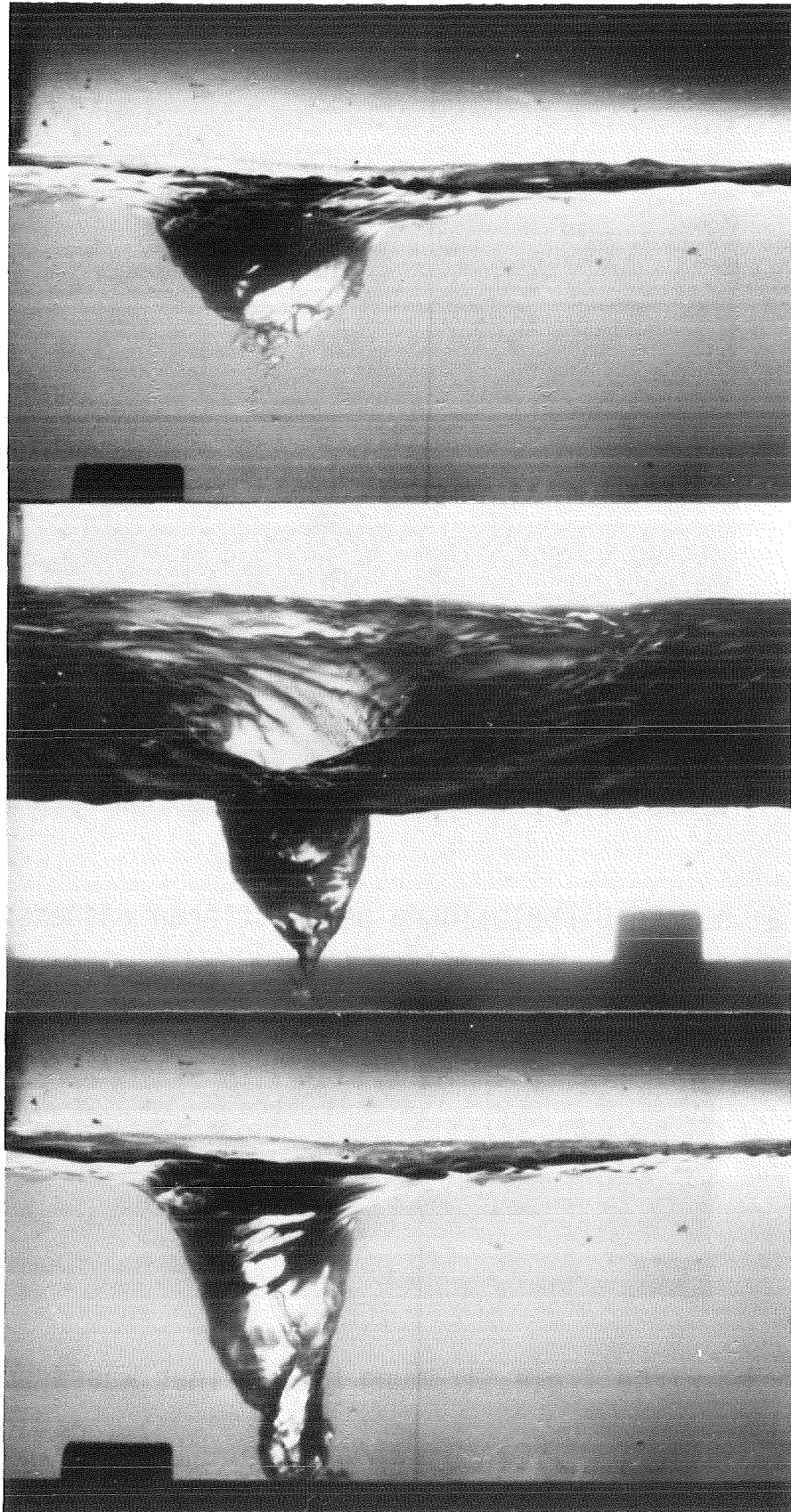


Abb. 10: Instabiler wirbelbehafteter Gasmitriß bei nach unten gerichtetem
Abzweig, hoher Wasserspiegelhöhe und $v_{21} = 0,04 \text{ m/s}$ (aus /20/).

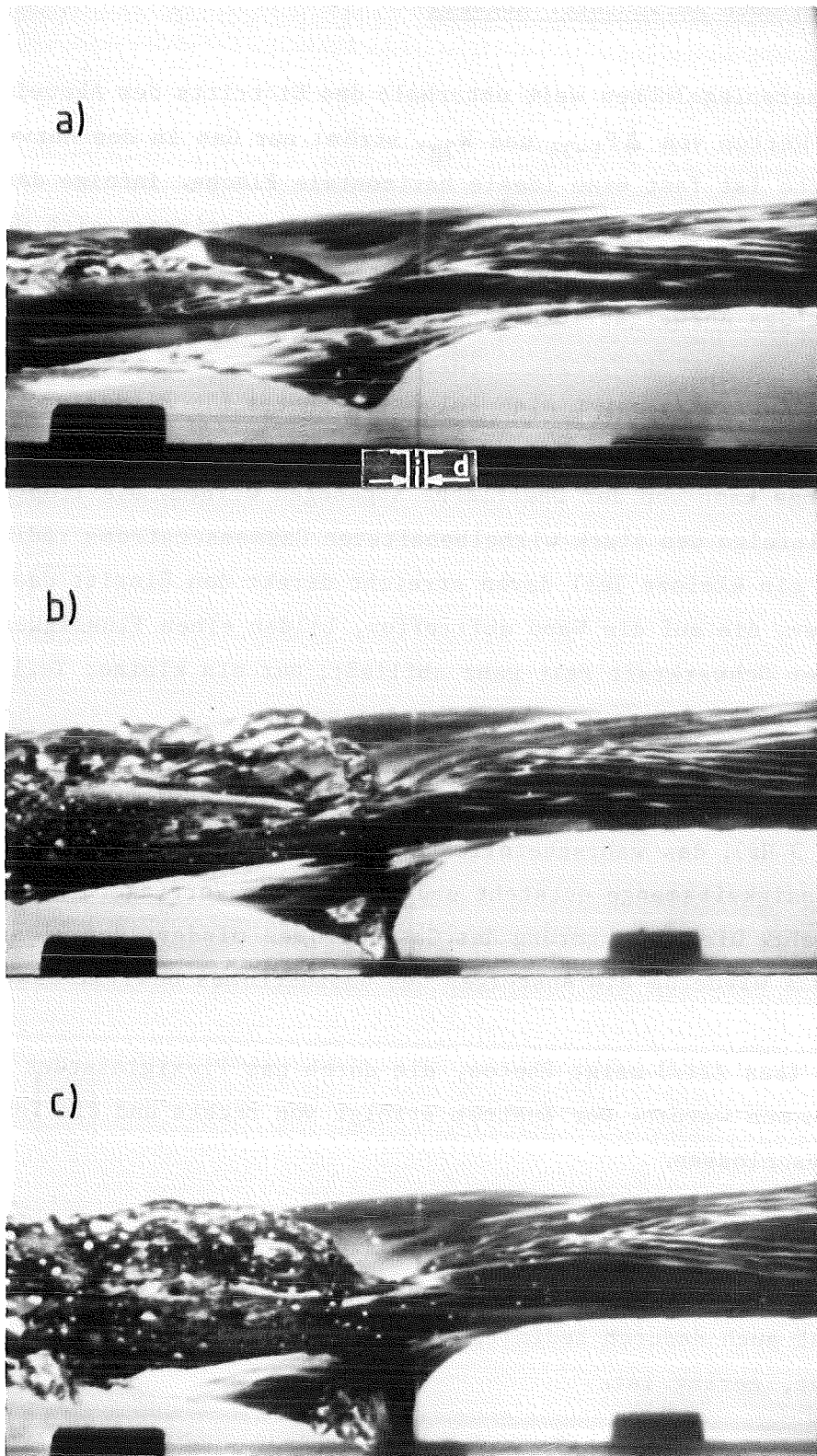


Abb. 11: Entwicklung des wirbelfreien Gasstrahles bei nach unten gerichtetem Abzweig; $v_{21} \approx 0,3$ m/s und zunehmender Druckdifferenz ΔP_{1-34} (aus /17, 18/)

- | | |
|-------------------------------|-------------------------------|
| a) kein Gasstrahl | $\Delta P_{1-34} = 0,04$ MPa |
| b) oszillierender Gasstrahl | $\Delta P_{1-34} = 0,065$ MPa |
| c) kontinuierlicher Gasstrahl | $\Delta P_{1-34} = 0,22$ MPa |

4.2 Nach oben gerichteter Abzweig

Bei Wasserspiegelhöhen weit unterhalb des Eintritts des Abzweiges und konstanten Werten von ΔP_{1-34} und W_{3g} , strömt nur Gas in den Abzweig ein, die Oberfläche ist fast eine ideale horizontale Fläche. Infolge der Beschleunigung des in den Abzweig einströmenden Gases, verringert sich der Druck auf die Wasseroberfläche (Bernoulli Effekt), so daß die Oberfläche unter dem Eintritt des Abzweiges lokal angehoben wird.

Abb. 12 (aus /21/) zeigt eine Folge von Photos (48 Bilder pro Sekunde), die vom Ende des Hauptrohres aus aufgenommen wurden. Eine beträchtliche Flüssigkeitsmenge kann von der Oberfläche abgesogen werden. Die Tröpfchen werden jedoch infolge des stark wirbelbehafteten Gasmassenstroms radial beschleunigt und nur ein kleiner Teil davon erreicht direkt den Eintritt des Abzweigs. Die Tröpfchen, die auf die Wand auftreffen, bilden einen Flüssigkeitsfilm, der in Folge der Schwerkraft fast ganz abfließt; nur ein kleiner Teil in der Nähe des Eintritts wird in den Abzweig eingesogen.

Die Bilder in Abb. 12 zeigen ein oszillatorisches Verhalten (typische Frequenz ≈ 3 Hz), das wahrscheinlich durch den momentanen Eintritt einer größeren Flüssigkeitsmenge entsteht und dadurch die Verringerung des Gaszustromes verursacht. Die Verringerung des Gaszustromes mindert den Flüssigkeitsmitriss, was wiederum ein Ansteigen des Gaszustromes bewirkt usw.

Abb. 13 (aus /21/) zeigt Photos, die durch das Plexiglasstück der Teststrecke aufgenommen wurden. Der Zustrom erfolgt von rechts und die Ventile V_{2g} und V_2 sind geschlossen.

In Bild 13a ist die Stelle der maximalen Verformung der Oberfläche (niedrigster lokaler Druck) einige Zentimeter nach links verschoben. Diese Asymmetrie ist auch dadurch bedingt, daß die Flüssigkeitsmenge, die den Abzweig erreicht, gering ist.

Zusätzlich zu dem oben erwähnten Entstehen eines intermittierenden Mitrisses, gibt es einen weiteren oszillierenden Mitriss-Vorgang, verursacht durch Oberflächenwellen mit niedriger Amplitude und Wellenlängen λ von etwa 15 cm (Abb. 13b). Dies sind Oberflächen-Schwerewellen, angetrieben von dem Gleichgewicht zwischen der Flüssigkeitsträgheit und der Tendenz aufgrund der

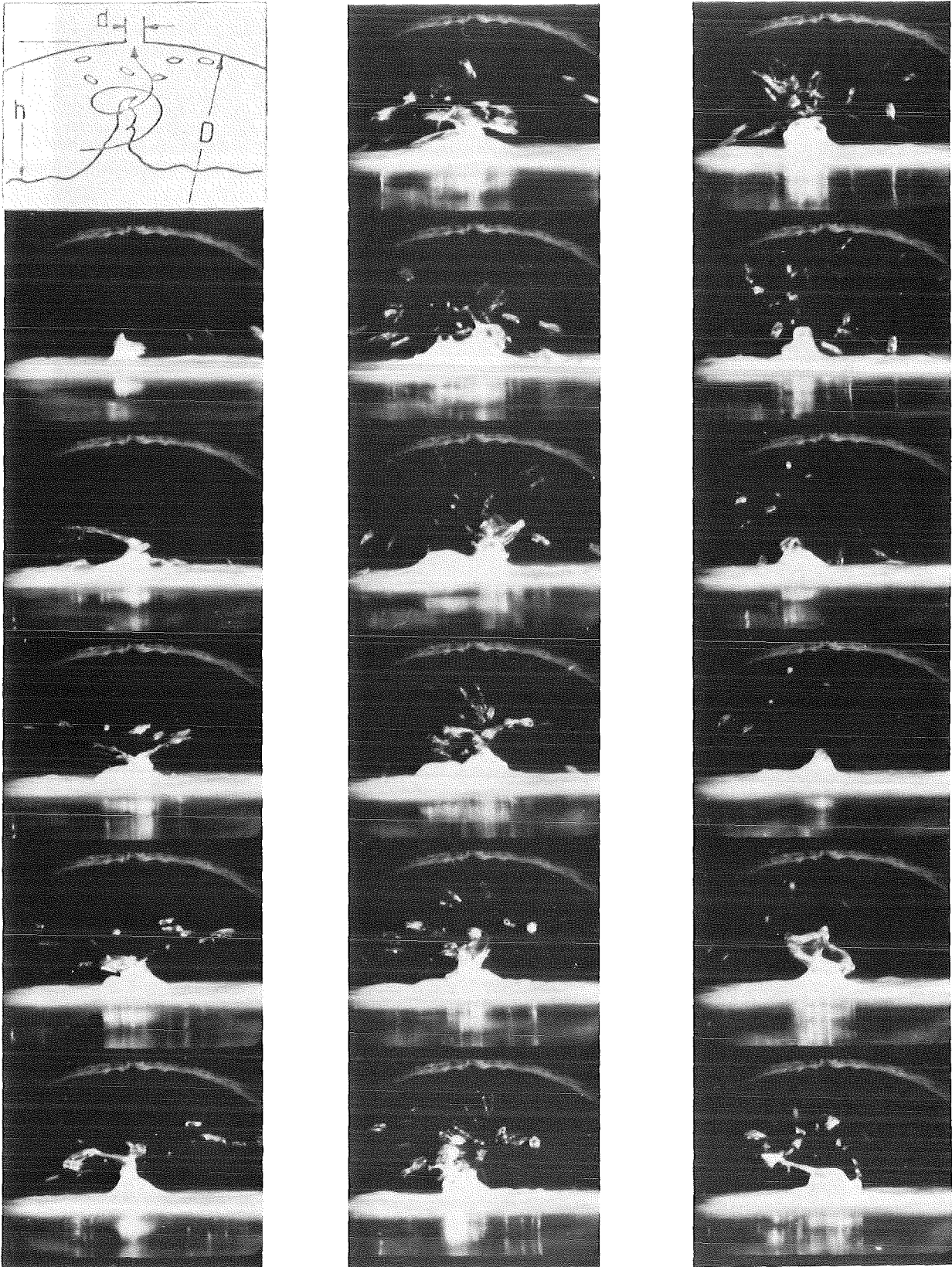


Abb. 12: Oszillierender Flüssigkeitsmitriß bei nach oben gerichtetem Abzweig:
 $h/D = 0,3$; $W_{3g} = 0,06 \text{ kg/s}$; $P_1 = 0,4 \text{ MPa}$ (aus /21/).

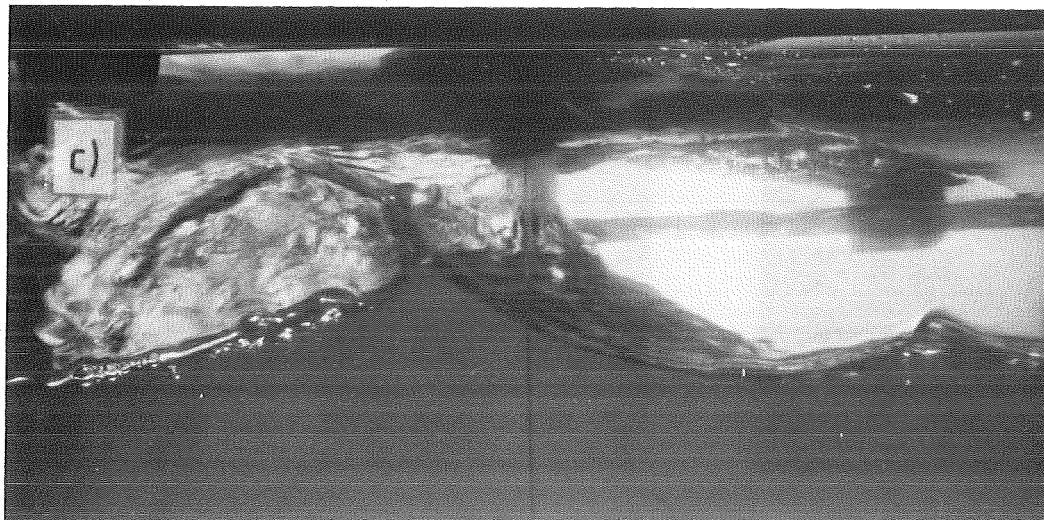
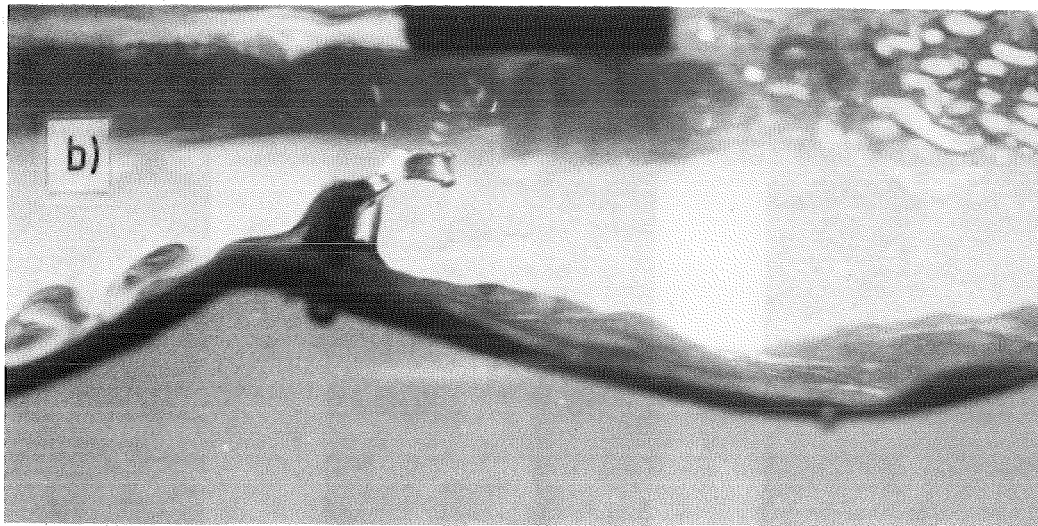
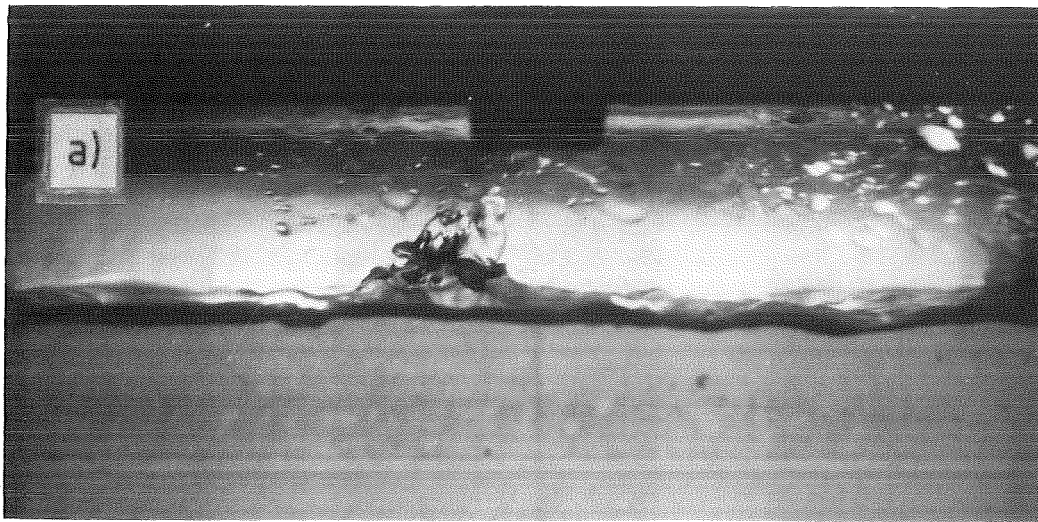


Abb. 13: Flüssigkeitsmitriß bei nach oben gerichtetem Abzweig und verschiedenen Strömungsformen im horizontalen Rohr; $v_{2g} = 0$ (aus /21/):
a) Schichtenströmung, b) Wellenströmung, c) Schwallströmung

Schwerkraft zu einem stabilen Zustand (schweres Fluid (Wasser) unterhalb dem leichteren Fluid (Luft)) zurückzukehren (siehe z.B. Lighthill /22/). Diese Wellen entstehen bei großen Gaszuströmen. Sie verringern entweder den l.e. oder den Abstand zwischen Abzweigintritt und Wasserspiegel beim b.l.e. Ein weiteres Vergrößern des Gaszustroms verursacht schließlich den Übergang von Schichtenströmung zu Schwallströmung, durch das Entstehen von Wellen mit niedriger Frequenz und Wellenlängen von der Größe des Rohrdurchmessers.

Abb. 13c zeigt einen Versuchspunkt mit Schwallströmung. Bei der Schwallströmung erreicht Flüssigkeit hauptsächlich dann den Abzweig, wenn der Schwall den Querschnitt des Hauptrohres erreicht; der zeitliche Mittelwert des Abzweig-Flüssigkeitsmassenstroms wird dadurch beträchtlich erhöht. Das Auftreten von Schwallströmung ist mit starken Druckschwankungen in der Teststrecke verbunden, und zwar bis zu einigen bar in den hier betrachteten Experimenten. Diese Strömungsform wurde daher im allgemeinen vermieden.

Der Gasabstrom bewirkte eine leichte Verschiebung der Wirbelachse und eine verformte Oberfläche in Richtung des Abflusses. Dieses Phänomen ist in den Photos von Abb. 14, bei Experimenten mit $v_{2g} \approx 0,4$ m/s, dargestellt.

Der Vergleich mit Abb. 13 zeigt eine Vergrößerung des Abstandes zwischen der angehobenen Wasseroberfläche und der Achse des Abzweigs. Höhere Werte für den Gas-Abstrom verursachen Wellen und Schwallströmung wie oben beschrieben. In Folge dieser Begrenzung des maximalen Wertes für v_{2g} konnte der Übergang von wirbelbehafteter zu wirbelfreier Strömung bei zunehmenden Abströmen nicht beobachtet werden.

Ein Effekt der überlagerten Geschwindigkeiten auf die Position der verformten Flüssigkeitsoberfläche wurde im experimentell untersuchten Bereich ($v_{21} \leq 0,12$ m/s) nicht beobachtet.

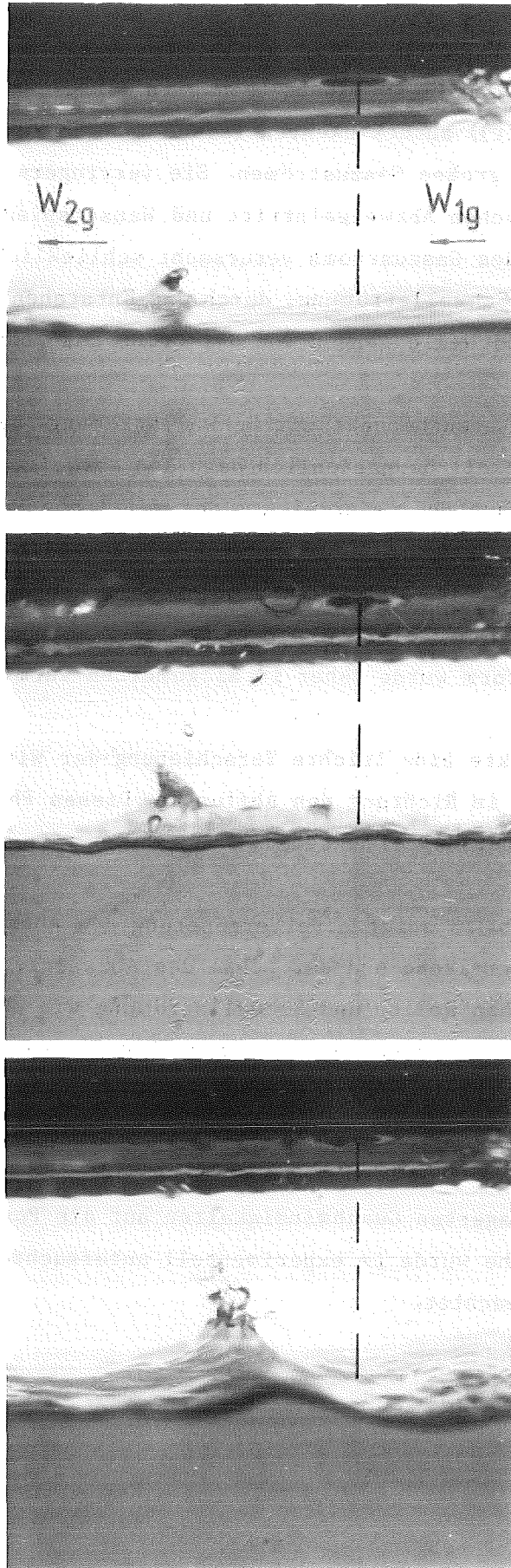


Abb. 14: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei nach oben gerichtetem Abzweig und zunehmender Wasserspiegelhöhe; $v_{2g} = 0,4$ m/s.

4.3 Waagerechter Abzweig

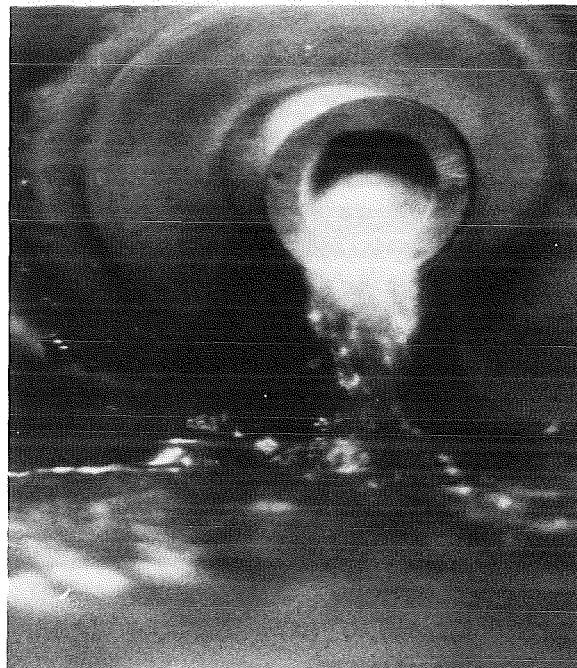
Bei dieser Geometrie ist die Struktur der Strömungsform deutlich anders als bei nach unten und nach oben gerichtetem Abzweig.

Bei einem Wasserspiegel unterhalb der Abzweigachse kann wieder Flüssigkeitsmitriss entstehen. Der Bernoulli-Effekt wird zuerst durch die Verformung der Wasseroberfläche in der Nähe der Rohrwand deutlich sichtbar. Bei weiterem Anstieg des Wasserspiegels zeigt ein dünner, ansteigender Wasserfilm, der nicht durch Wirbel beeinflusst ist, den b.l.e. an. Mit einem Gas-Abstrom entsteht keine bemerkenswerte Verlagerung dieses Wasserfilms, da die Reibungskräfte an der Wand dominieren. Es wird wieder kein Einfluß der Flüssigkeitsabströme auf den ansteigenden Flüssigkeitsfilm beobachtet.

Die Photos von Abb. 15 zeigen die ansteigende Flüssigkeit während des Mitrisses, wobei der Wasserfilm, infolge der starken Beschleunigung in der Nähe des Abzweigintritts, in sehr kleine Tröpfchen versprüht wird. Abb. 16 zeigt Photos in der Richtung der Rohrachse bei zunehmenden Druckunterschieden. Bei höherem ΔP_{1-34} (Abb. 16c) ist die Dispersion der Strömung beim Eintritt deutlich zu sehen.



a) $h_1 = 176 \text{ mm}$



b) $h_1 = 182 \text{ mm}$

Abb. 15: Flüssigkeitsmitriß bei waagerechtem Abzweig: $\Delta P_{1-34} = 0,04 \text{ MPa}$

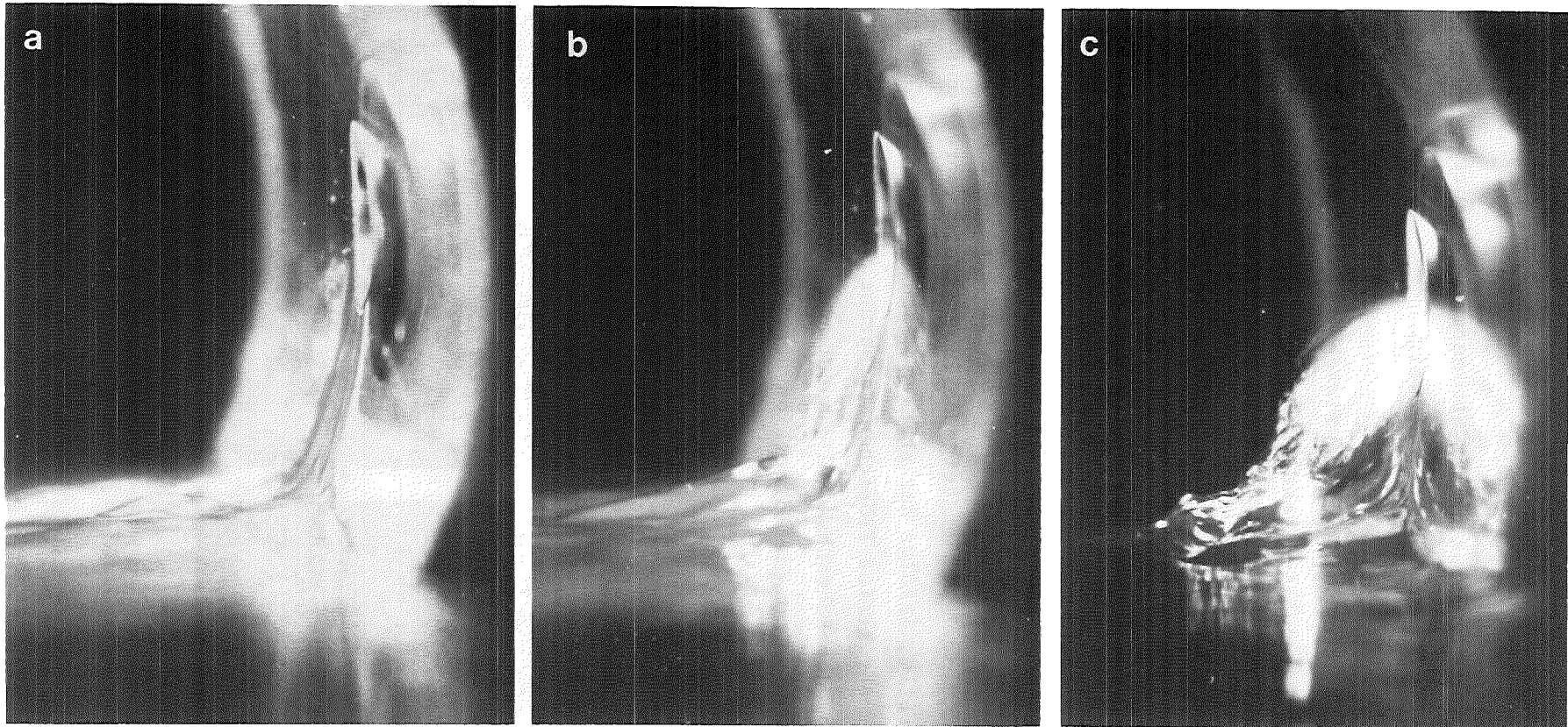


Abb. 16: Flüssigkeitsmitriß bei waagrechtem Abzweig und zunehmender Druckdifferenz ΔP_{1-34} ; $h_1 = 183$ mm.

Bei einem Wasserspiegel oberhalb der Abzweigachse kann wieder Gasmitriß entstehen. Die kontinuierliche Phase der Flüssigkeit zeigt einen sehr kleinen Wirbel, der nur schwer an der Oberfläche zu beobachten ist. Entlang der Wirbelachse, mit geringem Abstand zur Rohrwand, erreichen dünne Gasschläuche den Eintritt des Abzweiges und bestimmen den b.g.e. Bei weiterem Absinken des Wasserspiegels oder Ansteigen von ΔP_{1-34} zeigt es sich, daß die Gasschläuche die ausgeprägte Tendenz haben, sich an die Rohrwand anzulegen. Die Reibung an der Wand verhindert, daß sich die Wirbel weiter entwickeln. Nach kurzem intermittierendem Verhalten hat das Gas direkten Kontakt zur Wand. So wird die Entstehung von Wirbeln unterdrückt, und es besteht zwischen Flüssigkeit und Rohrwand eine wirbelfreie Gasströmung.

4.4 Übergang von Schichtenströmung zu Schwallströmung

Bei hohen Werten des Wasserspiegels im Hauptrohr, die bei den Untersuchungen mit nach oben gerichteten Abzweigen von Interesse waren, konnte ein Übergang von der Schichtenströmung zur Schwallströmung auftreten. Daher wurden folgende spezielle Experimente durchgeführt, um die Bedingungen für diesen Übergang zu bestimmen: Bei geschlossenem Wasserabflußventil wurde genügend Flüssigkeit eingefüllt, um die gewünschte Höhe des Wasserspiegels im Hauptrohr zu erreichen. Dann wurde durch stufenweises Öffnen des Ventils V_{1g} ein zunehmender Gasmassenstroms eingestellt. Die Luft strömte entweder durch das Ventil V_{2g} oder durch den Abzweig in die Atmosphäre. Die Entwicklung der Strömungsform wurde visuell beobachtet: bei kleinen Geschwindigkeiten ($v_{1g} < 0,5$ m/s) war die Wasseroberfläche horizontal und glatt, d.h. nur Kapillarwellen oder kleine Welligkeiten mit Wellenlängen von $\lambda < 5$ cm wurden beobachtet. Für diese Störungen ist die Wirkung der Oberflächenspannung als Rückstellkraft vergleichbar mit der Wirkung der Schwerkraft. Deshalb sind diese Wellen außerstande, sich zu verstärken, und sie verschwinden fast augenblicklich, wenn der Luftstrom unterbrochen wird (siehe Lighthill /22/). Ein stärkerer Luftstrom erzeugte gleichmäßige kleine Wellen mit $\lambda \gg 10$ cm, weshalb der Einfluß der Oberflächenspannung vernachlässigbar wird (vgl. /22/). Sie können deshalb als reine Schwerkraftwellen betrachtet werden.

Mit zunehmender Gasströmung verursacht die mit größerer Geschwindigkeit in Wellenrichtung strömende Luft einen zusätzlichen Druck auf die Wellenrückseite und einen Tangentialschub auf dem Wellenberg. Die Folge ist ein Ansteigen der Wellenamplitude bis die Dissipation im Gleichgewicht steht mit der

Arbeit, die durch die Oberflächenkräfte geleistet wird (siehe z.B. Lamb /23/). Zu den Experimenten wurde die Luftströmung so lange vergrößert bis sich Wellen entwickelten, deren Amplitude die Oberkante des Rohres erreichte. Der für das Erreichen der Schwallströmung erforderliche Luftwasserstrom wurde gemessen und ein neues Experiment mit einer anderen Anfangs-Wasserspiegelhöhe wurde durchgeführt.

Um die experimentellen Daten zu analysieren, wurde zuerst das von Taitel und Dukler /24, 25/ vorgeschlagene Modell in Betracht gezogen. Die Autoren nehmen an, daß der Übergang eine Folge der Kelvin-Helmholtz Instabilität ist, die Wellen mit endlicher Größe auf der Flüssigkeitsschicht erzeugt. Die Wellenlänge für die die Schichtenströmung instabil wird, hängt von der Schwerkraft und Oberflächenspannung ab. Die Instabilität wird hervorgerufen durch den Druckabfall über den Wellen infolge des Bernoulli-Effekts, wobei das Gas über der Flüssigkeit örtlich beschleunigt wird. Der Übergang von Schichtenströmung zur Kolben-, Blasen- oder Schwallströmung entsteht, wenn die nach oben gerichtete Bernoulli-Kraft, die infolge des Druckabfalles über der Welle entsteht, größer wird als die Schwerkraft.

Auf dieser Basis haben Taitel und Dukler eine für horizontale Kreisrohre gültige Beziehung abgeleitet, die die Phasengeschwindigkeit des Gases angibt, bei der der Übergang erfolgt:

$$v_g \geq \frac{h_g}{D} \left[\frac{(\rho_l - \rho_g) g A_g}{\rho_g A'_1} \right]^{0,5} \quad (1)$$

wobei $A'_1 = D \left[1 - \left(\frac{2h_l}{D} - 1 \right)^2 \right]^{0,5}$

- v_g = Phasengeschwindigkeit des Gases
- h_g = Dicke der Gasschicht
- h_l = Höhe der Flüssigkeit über der unteren Rohrmantellinie
- D = Rohrdurchmesser
- $\rho_{l,g}$ = Flüssigkeits-, Gasdichte
- g = Erdbeschleunigung
- A_g = Querschnittsfläche des Gasstroms .

Gl. (1) sagt eine Verringerung von v_g voraus bei einer Verringerung von h_g . Bei den vorliegenden Experimenten wurde jedoch, unabhängig von der Wasser-

spiegelhöhe im Hauptrohr, ein nahezu konstanter Wert für die Phasengeschwindigkeit des Gases beim Übergang gemessen. Abb. 17 zeigt die Ergebnisse zusammen mit dem Modell von Taitel und Dukler. Die Fehlerbalken für Versuchspunkte mit extremen Koordinaten wurden nach der im Anhang A1 beschriebenen Methode bestimmt.

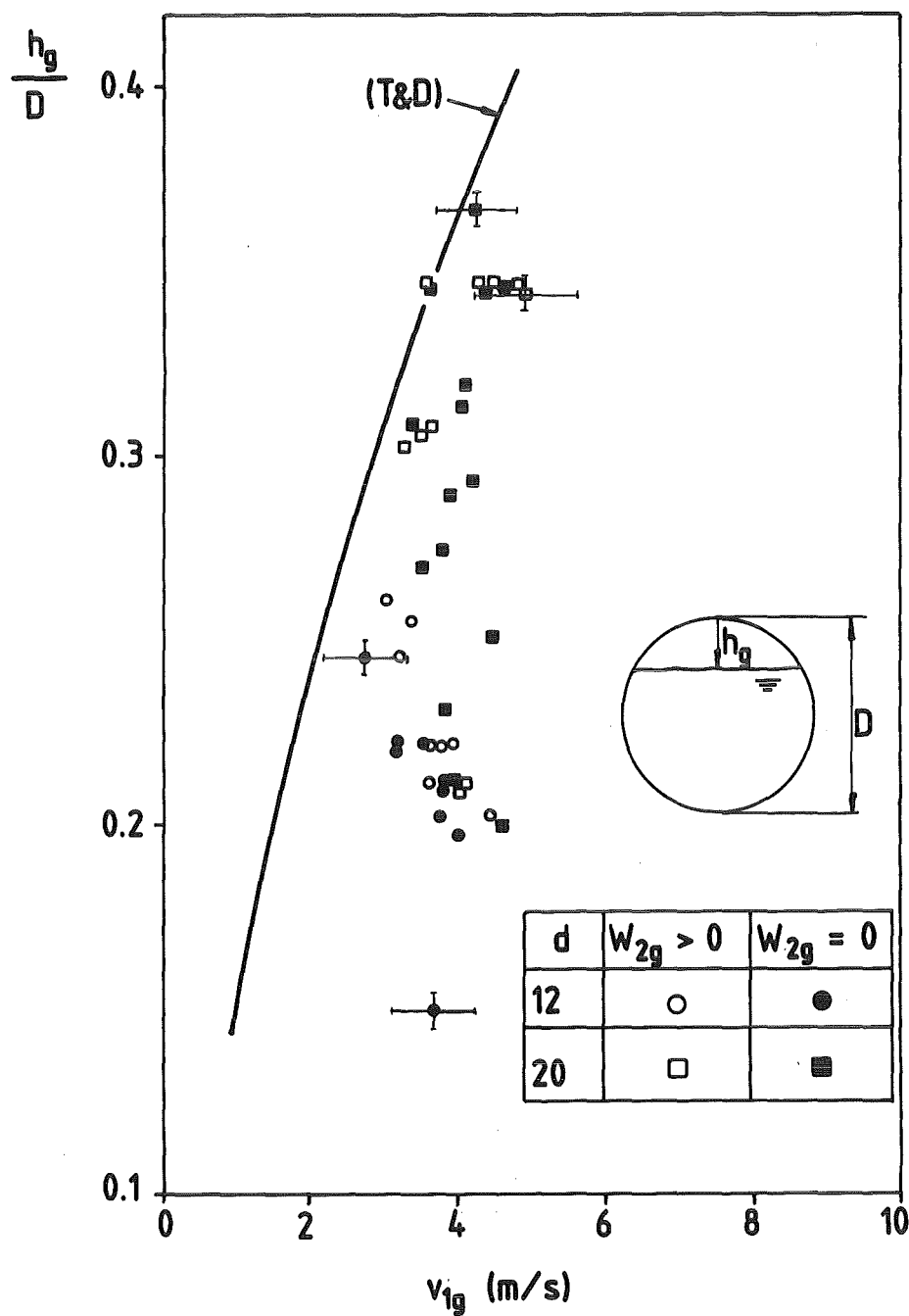


Abb. 17: Übergang von Schichtenströmung zu Schwallströmung. Vergleich der experimentellen Daten mit dem Modell von Taitel und Dukler /24, 25/.

Die Diskrepanz zu dem Modell ist auch in Abb. 18a dargestellt, wo das Verhältnis der gemessenen Werte von v_{1g} zu den durch Gl. (1) gegebenen Werten als eine Funktion von h_g/D aufgetragen ist.

Wallis und Dobson /26/ haben für den Beginn der Schwallströmung in rechteckigen Rohren folgende Beziehung abgeleitet:

$$v_g \geq 0,5 \left[\frac{(p_e - p_g) g h_g}{\rho_g} \right]^{0,5} \quad (2)$$

wobei 0,5 ein experimenteller Koeffizient ist. Die Autoren schreiben die Diskrepanz dieses Koeffizienten mit größeren Werten als sie bei der klassischen Theorie der Kelvin-Helmholtz-Instabilität bestimmt werden, der Tatsache zu, daß es sich im wesentlichen um eine eindimensionale Theorie handelt. Sie argumentieren, daß zweidimensionale Strömungen über großen Wellen mit endlicher Wellenlänge die Entstehung von größeren dynamischen Kräften verursachen können als von der einfachen Theorie beschrieben wird.

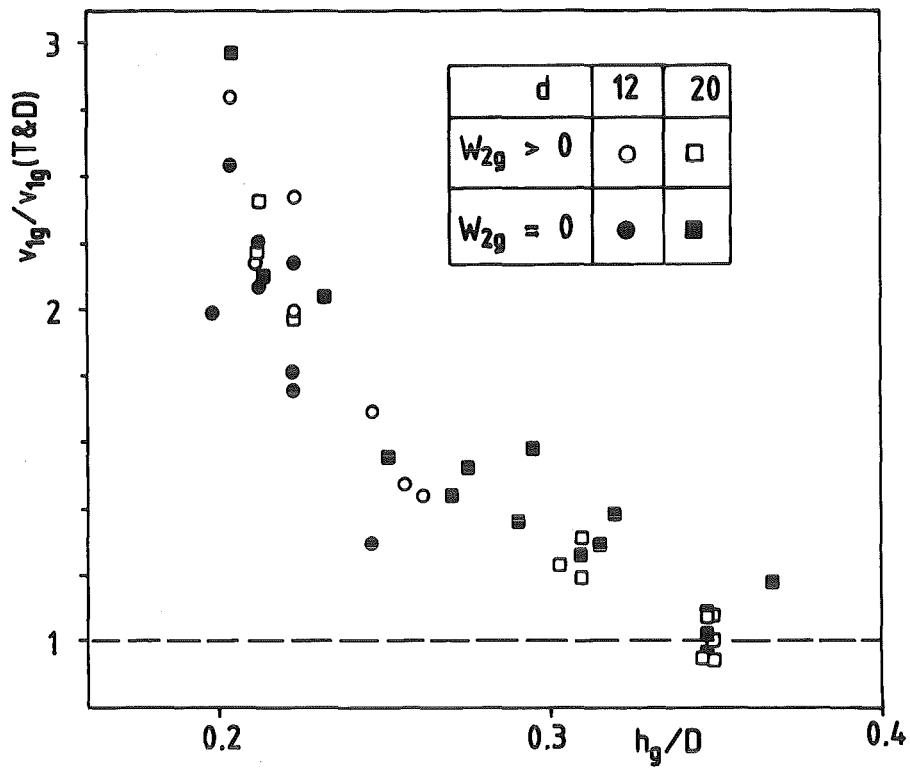
Wenn der Faktor h_g/D in der Gl. (1) durch den von Wallis und Dobson vorgeschlagenen Koeffizienten 0,5 ersetzt wird, wird der Übergang wie folgt dargestellt:

$$v_g \geq 0,5 \left[\frac{(p_e - p_g) g A_g}{\rho_g A_e'} \right]^{0,5} \quad (3)$$

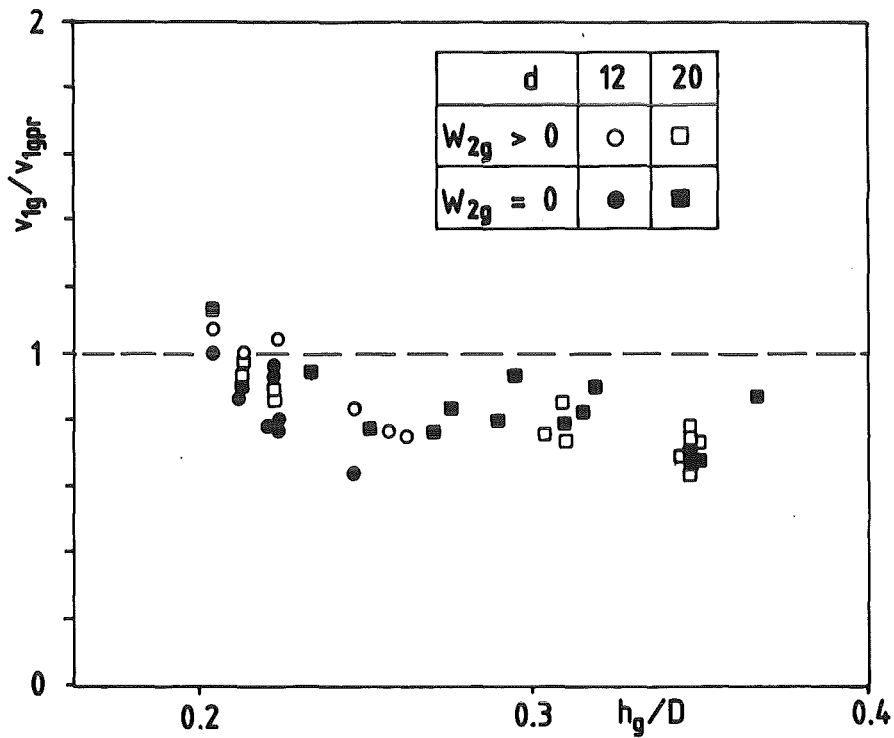
Das bedeutet, daß v_g nur durch das Verhältnis A_g/A_e' von h_g abhängig ist oder, mit anderen Worten, daß der Übergang durch die Phasengeschwindigkeit des Gases und nicht durch die Höhe der über dem Wasserspiegel liegenden Gas-schicht bestimmt wird.

Bei der Verwendung der Beziehung (3) wurde wieder das Verhältnis zwischen den gemessenen und den vom Modell bestimmten Werten von v_g als Funktion von h/D aufgetragen (Abb. 18b). Die Übereinstimmung mit dem Modell ist recht gut, auch wenn die gemessenen Werte etwa 20 % niedriger sind als die berechneten. Der Grund dafür kann darin bestehen, daß verschiedene subjektive Bewertungen für den Beginn des Übergangs angewendet wurden.

Es ist interessant, daß die experimentellen Daten nicht merklich davon abhängen, ob das Gas durch das Ventil $V2_g$ oder durch den Abzweig aus der Test-



a) Verhältnis der gemessenen zu den nach Taitel & Dukler berechneten Werten /24, 25/.



b) Verhältnis der gemessenen zu den nach Gl. (3) berechneten Werten.

Abb. 18: Übergang von Schichtenströmung zu Schwallströmung.

strecke austrat. Dies deutet an, daß der Übergang nicht durch die lokale aufwärtsgerichtete Beschleunigung des Gases in der Nähe des Abzweigintritts dominiert wird, sondern eher durch das Gas, das in Richtung der Wellen strömt und das Anwachsen der Wellenamplituden fördert.

5. Beginn des Gas- und Flüssigkeitsmitrisses

5.1 Dimensionsanalyse

Zur Beschreibung des Beginns des Gas- oder Flüssigkeitsmitrisses wird in Abb. 9 ein allgemeiner Fall dargestellt, bei dem die Bezeichnungen 1, 2 und 3 wiederum zur Kennzeichnung der Größen im Zustrom, Abstrom und Abzweig dienen.

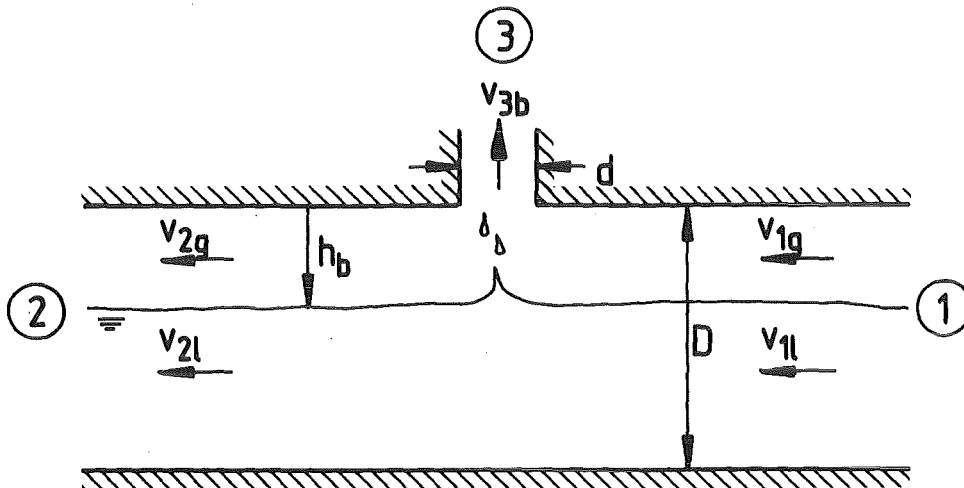


Abb. 19: Allgemeine Variablen zur Bestimmung des Beginns des Mitrisses

Berücksichtigt man nicht die Einflüsse von Viskosität und Oberflächenspannung, so bestimmen die folgenden Größen maßgeblich den Beginn des Mitrisses (b.e.):

Geometrische Parameter

h_b = Abstand zwischen Abzweigeintritt und Wasserspiegelhöhe bei Beginn des Mitrisses

d = Durchmesser des Abzweiges

D = Durchmesser des Hauptrohres

Kinematische Größen

v_{2g} = Gasgeschwindigkeit im Abstrom

v_{2l} = Flüssigkeitgeschwindigkeit im Abstrom

v_{3b} = Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase bei Beginn des Mitrisses

Eigenschaften des Fluids

ρ_b = Dichte der kontinuierlichen Phase bei Beginn des Mitrisses

$\rho_l - \rho_g$ = Differenz zwischen Flüssigkeits- und Gasdichte

Äußere Kräfte

g = Schwerkraftbeschleunigung

Durch eine Kombination dieser Variablen werden folgende dimensionslose Gruppen zur Beschreibung des Beginns des Mitrisses ausgewählt:

$$\frac{h_b}{d}, \quad \frac{\rho_b v_{3b}^2}{g d (\rho_l - \rho_g)}, \quad \frac{\rho_g v_{2g}^2}{\rho_b v_{3b}^2}, \quad \frac{\rho_l v_{2l}^2}{\rho_b v_{3b}^2}, \quad \frac{d}{D}$$

Die erste Gruppe ist der wichtigste geometrische Parameter, da sie charakteristisch ist für den Einfluß der Abzweiggröße auf den Mitrissbeginn; die zweite Gruppe beschreibt das Verhältnis zwischen Trägheitskraft und Schwerkraft in der Abzweigströmung (Froude-Zahl, Fr); die folgenden beiden Ausdrücke sind die Verhältnisse zwischen Impulsströmen und stellen eine relative Größenordnung der überlagerten Geschwindigkeiten dar; die letzte Gruppe ist ein geometrischer Parameter, der die relative Größe des Abzweigs angibt.

Die Größenordnung der verschiedenen dimensionslosen Zahlen für die vorliegenden Experimente mit unterschiedlichen Abzweigs-Strömungsformen ist in Tabelle 2 zusammengefaßt, aus der auch hervorgeht, ob in der kontinuierlichen Phase eine wirbelbehaftete oder wirbelfreie Strömung beobachtet wurde.






	 mit Wirbel	 ohne Wirbel	 mit Wirbel	 mit Wirbel	 mit Wirbel
$\frac{h_b}{d}$	2.8 - 12	1.5 - 5.5	2.5 - 7	0.4 - 3.8	0.5 - 3.2
$\frac{v_{3b}^2 \rho_b}{g d (\rho_l - \rho_g)}$	1 - 5×10^3	$2 \times 10^2 - 5 \times 10^3$	4 - 50	2 - 1.8×10^3	4 - 4.8×10^3
$\frac{\rho_g v_{2g}^2}{\rho_b v_{3b}^2}$	0 - 10^{-5}	0 - 10^{-5}	0 - 1.5×10^{-4}	0 - 3×10^{-3}	0 - 10^{-3}
$\frac{\rho_l v_{2l}^2}{\rho_b v_{3b}^2}$	0 - 10^{-6}	0; $10^{-6} - 10^{-4}$	0 - 1.6×10^{-4}	0 - 1.7×10^{-3}	0 - 3×10^{-3}
$\frac{d}{D}$	$< 10^{-1}$	$< 10^{-1}$	$< 10^{-1}$	$< 10^{-1}$	$< 10^{-1}$

Tabelle 2: Bereich der Werte der dimensionslosen Kennzahlen für den Beginn des Mitrisses

Für den nach unten gerichteten Abzweig wurden auch die Daten für b.g.e. mit überlagerten Flüssigkeitgeschwindigkeiten aus früheren Ergebnissen berücksichtigt (/17, 18/). In diesen Experimenten (siehe Kap. 3.2) wurde der Systemdruck mit Hilfe einer kleinen Gasströmung konstant gehalten; dies zeigt sich durch den Wertebereich $0 - 10^{-5}$ der Kennzahl $g v_{2g}^2 / b v_{3b}^2$. In Übereinstimmung mit der in Kap. 4.1 dargelegten Beschreibung wurde eine wirbelfreie Strömung bei nach unten gerichtetem Abzweig nur bei $g v_{2g}^2 / b v_{3b}^2$ gleich 0 oder größer als 10^{-6} beobachtet.

Die Experimente wurden bei Luft-Wasser-Strömung mit nahezu konstanten Werten für die Zähigkeit und Oberflächenspannung durchgeführt. Daher konnte der Einfluß dieser Variablen auf den b.e. nicht untersucht werden. Betrachtet man Fluidsysteme mit im Vergleich zu Luft-Wasser sehr unterschiedlichen Werten für Zähigkeit und Oberflächenspannung, so können weitere Kennzahlen von Bedeutung werden, z. B. eine geeignet gebildete Reynolds- und Weber-Zahl.

Tabelle 2 zeigt, daß im Rahmen der Versuche der Impulsstrom im Abstrom mindestens drei Größenordnungen kleiner ist als der Impulsstrom im Zustrom. Deshalb ist von den überlagerten Geschwindigkeiten kein signifikanter Einfluß auf dem Beginn des Mitrisses zu erwarten, und damit sind die Kennzahlen, die v_{2g} oder v_{21} enthalten, vernachlässigbar. Die Kennzahl d/D ist im untersuchten Bereich stets sehr viel kleiner als eins. Dies bedeutet, daß für die untersuchten Abzweigdurchmesser die Strömungsfelder in guter Näherung geometrisch ähnlich sind; d.h. der Beginn des Mitrisses sollte weitgehend unabhängig von der Kennzahl d/D sein. Nachstehend wird deshalb nur die Korrelation zwischen h_b/d und der Froude-Zahl untersucht.

5.2 Allgemeine Korrelation für den Beginn des Mitrisses

Für beliebige Ausrichtungen der Abzweigungen wird folgende Korrelation zur Beschreibung des b.e. vorgeschlagen:

$$Fr^a = K^* \frac{h_b}{d} \quad \text{oder} \quad \left[\frac{v_{3b}^2 \rho_b}{g d (\rho_e - \rho_g)} \right]^a = K^* \frac{h_b}{d} \quad (4)$$

wobei a und K^* aus den Versuchen zu bestimmende Konstanten sind.

Mit $v_{3b} = v_{31}$ und $\rho_b = \rho_1$ ist die Gl. (4) identisch mit der in /17, 18/ zur

Beschreibung des b.g.e. in nach unten gerichteten Abzweigen verwandten Korrelation. Die Autoren haben ihre Versuchsdaten mit $a = 0,2$ angepaßt und schlagen vor, v_{3b} in der Froude-Zahl durch den Ausdruck $W_{3b}/(b d^2/4)$ zu ersetzen und erhalten dann folgende Korrelation, die nicht explizit von d abhängt:

$$\frac{h_b [g \rho_b (\rho_e - \rho_g)]^{0,2}}{W_{3b}^{0,4}} = K \quad (5)$$

Aus diesem Ergebnis schließen die Autoren, daß das durch den Abzweig erzeugte Strömungsfeld für $h_b/d \gg 1$ äquivalent dem Strömungsfeld einer punktförmigen Senke ist, d.h. daß es vom Senkenmassenstrom, nicht aber vom Durchmesser des Abzweiges bestimmt wird.

Gl. (5) wurde von Craya /12/ analytisch abgeleitet und von Gariel /13/ experimentell verifiziert als Beschreibung des b.l.e. in einer seitlichen Öffnung im Abstand h über der Trennfläche zwischen zwei Flüssigkeiten der Dichten ρ und $(\rho + \Delta\rho)$. Auf Grund von Gleichgewichtsüberlegungen an der Trennfläche erhielt Craya folgende Beziehung (siehe Anhang A2):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} g \frac{h_b}{q^2} = \text{konstant} \quad (6)$$

wobei q den Volumenstrom durch eine dreidimensionale punktförmige Senke darstellt. Bei b.l.e. ist deshalb $q = W_{3b}/\rho_b$. Wird schließlich für das leichtere Fluid Gas eingesetzt, so folgt $\Delta\rho = (\rho_l - \rho_g)$ und die Korrelation von Craya ergibt sich zu

$$\frac{h_b [g \rho_b (\rho_l - \rho_g)]^{0,2}}{W_{3b}^{0,4}} = K \quad (7)$$

Gl. (7) ist damit identisch mit Gl. (5).

Die Gültigkeit dieser Korrelation zur Beschreibung des b.l.e. bei nach oben gerichtetem Abzweig wird nachstehend untersucht.

5.3 Theoretische Überlegungen zum Beginn des Flüssigkeitsmitrisses in nach oben gerichtetem Abzweig

5.3.1 Durch den Abzweig erzeugtes Strömungsfeld

Zur Bestimmung der Bedingungen für den b.l.e. in nach oben gerichtetem Abzweig wurde das durch den Abzweig hervorgerufene Strömungsfeld mit Hilfe der Potentialströmungstheorie untersucht.

Für eine Schichtenströmung ohne überlagerte Geschwindigkeiten im Hauptrohr kann die Strömung der kontinuierlichen Phase als eine Überlagerung von

- einem Linienwirbel, dessen Achse gleich der Achse des Abzweigs ist
- einer punktförmigen Senke am Eintritt des Abzweigs, die durch eine ebene Wand begrenzt ist,

beschrieben werden.

Der Beitrag eines Linienwirbels zum Geschwindigkeitspotential ϕ in einem Abstand r von der Wirbelachse ist proportional zu $1/r$; daraus ergibt sich eine Geschwindigkeit $\vec{v} = -\nabla\phi$ proportional zu $1/r^2$. Die Isotachen sind kreisförmige Bahnen um die Achse des Abzweigs (vgl. z.B. Li und Lam /27/).

Diese Geschwindigkeit verändert den Druckabfall in der Achsenrichtung des Abzweigs nicht, so daß im Hinblick auf den b.l.e. ohne überlagerte Geschwindigkeiten nur das durch die punktförmige Senke am Eintritt des Abzweigs erzeugte Strömungsfeld zu berücksichtigen ist.

Abb. 20 zeigt eine punktförmige Senke, die mit dem Ursprung der kartesischen Koordinaten (x, y, z) am Eintritt des Abzweigs zusammenfällt. Einige eingezeichnete Stromlinien stellen qualitativ das Strömungsfeld einer Senke dar, mit einer ebenen Wand bei $z = 0$ und einer ebenen Wand bei $z = -h$.

Das zur Senke hin beschleunigte Gas erzeugt einen Druckabfall über der Flüssigkeit (Bernoulli-Effekt); infolgedessen wird die Phasentrennfläche lokal angehoben und erfüllt damit die hydrostatische Bedingung:

$$P_1 + \rho g h = P_2 \quad (8)$$

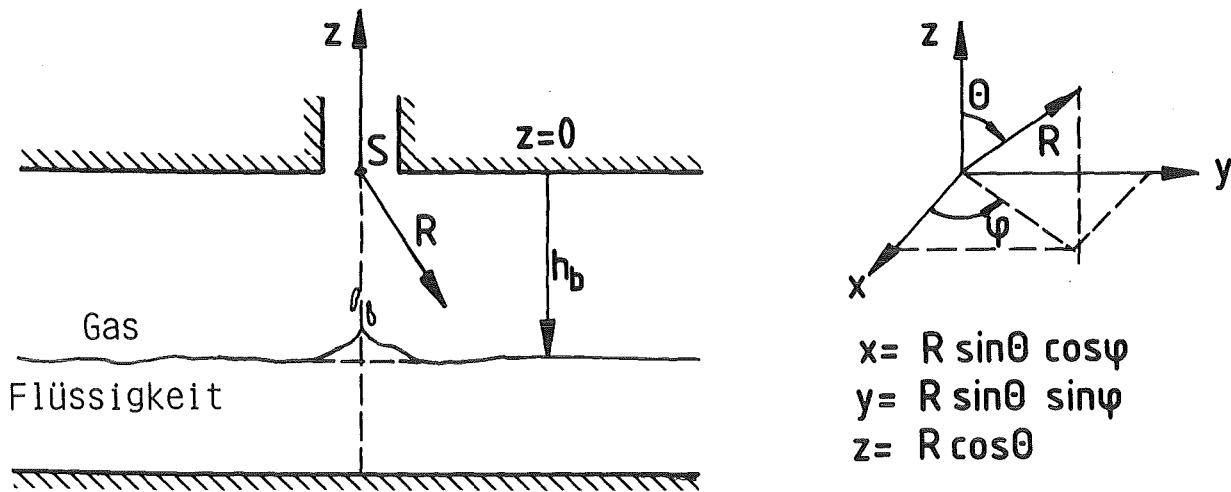


Abb. 21: Definition der Koordinaten zur Beschreibung des Beginns des Flüssigkeitsmitrisses bei nach oben gerichtetem Abzweig

Das entsprechende Geschwindigkeitspotential (siehe z.B. /27/) ist:

$$\phi = -2q / 4\pi R \quad (9)$$

wobei q = Volumenströmung durch die Senke

R = Abstand zur Senke

Das durch die Senke erzeugte Geschwindigkeitsfeld $\vec{v} = -\nabla\phi$, ist damit rein radial:

$$u = -\frac{\partial\phi}{\partial R} = -\frac{2q}{4\pi R^2} \quad (10)$$

und wird mit den zur Beschreibung der Abzweigströmung verwandten Variablen zu

$$u = -\frac{W_{3g}}{2\pi\rho_g R^2} \quad (11)$$

Die Bedingung für den b.l.e. läßt sich dann durch die Kräfte ausdrücken, die auf ein sich von der Trennfläche lösendes Tröpfchen einwirken.

$$F_p + F_g = 0 \quad (12)$$

wobei F_p die auf den Druckabfall entlang der z -Achse zurückzuführende Kraft, und F_g die Schwerkraft ist.

Entlang der durch die z -Achse dargestellten Stromlinie nimmt die Bernoulli-Gleichung folgende Form an:

$$\frac{1}{2} \rho_g u^2 + P + \rho_g g z = \text{konstant} \quad (13)$$

In dieser besonderen Stromlinie nimmt die Koordinate $z = R \cos \Theta$ den Wert $z = R \cos \pi = -R$ an, so daß die durch die letzte Gleichung gegebene Druckverteilung folgendermaßen lautet:

$$P = -\frac{1}{2} \rho_g u^2 + \rho_g g R + \text{konstant} \quad (14)$$

Unter der Annahme, daß ρ_g in der Teststrecke konstant ist, ergibt sich durch Differenzierung

$$\frac{dP}{dR} = -\rho_g u \frac{du}{dR} + \rho_g g \quad (15)$$

und mit dem durch Gleichung (11) gegebenen Wert u :

$$\frac{dP}{dR} = \frac{W_{3g}}{2\pi^2 \rho_g R^5} + \rho_g g \quad (16)$$

Dies ist die auf den Bernoulli-Effekt zurückzuführende aufwärtsgerichtete Kraft pro Volumeneinheit, die auf einen im Abstand R auf der z -Achse von der Grenzschicht abgelösten Flüssigkeitstropfen einwirkt. Bei b.l.e. ist der Abstand zu einem Tropfen, der sich gerade oberhalb des abgelenkten Wasserspiegels befindet $R = R_b$, und die letzte Gleichung nimmt dann folgende Form an:

$$F_p = \frac{W_{3g}^2}{2\pi^2 \rho_g R_b^5} + \rho_g g \quad (17)$$

Die Schwerkraft pro Volumeneinheit der Flüssigkeit ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$F_g = -\rho_g g \quad (18)$$

Setzt man die Gl. (17) und Gl. (18) in Gl. (12) ein, so erhält man nach Umformung als Bedingung für den Beginn des Flüssigkeitsmitrisses:

$$\frac{R_b [g \rho_g (p_e - p_g)]^{0,2}}{w_{3g}^{0,4}} = \left(\frac{1}{2\pi^2} \right)^{0,2} \quad (19)$$

In Versuchen mit nach oben gerichtetem Abzweig wurde die Höhe Δh der kegelförmigen Trennfläche bei b.l.e. zu rund 20 % des bei waagerechtem Wasserspiegel gemessenen Abstandes h_b beobachtet. Bei $R_b \approx 0,8 h_b$ wird deshalb der b.l.e. in nach oben gerichteten Abzweigen durch folgenden Ausdruck beschrieben:

$$\frac{h_b [g \rho_g (p_e - p_g)]^{0,2}}{w_{3g}^{0,4}} = K \quad (20)$$

wobei $K = 1,25 (1/2\pi^2)^{0,2} \approx 0,688$.

Ersetzt man ρ_g und w_{3g} durch ρ_b bzw. w_{3b} , so ist diese Korrelation mit Gl. (5) identisch. Gl. 5 kann daher zur Beschreibung des b.e. für nach unten, nach oben und waagerechte Abzweige verwendet werden. Die Ergebnisse in diesem Kapitel bestätigen auch die in /17/ aufgestellte Hypothese von der Äquivalenz zwischen Abzweig- und Senkenströmung.

5.3.3 Einfluß der überlagerten Geschwindigkeiten

Die Verschiebung des Gaswirbels bei nach oben gerichtetem Abzweig bei Vorhandensein einer überlagerten Gasströmung ist in Kap. 4.2 beschrieben worden. Eine schematische Darstellung dieser Verhältnisse zeigt Abb. 22.

Wenn man annimmt, daß der Wirbel entlang der Achse CS rotiert, so gelten wiederum die Aussagen gemäß Kap. 5.3.1, wonach der Wirbel zu dem den b.l.e. bestimmenden Bernoulli-Effekt nicht beiträgt und lediglich die gleichförmige Strömung mit der Geschwindigkeit $-U$ entlang der y -Achse und die Senke S an der Eintrittsstelle zu berücksichtigen ist. Das entsprechende Geschwindigkeitspotential in sphärischen Koordinaten beträgt

$$\phi = - \frac{2\gamma}{4\pi R} - UR \sin \theta \sin \varphi \quad (21)$$

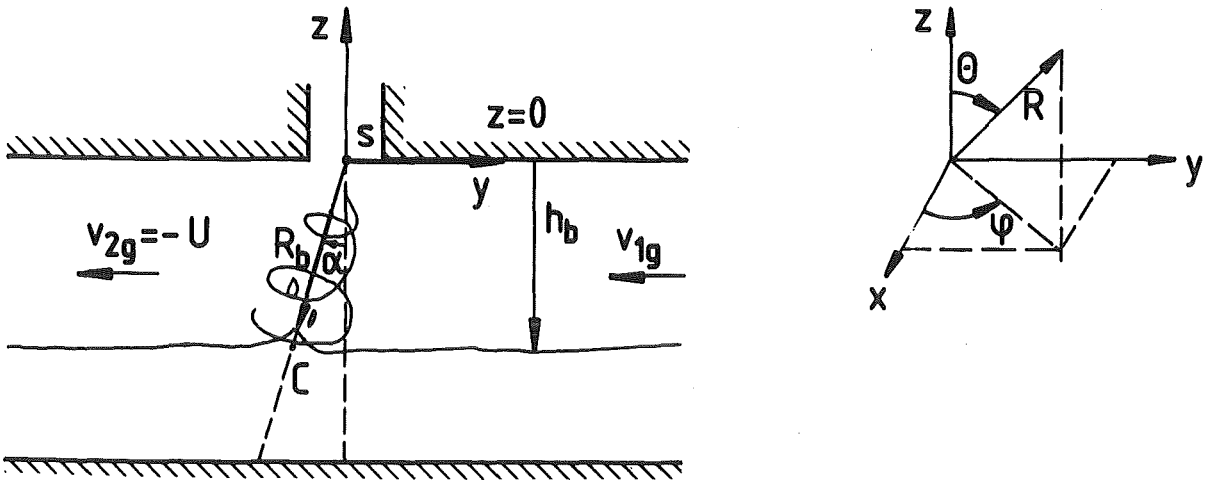


Abb. 22: Schematische Darstellung der von einer überlagerten Gasgeschwindigkeit erzeugten Wirbelverschiebung

oder, mit $q = w_{3g}/\rho_g$ und $\varphi = -\frac{\pi}{2}$

$$\phi = -\frac{w_{3g}}{4\pi\rho_g R} + UR \sin \theta \quad (22)$$

Entlang der Stromlinien weist die Strömungsgeschwindigkeit $\vec{v} = -\nabla\phi$ jetzt zwei Komponenten auf, von denen jedoch nur die radiale Komponente $u = -\frac{\partial\phi}{\partial R}$ entlang der CS-Linie von Interesse ist; bei $\theta = -\pi + \alpha$ nimmt sie folgenden Wert an:

$$u = -\frac{w_{3g}}{2\pi\rho_g R^2} + U \sin \alpha \quad (23)$$

Da die Geschwindigkeiten in Richtung der Senke als negativ angesehen werden, zeigt Gl. (23) eine Abnahme der radialen Geschwindigkeit proportional zu $\sin \alpha$ von Gl. (23) und $z = -R \cos \alpha$ in Gl. (13), was nach dem in Kap. 5.3.2 angewandten Verfahren zu folgender Druckkraft pro Volumeneinheit in radialer Richtung beim b.l.e. führt:

$$F_p = \frac{w_{3g}^2}{2\pi^2\rho_g R^5} + \rho_g g \cos \alpha \quad (24)$$

Die radiale Komponente der Schwerkraft pro Volumeneinheit der Flüssigkeit in C ist

$$F_g = -\rho_l g \cos \alpha \quad (25)$$

Mit den beiden letzten Ausdrücken wird die Bedingung für den Beginn des Flüssigkeitsmitrisses nach Gl. (12)

$$\frac{h_b [g \rho_g (p_e - p_g)]^{0,2}}{w_{3g}^{0,4}} = \left(\frac{1}{2\pi^2 \cos \alpha} \right)^{0,2} \quad (26)$$

und mit $R_b \approx 0,8 h_b / \cos \alpha$ (siehe Abb. 22) lautet die endgültige Korrelation

$$\frac{h_b [g \rho_g (p_e - p_g)]^{0,2}}{w_{3g}^{0,4}} = K \quad (27)$$

wobei $K = 1,25 (1/2\pi^2)^{0,2} (\cos \alpha)^{0,8} \approx 0,688 (\cos \alpha)^{0,8}$.

Im Zusammenhang mit dem niedrigeren Wert h_b , gemessen bei überlagerter Gasströmung zeigt dieses Ergebnis eine Verringerung der Konstanten K gegenüber dem Wert für $v_{2g} = 0$ (Gl. (20)). Diese Verringerung ist proportional zu $(\cos \alpha)^{0,8}$, und mithin ist eine stärkere Verringerung von K bei höherem überlagertem Gasstrom (höherem α) zu erwarten, solange eine Schichtenströmung vorliegt. In Übereinstimmung mit der Beschreibung der Strömungsphänomene in Kap. 4.2 wird bei einer überlagerten Flüssigkeitsströmung ($\alpha = 0$) keine Veränderung von K erwartet.

5.4 Ergebnisse

5.4.1 Beginn des Mitrisses ohne Geschwindigkeitsüberlagerung

Bei nach unten oder oben gerichtetem, bzw. horizontalem Abzweig stellt h den Abstand zwischen Wasserspiegel und unterer oder oberer Mantellinie des Rohres, bzw. Achse des Abzweigs dar. Für die verschiedenen Geometrien wurde der durch Gl. (20) gegebene Wert von K in Abhängigkeit von h_b/d aufgetragen.

Die in Abbn. 23-25 gezeigten Ergebnisse entsprechen dem Beginn des Mitrisses ohne überlagerte Geschwindigkeit. Die Ergebnisse für den b.g.e. bei nach unten gerichtetem Abzweig, Abb. 23, zeigen gute Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen aus /17, 18/. Daten für den b.l.e. bei nach oben gerichtetem Abzweig (aus /21/) und b.l.e. und b.g.e. bei waagerechten Abzweigen (aus /28/) werden in den Abbn. 24 und 25 gezeigt. Es wird keine Abhängigkeit von K von h_b/d bei den verschiedenen Geometrien beobachtet.

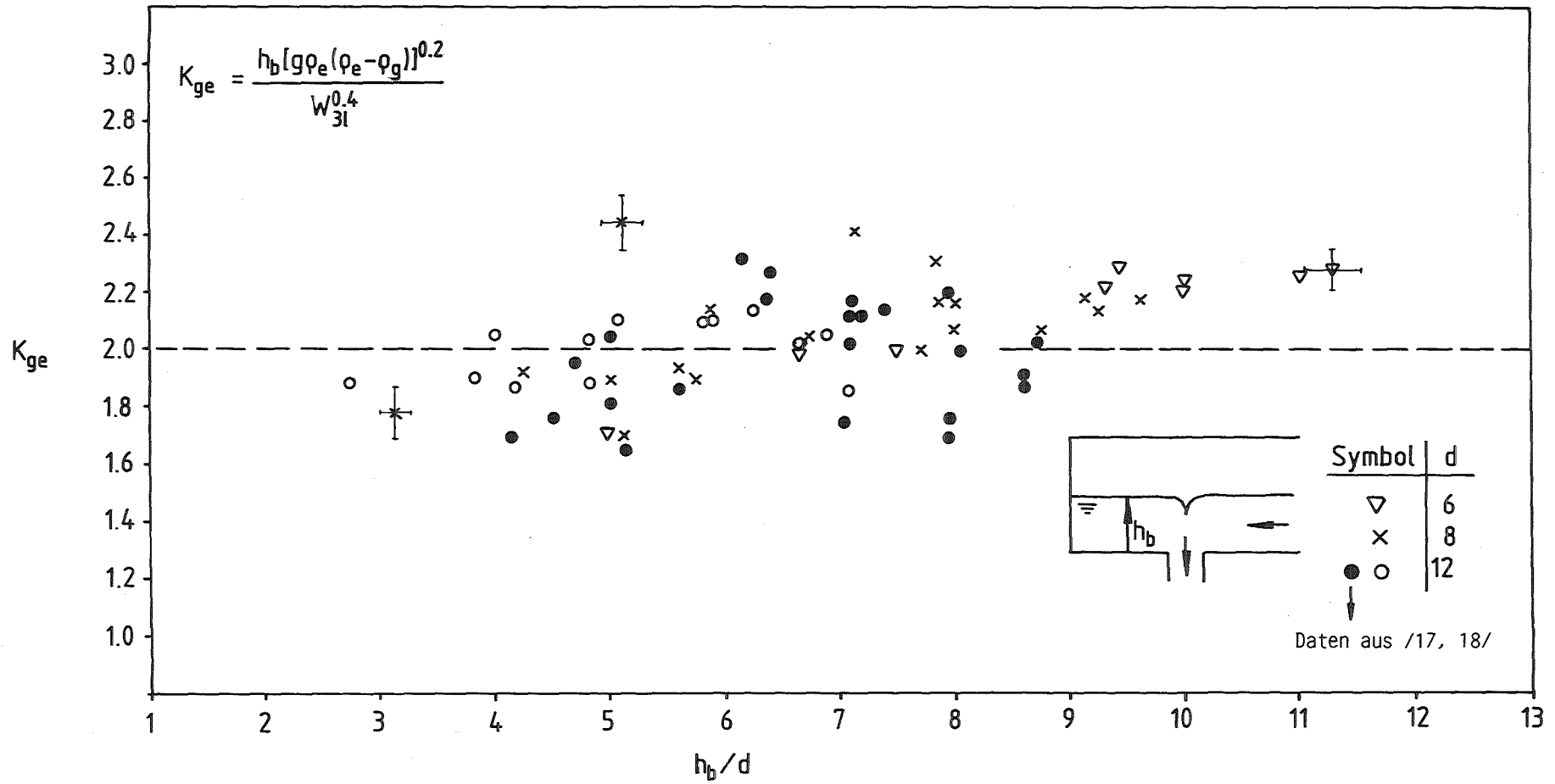


Abb. 23: Beginn des Gasmitrisses bei nach unten gerichtetem Abzweig.

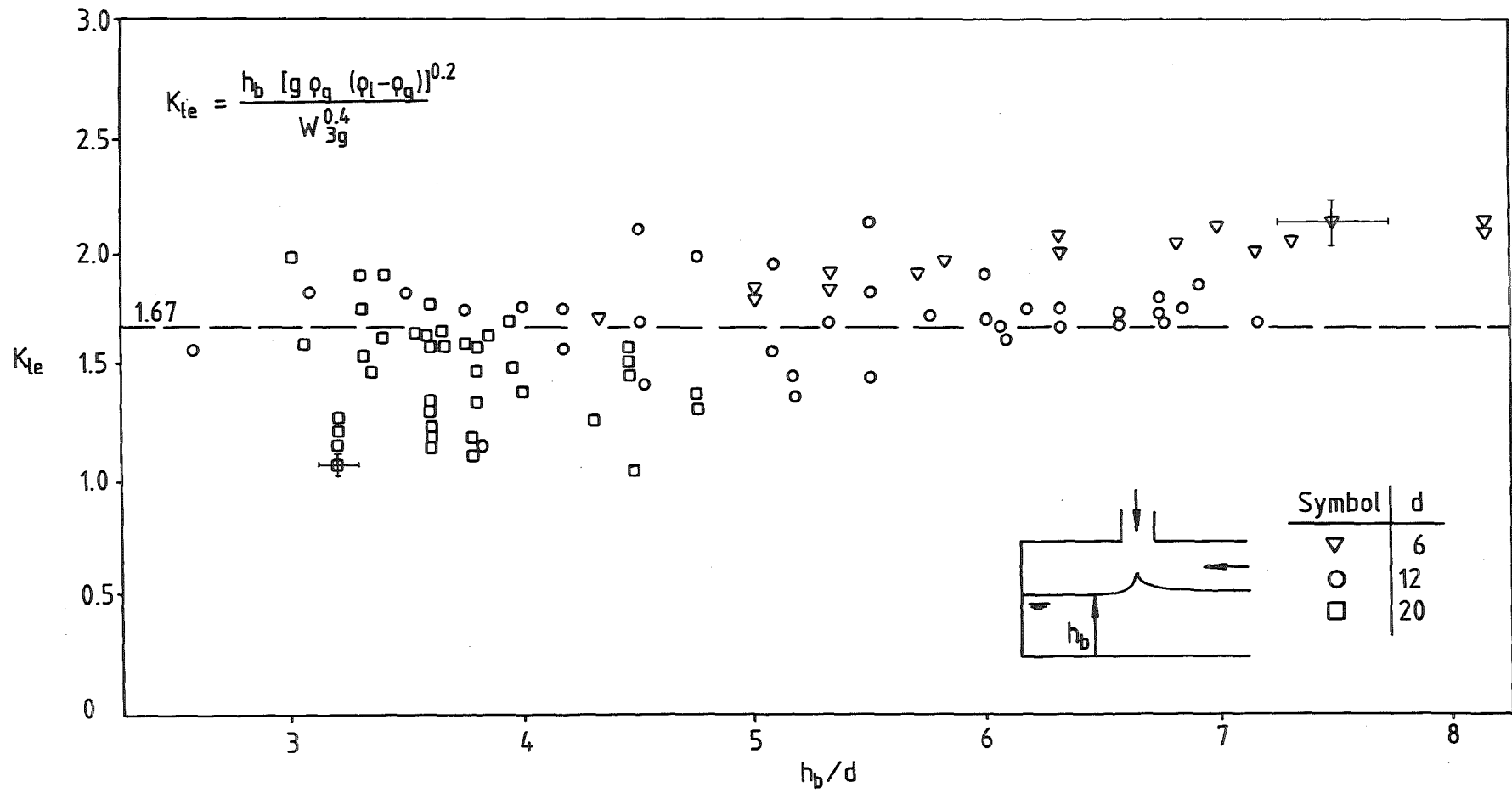
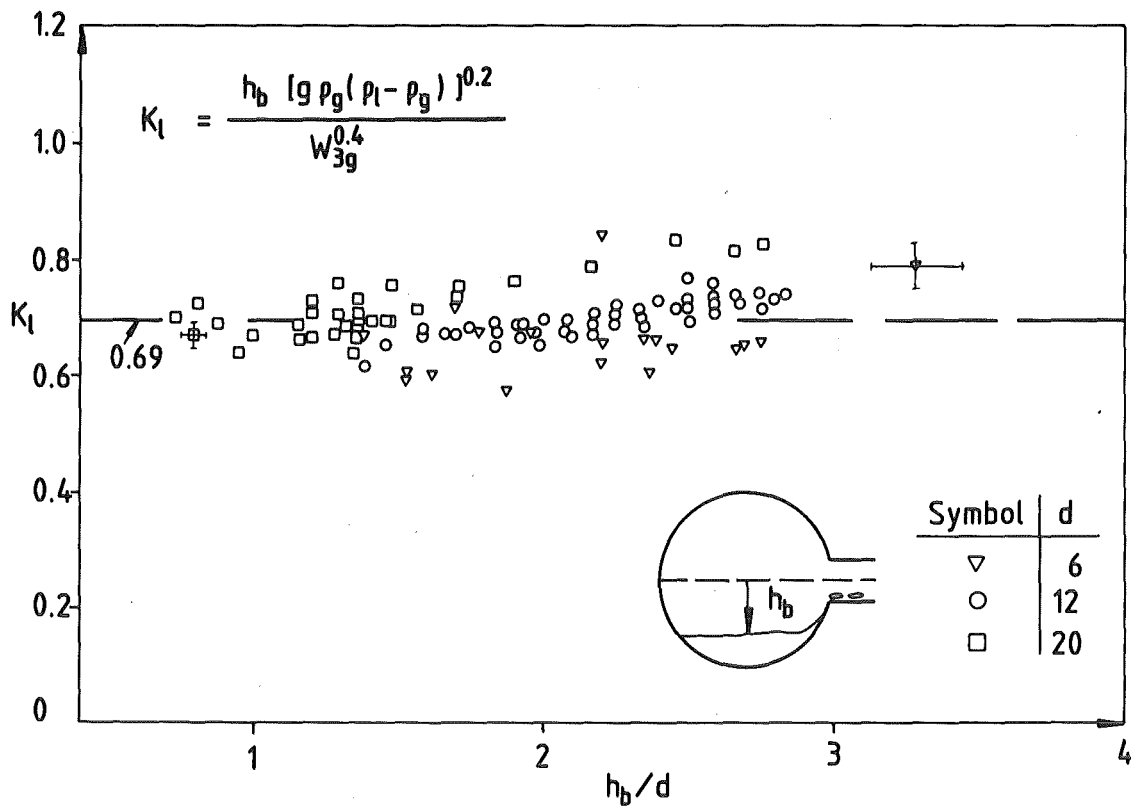
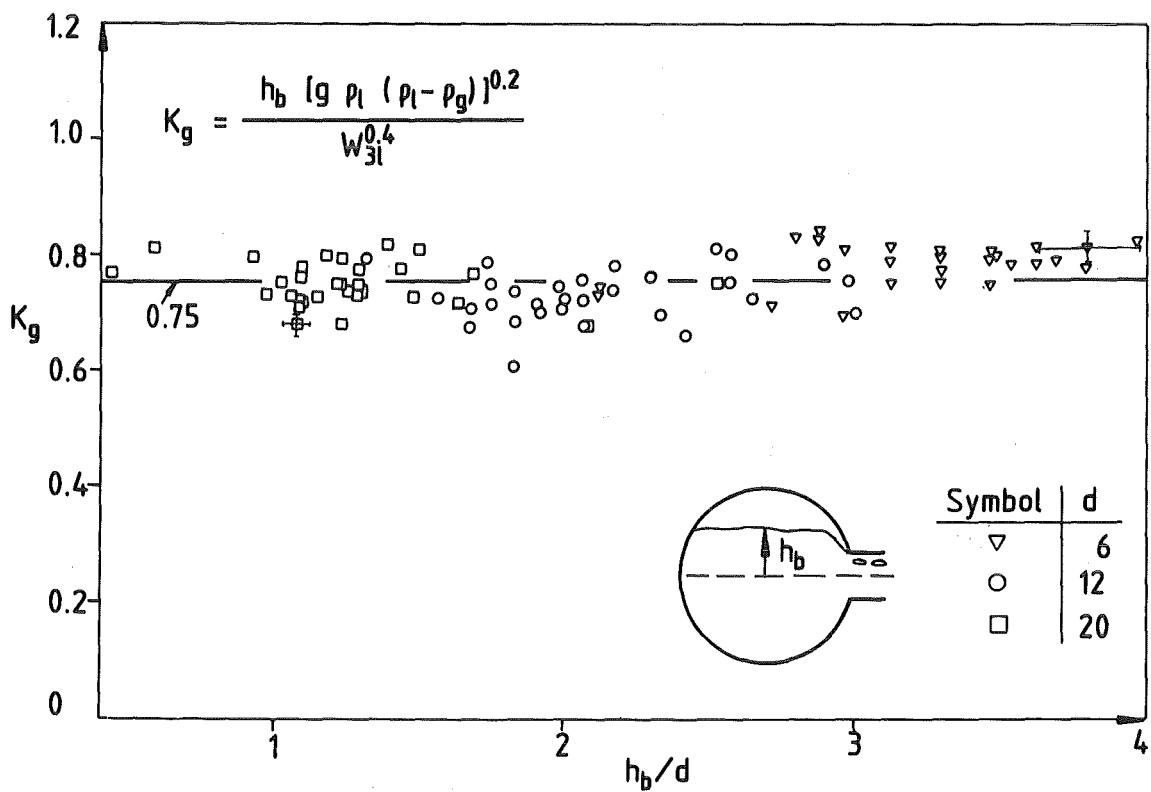


Abb. 24: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei nach oben gerichtetem Abzweig.



a) Beginn des Flüssigkeitsmittresses



b) Beginn des Gasmittresses

Abb. 25: Beginn des Gasmittresses bei waagrechttem Abzweig.

Gl. (5) wurde außerdem verwendet, um den quasistationären Übergang von einer wirbelbehafteten zu einer wirbelfreien Strömung bei nach unten gerichtetem Abzweig ohne überlagerte Geschwindigkeit zu beschreiben. Die Ergebnisse aus /17, 18/ werden in der Abb. 26 gezeigt; der Parameter h_{tr} stellt dabei den Abstand des Wasserspiegels beim Übergang dar. Auch hier wurde angenähert ein konstanter Wert für K erhalten.

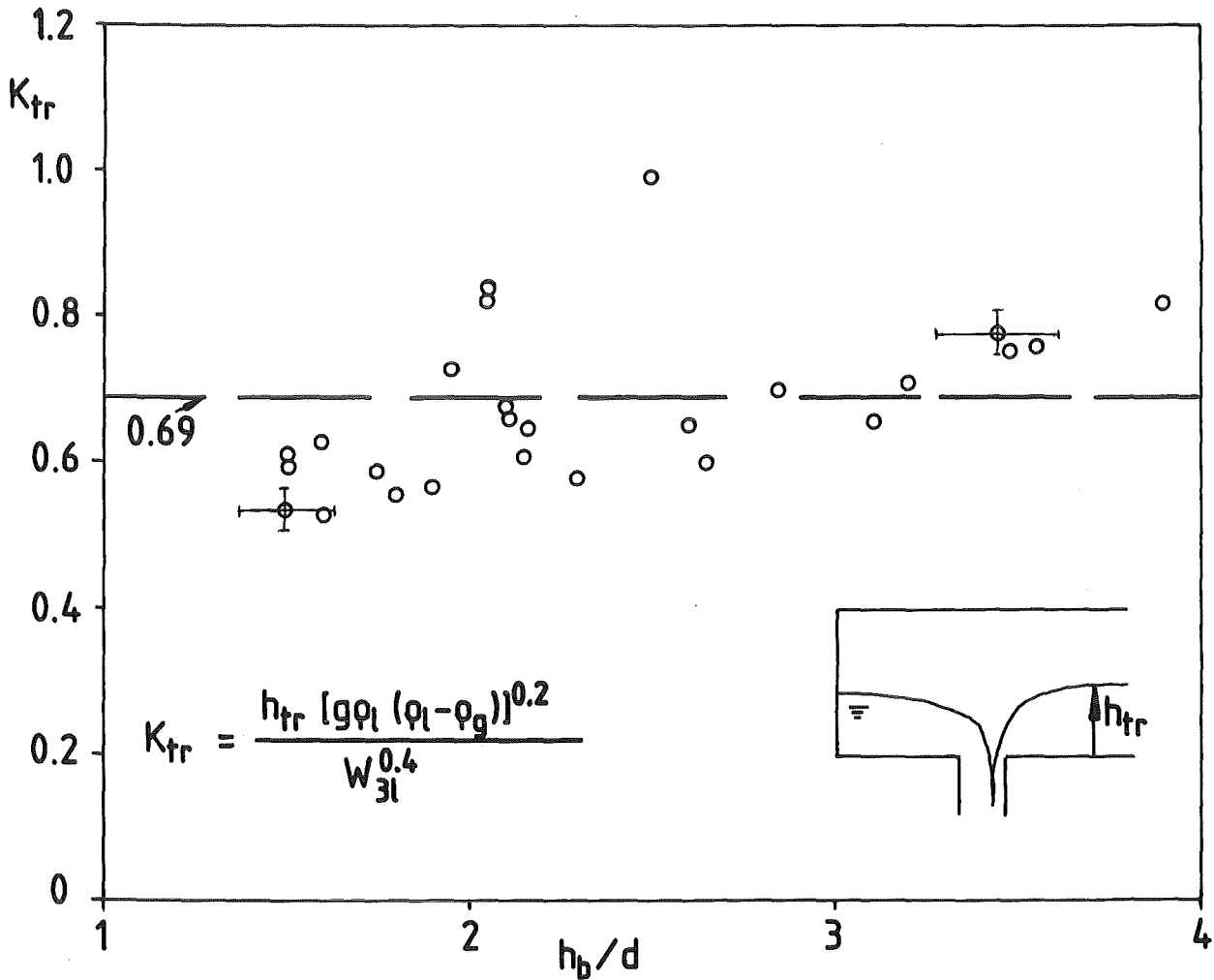


Abb. 26 Übergang von wirbelbehafteter zu wirbelfreier Strömung bei nach unten gerichtetem Abzweig; $d = 12 \text{ mm}$, $v_{21} = 0$ (Daten aus /17, 18/)

Die Mittelwerte von K und die entsprechende Standardabweichung σ der experimentell ermittelten Punkte sind in der Tabelle 3 unten zusammengefaßt.

Die Streuung der Daten ist stärker als die Streuung aufgrund der Meßfehler. Dieses überrascht nicht, wenn man die Eigenschaften des in Kap. 4 beschriebenen Strömungsfeldes berücksichtigt. Bei Experimenten mit nach unten gerichtetem Abzweig tritt wegen der Instabilität der ersten Gaswirbel (Kap. 4.1) der

	Abwärts		Aufwärts	Waagerecht	
	b.g.e.	Übergang	b.l.e.	b.g.e.	b.l.e.
K	2.00	0.69	1.67	0.75	0.69
σ %	13	18	16.2	5.5	5.2

Tabelle 3: Experimentelle Ergebnisse für die durch Gl. (5) gegebene Konstante K.

b.g.e. bei verschiedenen Wasserspiegelhöhen auf. Zudem besteht aufgrund starker Schwankungen der Wirbel eine merkliche Unsicherheit in der Bestimmung der Wasserspiegelhöhe beim Übergang von wirbelbehafteter zu wirbelfreier Strömung. Bei nach oben gerichtetem Abzweig verursacht die Verwirbelung des Flüssigkeitsmittresses durch den wirbelbehafteten kontinuierlichen Gasstrom (Kap. 4.2) eine erschwerte Bestimmung des b.l.e. Bei waagerechtem Abzweig (Kap. 4.3) waren die Schwankungen bei b.g.e. kleiner als bei nach unten gerichtetem Abzweig. Der ansteigende Wasserfilm, der den b.l.e. bestimmt, war nicht durch die Verwirbelung des Gases beeinflusst. Deshalb erhielt man eine geringere Streuung der Meßwerte als in den anderen Geometrien.

5.4.2 Beginn des Mittresses unter dem Einfluß einer überlagerten Geschwindigkeit

Um den Einfluß der überlagerten Geschwindigkeiten auf den b.e. zu untersuchen, wurde K in Abhängigkeit von den dimensionslosen Verhältnissen der Impulsflüsse $\rho_g v_{2g}^2 / \rho_g v_{3b}^2$ und $\rho_l v_{21}^2 / \rho_b v_{3b}^2$ aufgetragen.

Ergebnisse aus /17, 18/ entsprechend dem b.g.e. bei nach unten gerichtetem Abzweig mit $v_{21} \leq 0,36$ m/s sind in Abb. 27 dargestellt. Der Übergang von der wirbelbehafteten zur wirbelfreien Strömung, wie in Kap. 4.1 beschrieben (Abb. 10), ist sehr instabil und tritt bei verhältnismäßig niedrigen Werten von v_{21} auf. Bei höheren überlagerten Flüssigkeitgeschwindigkeiten ist die wirbelfreie Strömung stabil, und es wurde der Wert $K = 1,17$ erhalten.

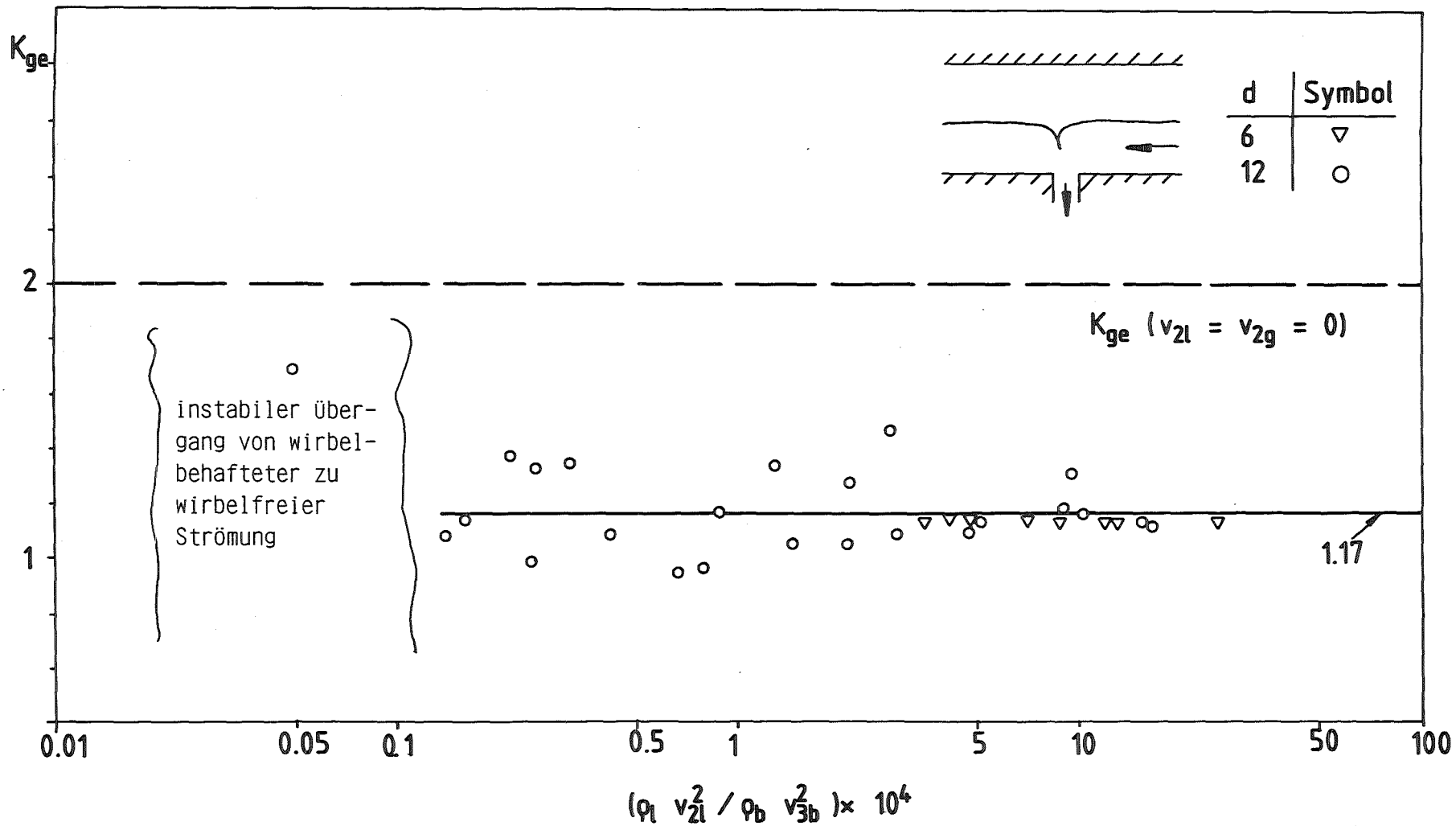


Abb. 27: Beginn des Gasmitrisses bei nach unten gerichtetem Abzweig und überlagerten Flüssigkeitgeschwindigkeiten; $v_{21} < 0,33$ m/s, (Daten aus /17, 18/).

Ergebnisse für den b.l.e. bei nach oben gerichtetem Abzweig mit $v_{2g} \leq 2,1$ m/s und $v_{21} \leq 0,12$ m/s sind in Abb. 28 dargestellt. Die in den Abzweig eintretende Gasströmung wurde immer durch die Wirbelbildung wesentlich beeinflusst. In Übereinstimmung mit der Analyse von Kap. 5.3.3 sinkt der in Abb. 28a dargestellte K-Wert bei steigendem v_{2g} . Aufgrund des Überganges zur Schwallströmung bei hohen Werten von v_{2g} (siehe Abschnitt 4.2) wird eine wirbelfreie Strömung nicht erreicht.

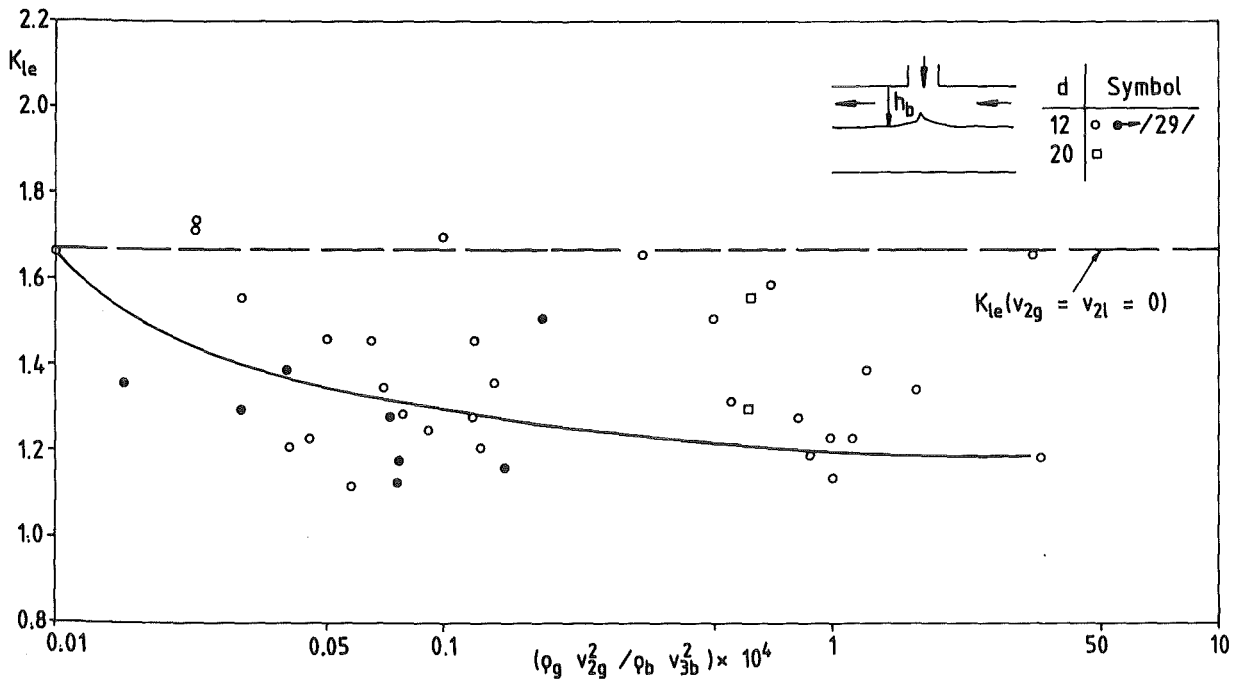
Wie erwartet, wird keine Änderung in K für verschiedene Werte von v_{21} beobachtet (siehe Abb. 28b). Für beide Strömungskonfigurationen stimmen die vorliegenden Ergebnisse gut mit früheren Daten aus /29/ überein.

Die Ergebnisse für waagerechten Abzweig sind in Abbn. 29-30 dargestellt. In diesen Versuchen lagen die Verhältnisse der Impulsflüsse eine Größenordnung über den entsprechenden Werten für aufwärtsgerichteten Abzweig.

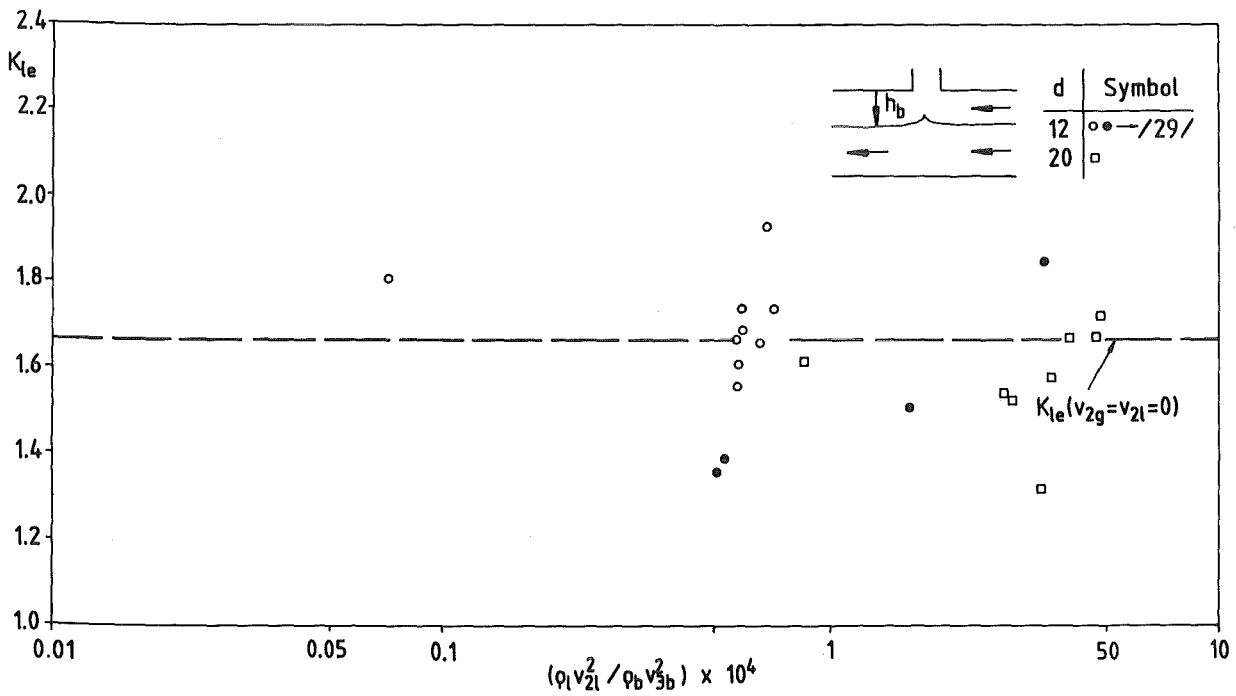
Die Kurven in Abb. 29 entsprechen dem b.l.e. bei $v_{2g} \leq 1,6$ m/s und $v_{21} \leq 0,7$ m/s. Der zunehmende Wert K mit steigendem v_{2g} (Abb. 29a) und v_{21} (Abb. 29b) überrascht. Der Grund dafür ist möglicherweise das Auftreten von Kapillarwellen ($\lambda \approx 1$ cm) in der Phasentrennfläche. Ist der b.l.e. bestimmt durch den Abstand zwischen Abzweigachse und Wellenberg, so ergibt sich dadurch für den Abstand zwischen Abzweigachse und ebener Trennfläche (h_b) ein höherer Wert.

Die Ergebnisse in Abb. 30 entsprechen dem b.g.e. bei $v_{2g} \leq 1,9$ m/s und $v_{21} \leq 0,5$ m/s. Wenn der Wasserspiegel weit oberhalb der Abzweigachse liegt, ist kein Einfluß von Oberflächenwellen auf den Beginn des Gasmitrisses zu erwarten. Allerdings können bei den in diesen Versuchen verwendeten hohen Massenströmen ($0,8 \leq W_{11}$ (kg/s) ≤ 11) mögliche Schwankungen in der Flüssigkeitsströmung das Auftreten der ersten intermittierenden dünnen Gasstrahlen erklären, die den Beginn des Gasmitrisses bestimmen. Das erklärt den geringfügig steigende Wert von K bei $v_{21} > 0$ (Abb. 30b). Die Versuche bei $v_{2g} > 0$ wurden mit $v_{11} = 0$ durchgeführt, deshalb ist keine Änderung von K zu beobachten (Abb. 30a).

Die ausgezogenen Kurven in den Abbn. 28a, 29 und 30b wurden qualitativ durch die Meßpunkte geführt.

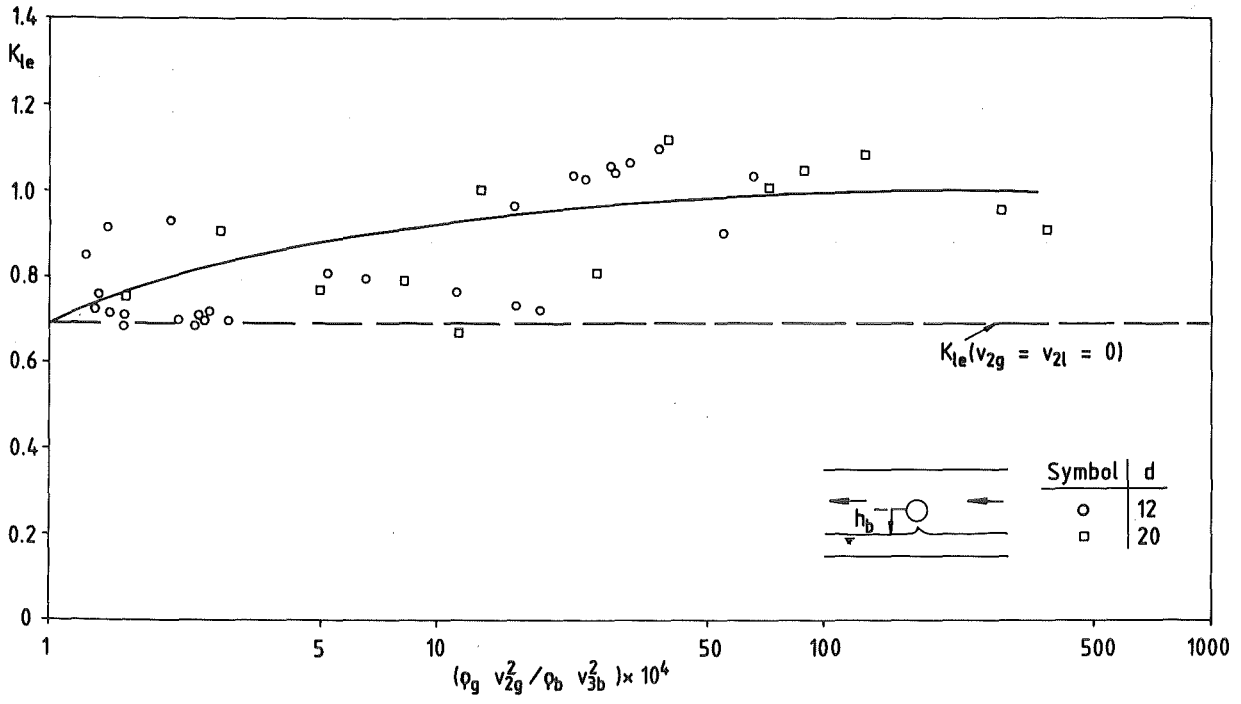


a) $v_{2g} \leq 2.1$ m/s; $v_{21} = 0$.

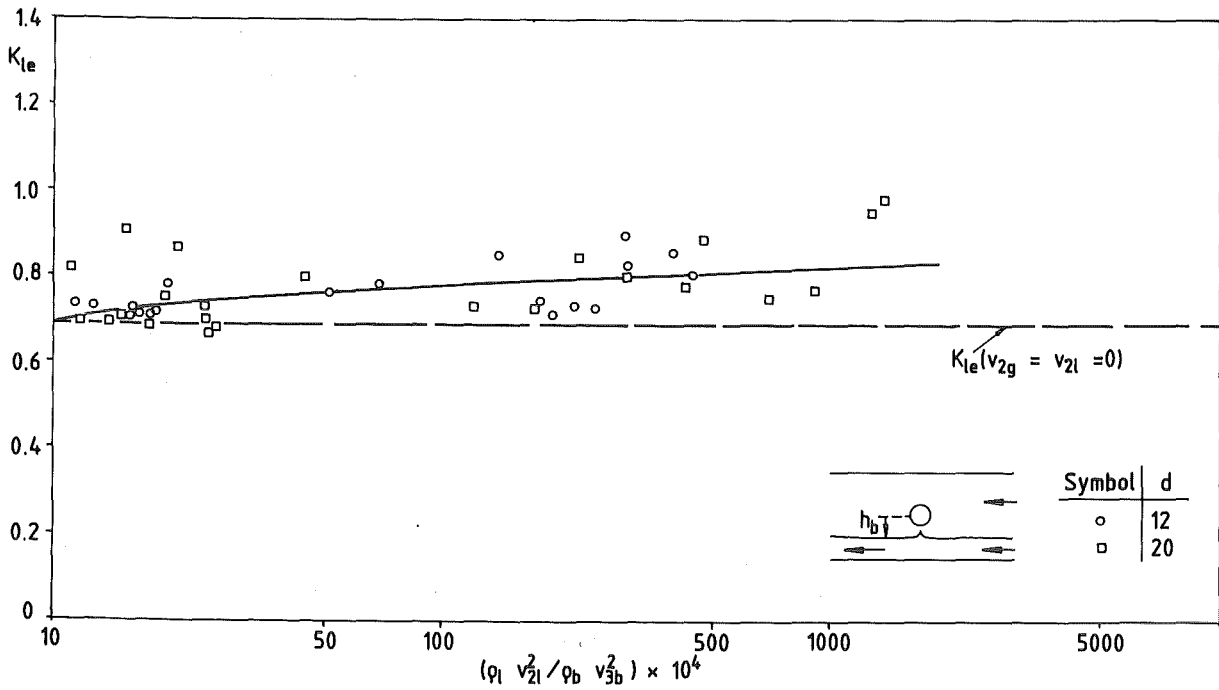


b) $v_{21} \leq 0.12$ m/s; $v_{2g} = 0$.

Abb. 28: Beginn des Flüssigkeitsmittrisses bei nach oben gerichtetem Abzweig und überlagerten Geschwindigkeiten.

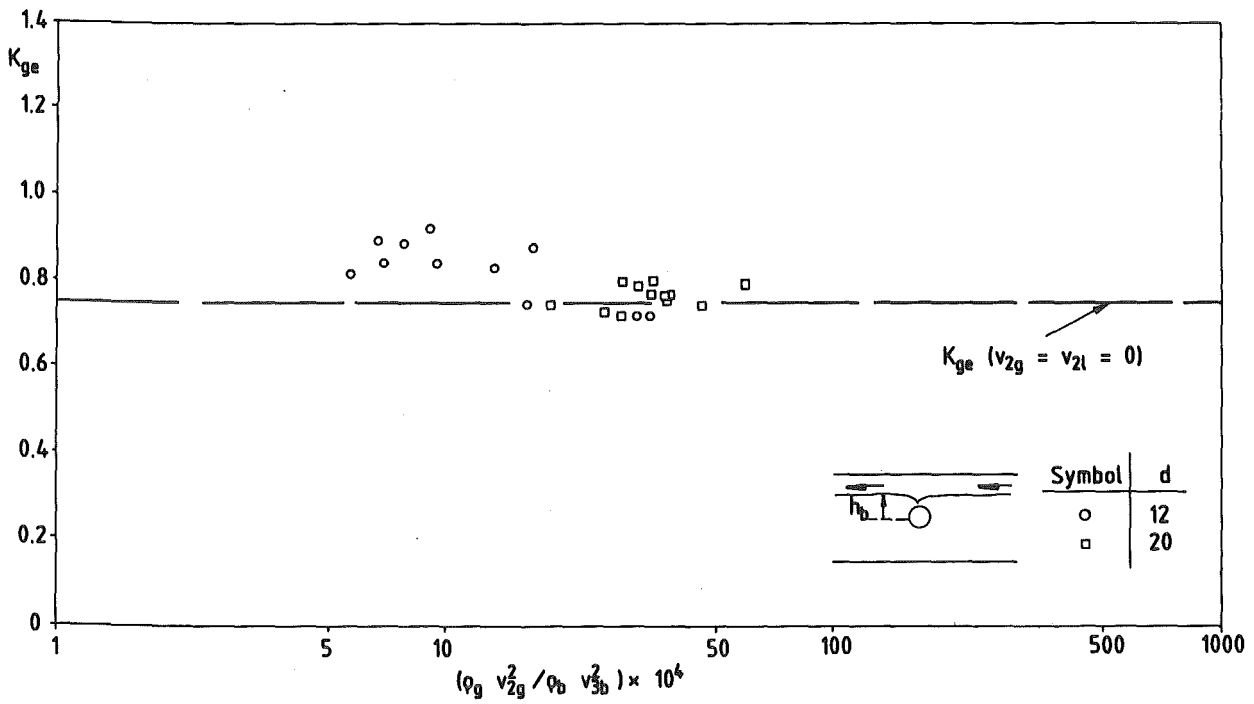


a) $v_{2g} \leq 1.6 \text{ m/s}; v_{21} = 0$

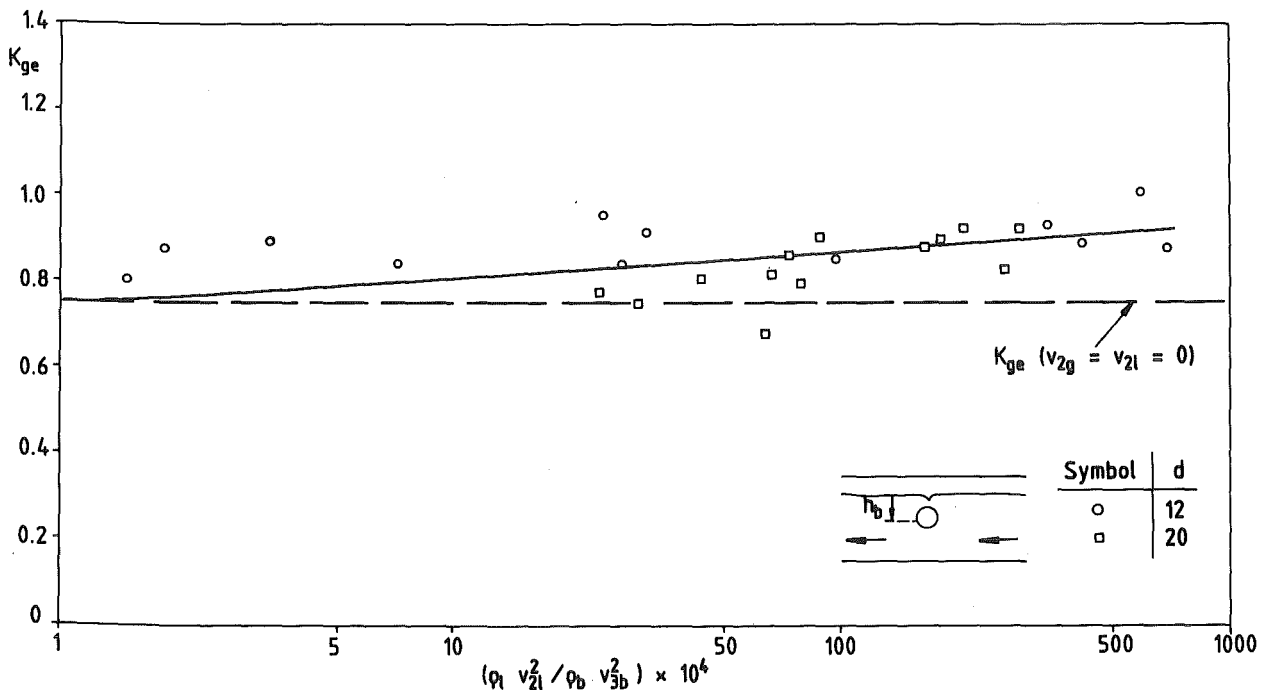


b) $v_{21} \leq 0.7 \text{ m/s}; v_{2g} = 0$

Abb. 29: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei waagerechtem Abzweig und überlagerten Geschwindigkeiten.



a) $v_{2g} \leq 1.9$ m/s; $v_{21} = 0$



b) $v_{21} \leq 0.5$ m/s; $v_{2g} = 0$.

Abb. 30: Beginn des Gasmittrisses bei waagrechttem Abzweig und überlagerten Geschwindigkeiten.

Die Ergebnisse in diesem Kapitel zeigen, daß verhältnismäßig niedrig überlagerte Geschwindigkeiten ($v_{2g} \leq 1$ m/s; $v_{21} \leq 0,1$ m/s) einen geringen Einfluß auf K ausüben. In Versuchen ohne überlagerte Geschwindigkeiten, für die immer $v_1 \ll v_3$ gilt, ist deshalb keine signifikante Veränderung von K zu erwarten, wenn der Zufluß auf 0 verringert wird. In diesem Fall könnten die Werte von K aus Tabelle 3 zusammen mit Gl. (5) zur Bestimmung des b.e. bei kleinen Ausströmöffnungen am Boden, an der Oberseite oder der Seite großer Behälter in denen der Impuls der Flüssigkeit vernachlässigbar ist, verwendet werden.

6. Dampfgehalt und Massenstromdichte im Abzweig

6.1 Einphasenströmung

Zur Bestimmung des einphasigen Massenstromes im Abzweig als Funktion der gesamten Druckdifferenz ΔP_{1-34} vernachlässigt man den Einfluß der Strömung parallel zum Hauptrohr und unterscheidet im Abzweig zwei verschiedene Zonen (Abb. 31): eine Beschleunigungszone mit Ausbildung einer vena contracta und anschließend eine Reibungszone bis zum Ende des Abzweigs.

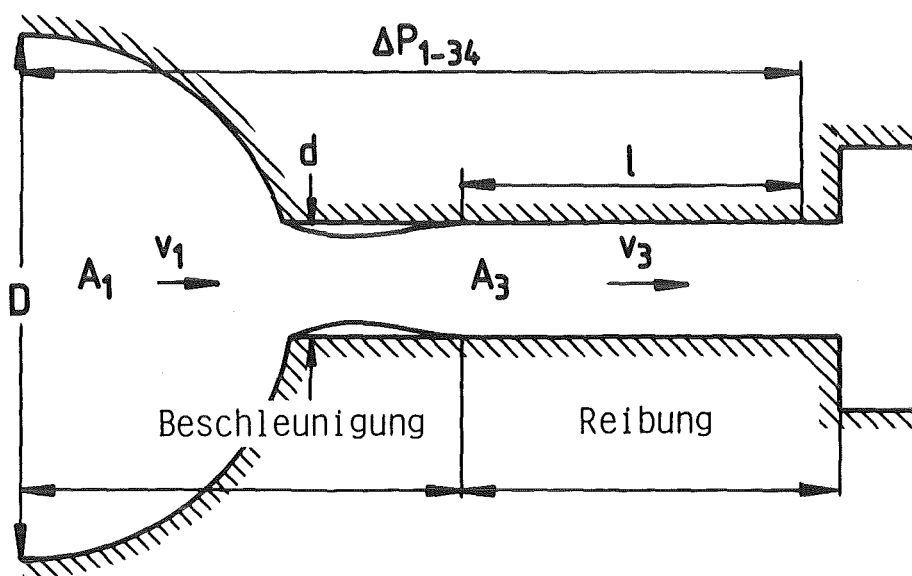


Abb. 31 Beschleunigungs- und Reibungszone im Abzweig

Die gesamte Druckdifferenz ΔP_{1-34} läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$\Delta P_{1-34} = \Delta P_{rev} + \Delta P_{irrev} \quad (28)$$

Das Term ΔP_{rev} steht für den gesamten reversiblen Druckabfall aufgrund der Beschleunigung des Fluids und ist gegeben durch

$$\Delta P_{rev} = \frac{1}{2\rho} (G_3^2 - G_1^2) \quad (29)$$

Für ein Durchmesser Verhältnis $d/D \ll 1$ ($G_1 \ll G_3$) reduziert sich die Gl. (29) zu:

$$\Delta P_{rev} = \frac{1}{2} \frac{G_3^2}{\rho} \quad (30)$$

Das Term ΔP_{irrev} in Gl. (28) stellt den Druckverlust aufgrund der irreversiblen Prozesse in der Beschleunigungs- und der Reibungszone dar:

$$\Delta P_{irrev} = \left(K_c + \frac{4l}{d} f \right) \frac{1}{2} \frac{G_3^2}{\rho} \quad (31)$$

wobei K_c und f empirische Koeffizienten sind, die der Beschleunigungs-, bzw. der Reibungszone entsprechen. Die Länge l ist in Abb. 31 definiert.

Für plötzliche Einschnürungen bei scharfkantigen Eintrittsöffnungen und $A_3/A_1 \rightarrow 0$ schlägt Weisbach /30/ den Wert 0,5 für den Koeffizienten K_c vor. Für den Reibungskoeffizienten f gibt es viele Korrelationen. Ein besonders häufig verwandter Ausdruck für $3 \times 10^3 < Re < 3 \times 10^6$ wurde von Drew u.a. /31/ angegeben:

$$f = 0,0014 + 0,125 Re^{-0,32} \quad (32)$$

Für typische Werte der vorliegenden Experimente ($l = 50$ mm; $d = 12$ mm; $Re = 7,5 \times 10^4$) folgt $4 l f/d \approx 0,1$. Somit ergibt Gl. (31):

$$\Delta P_{irrev} \approx 0,3 \frac{G_3^2}{\rho} \quad (33)$$

Setzt man Gl. (33) und Gl. (29) in Gl. (28) ein, so beträgt die gesamte Druckdifferenz im Abzweig:

$$\Delta P_{1-34} = 0,8 \frac{G_3^2}{\rho} \quad (34)$$

Das liefert schließlich für die inkompressible Massenstromdichte:

$$G_3 = 1,12 \sqrt{\rho \Delta P_{1-34}} \quad (35)$$

Im folgenden wurde jedoch ein Ausdruck in der Form

$$G_3 = \zeta \sqrt{\rho \Delta P_{1-34}} \quad (36)$$

verwendet, wobei der Durchflußkoeffizient ζ experimentell bestimmt wurde.

Obwohl ζ leicht abhängig von der Reynoldszahl und der Rauigkeit ist (vgl. z.B. Streeter /32/), kann diese Abhängigkeit in erster Näherung vernachlässigt werden.

Der oben dargestellte Ansatz läßt sich auch auf kompressible Fluide erweitern, wenn die rechte Seite von Gl. (36) mit dem Expansionskoeffizienten ϵ für Gase multipliziert wird, dann ergibt sich

$$G_3 = \zeta \epsilon \sqrt{\rho \Delta p_{1-34}} \quad (37)$$

wobei die Beziehung für ϵ aus VDI 2040 /33/ entnommen wurde:

$$\epsilon = 1 - \left[0,3707 + 0,3184 \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{1/\kappa} \right]^{0,935} \quad (38)$$

Dabei beträgt der Isentropenkoeffizient für Luft $\kappa = 0,4$.

Mit Hilfe von Gl. (37) wurde der Durchflußkoeffizient ζ für Wasser und unterkritische Luftströmung durch Abzweige mit verschiedenen Durchmessern bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 32 in Abhängigkeit der Reynoldszahl dargestellt.

Im untersuchten Bereich läßt sich für ζ keine signifikante Abhängigkeit von der Reynoldszahl feststellen. Ein geringer Unterschied besteht zwischen den Ergebnissen für Luftströmung und denen für Wasserströmung; im folgenden wurde ein Mittelwert für jeden Durchmesser verwendet, wie in Tabelle 4 aufgeführt ist:

d (mm)	6	8	12	20
ζ	0.905	0.949	0.990	0.968
σ (%)	8	17	6	16

Tabelle 4 Unterkritischer einphasiger Durchflußkoeffizient für Abzweige mit verschiedenen Durchmessern

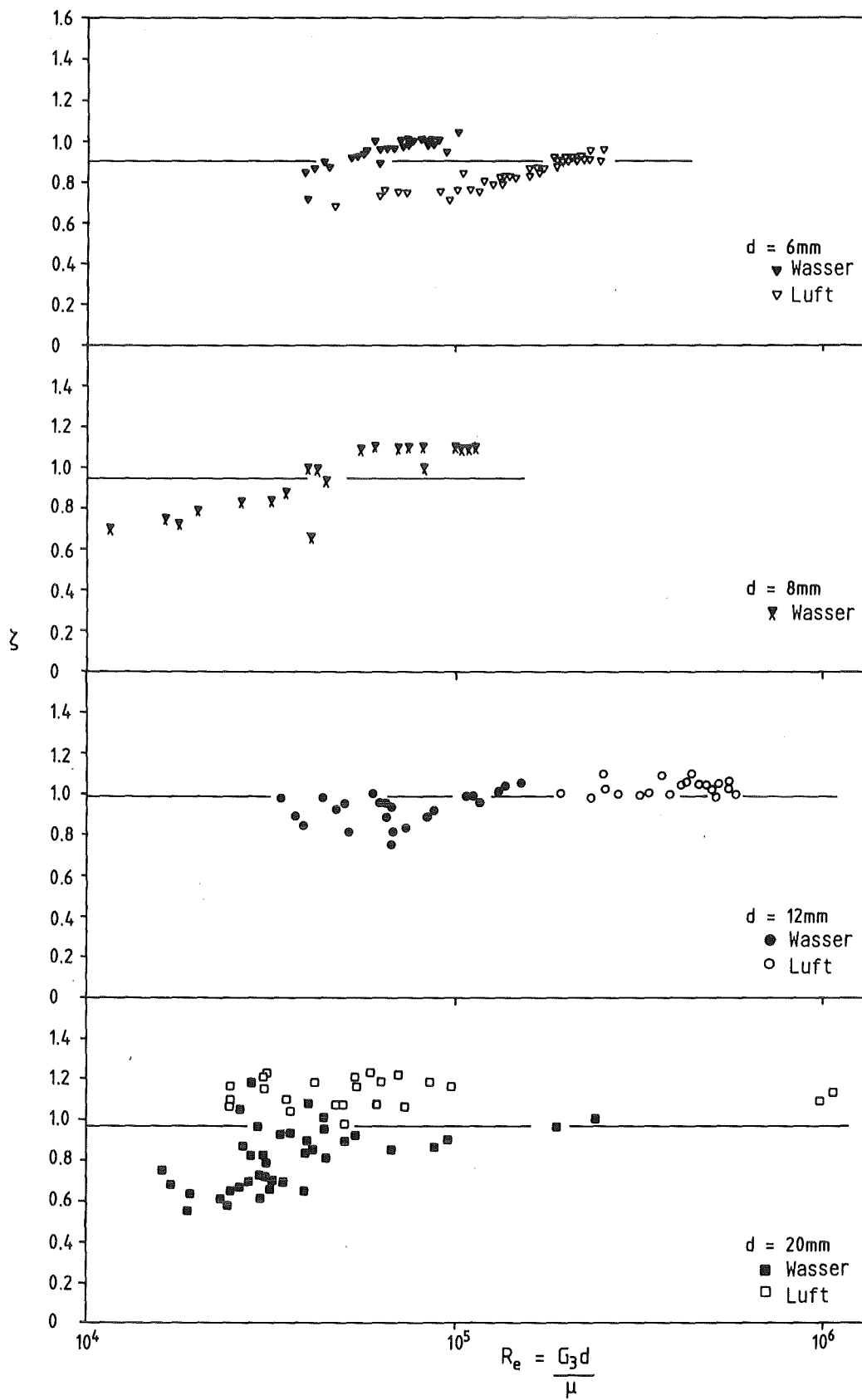


Abb. 32: Durchflußkoeffizient ζ für einphasige unterkritische Strömung in Abzweigen mit verschiedenen Durchmessern als Funktion der Reynoldszahl.

Die unterschiedlichen Werte von ζ lassen sich auf geringe Unterschiede in der Eingangsgeometrie (z.B. unterschiedliche Verhältnisse von Rundungsradius zu Durchmesser) zurückführen.

6.2 Zweiphasenströmung

6.2.1 Verallgemeinerte Darstellung der Daten

Zur Darstellung der Daten für Flüssigkeits- oder Gasmitriß wurde das bereits in /17, 18/ beschriebene Verfahren angewandt: Die gemessenen Werte von h und G_3 wurden mit h_b bzw. G_{3b} normalisiert, die mit dem während des Mitrißes gemessenen P_1 und ΔP_{1-34} berechnet worden waren. Da bei Beginn des Mitrißes im Abzweig eine Einphasenströmung angenommen werden kann, wurde der Parameter G_{3b} folgendermaßen berechnet:

$$G_{3b} = \zeta \varepsilon \sqrt{\rho_b \Delta P_{1-34}} \quad . \quad (39)$$

Ein ähnlicher Ausdruck gilt für W_{3b} :

$$W_{3b} = \zeta \varepsilon A_3 \sqrt{\rho_b \Delta P_{1-34}} \quad , \quad (40)$$

wobei A_3 die Querschnittsfläche des Abzweigs ist. Durch Einsetzen von Gl. (40) in Gl. (5) ergibt sich der Parameter h_b zu

$$h_b = \frac{K (\zeta \varepsilon A_3)^{0,4}}{g^{0,2}} \left(\frac{\Delta P_{1-34}}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0,2} \quad . \quad (41)$$

6.2.2 Versuchsergebnisse

6.2.2.1 Nach unten gerichteter Abzweig

Zur normalisierten Darstellung der Daten für den Gasmitriß bei wirbelbehafteter und wirbelfreier Strömung wurde der Parameter h_b (Gl. (41)) mit dem K -Wert berechnet, der dem b.g.e. bei der entsprechenden Strömungskonfiguration entspricht: Für die wirbelbehaftete Strömung wurde der Wert $K = 2$ aus Tabelle 3 verwendet. Bei wirbelfreiem Mitriß, (bei $v_{21} > 0$ oder nach dem Übergang von wirbelbehafteter zu wirbelfreier Strömung bei $v_{21} = 0$) wurde h_b mit dem Wert $K = 1,17$ berechnet. Ergebnisse, die auch Daten aus /17, 18/ einschließen, sind in Abb. 33-34 dargestellt.

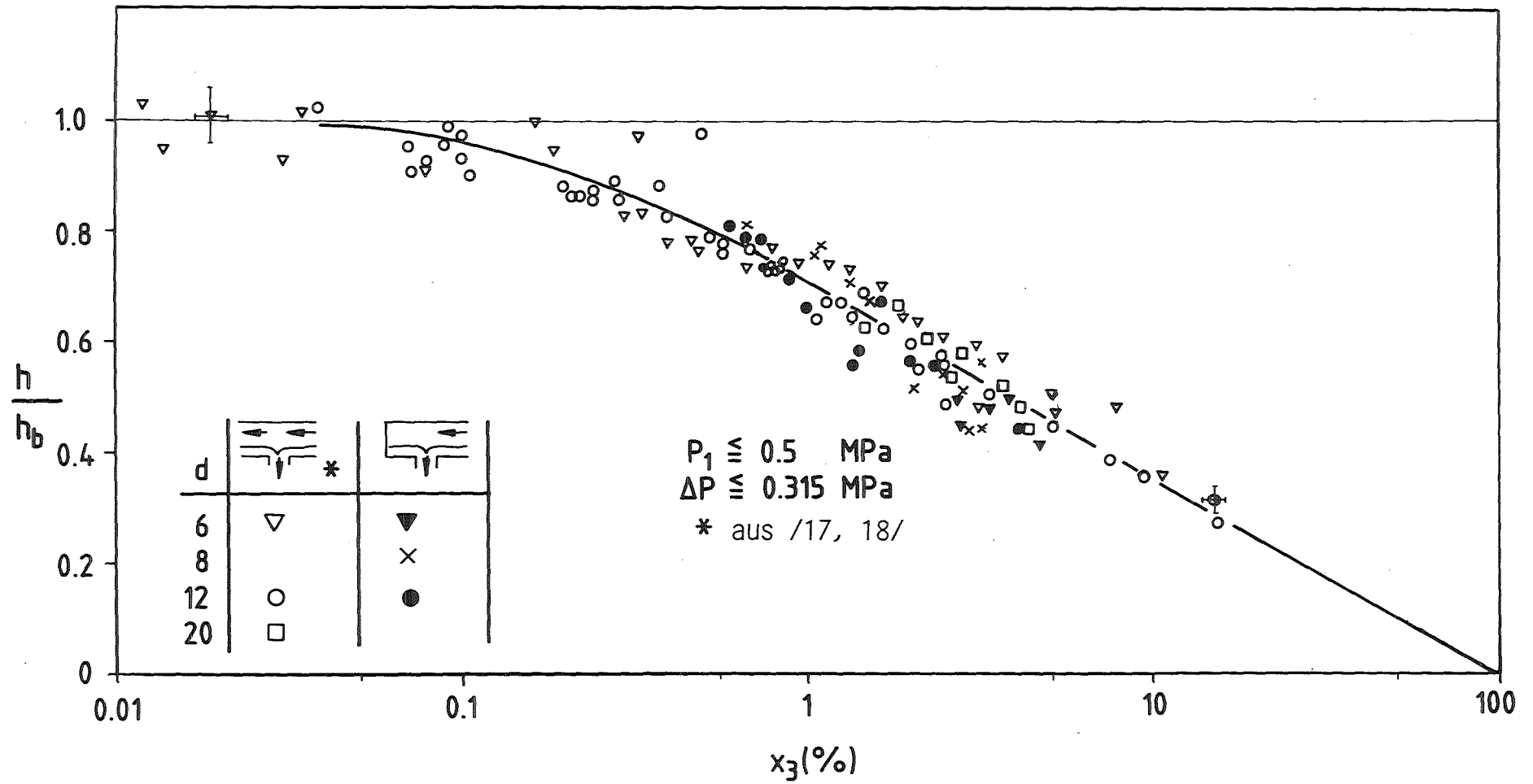


Abb. 33: Gasmitriß bei nach unten gerichtetem Abzweig: dimensionslose Wasser-
 spiegelhöhe h/h_b als Funktion des Dampfgehalts x_3 .

Mit Hilfe verschiedener Symbole wird zwischen Experimenten mit und ohne überlagerten Geschwindigkeiten unterschieden. Die in Abb. 33 eingezeichnete Kurve wurde mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung bestimmt (vgl. Kap. 6.2.3.2). Die Kurve in Abb. 34 wurde qualitativ durch die Meßpunkte gezogen.

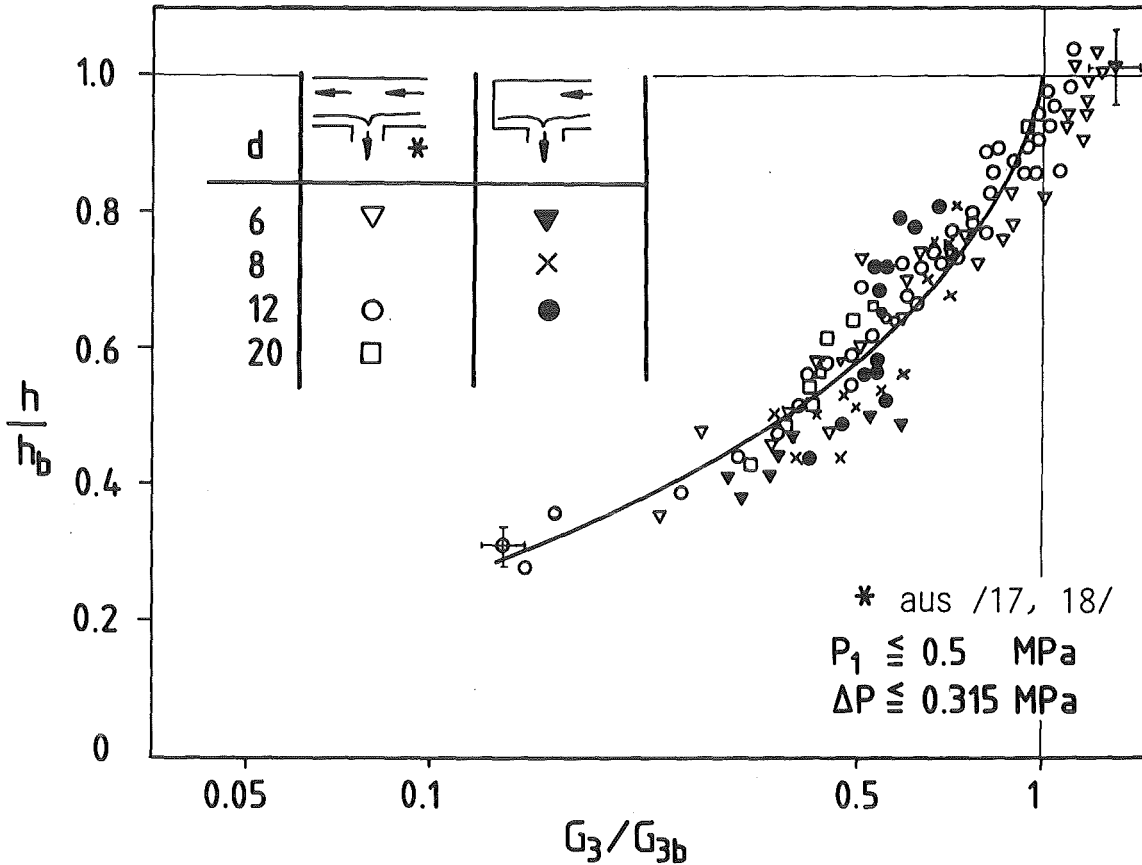
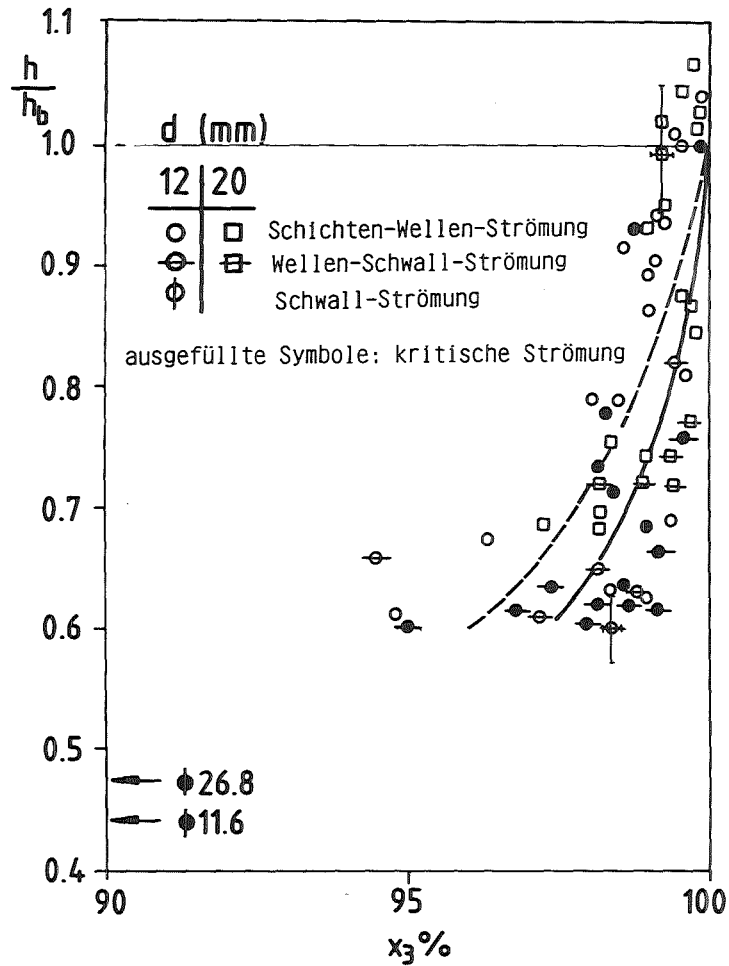


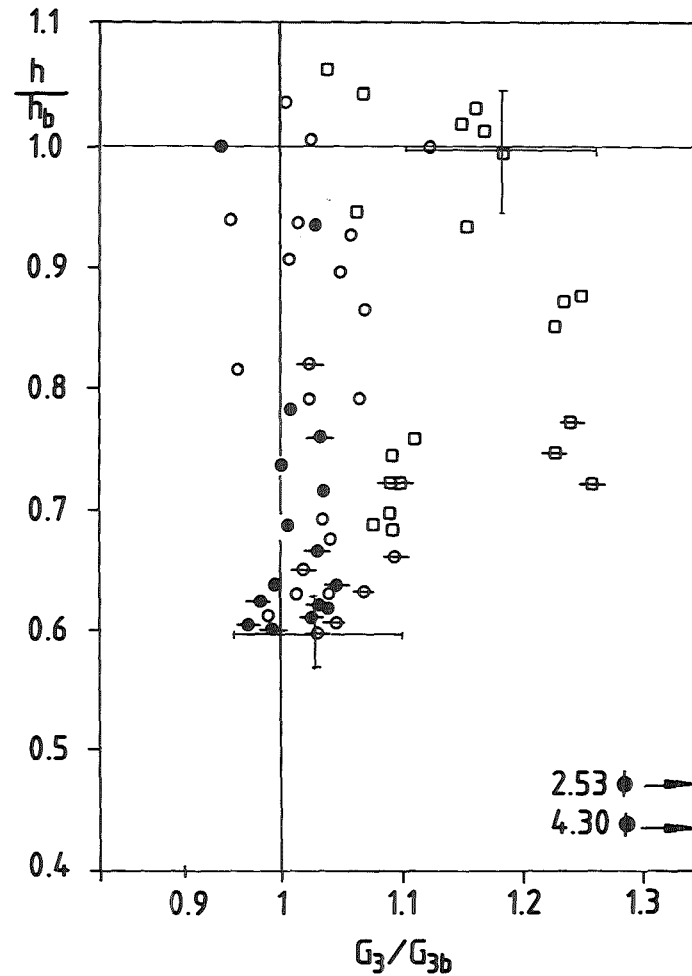
Abb. 34 Gasmitriß bei nach unten gerichtetem Abzweig: dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion der normalisierten Massenstromdichte im Abzweig G_3/G_{3b}

6.2.2.2 Nach oben gerichteter Abzweig

Abb. 35 zeigt Ergebnisse für $v_{2g} = 0$ ($K = 1,67$): Beginnend mit $h/h_b = 1$ ist bei abnehmenden Werten die Änderung des Dampfgehaltes relativ klein bis ein plötzlicher Abfall bei $h/h_b \approx 0,6$ aufgrund des Übergangs von der Schichten- zur Schwallströmung erfolgt. Die geringfügige Abnahme von x_3 bei Vorhandensein von Schichtenströmung ist auf die radiale Geschwindigkeitskomponente der Tröpfchen zurückzuführen. Aufgrund des Dralles der Gasströmung, wie in Kap. 4.2 beschrieben, werden die Tröpfchen daran gehindert, den Abzweigseintritt zu erreichen. Dampfgehalte von rund 100 % bedingen den Wert $G_3/G_{3b} \approx 1$ in



a) dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion des Dampfgehaltes x_3



b) dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion der normalisierten Massenstromdichte G_3/G_{3b}

Abb. 35: Flüssigkeitsmitriß bei nach oben gerichtetem Abzweig.

Abb. 35b. Zu einer starken Zunahme von G_3/G_{3b} kommt es wiederum, wenn die Schwallströmung erreicht wird.

Abb. 35 enthält auch Versuchspunkte bei kritischer Strömung im Abzweig, für die h_b und G_{3b} mit der kritischen Druckdifferenz: $\Delta P_{1-34} = P_1 - P_{34crit} \approx 0,47 P_1$ berechnet wurde; es zeigt sich kein signifikanter Einfluß. Das zur Zeichnung der punktierten Kurve in Abb. 35a verwendete Kriterium wird in Kap. 6.2.3.3 näher erläutert.

Bei dem typischen Wert $x_3 = 99 \%$ (siehe Abb. 35a) ergibt sich ein maximaler Fehler von 0,27 % für x_3 und 7,4 % für G_3/G_{3b} (vgl. Anhang A1). Die Streuung der Meßdaten, die ausgeprägter ist als die von den Meßfehlern erzeugte Streuung, ist auf die Schwankungen des Flüssigkeitsmitrisses bei verschiedenen Strömungsformen zurückzuführen (vgl. Kap. 4.2).

Wie die Ergebnisse für den Flüssigkeitsmitriß bei nach oben gerichtetem Abzweig zeigen, kann in erster Näherung angenommen werden, daß nur Gas durch den Abzweig strömt, solange im Hauptrohr Schichtenströmung vorhanden ist.

6.2.2.3 Waagerechter Abzweig

Der Abstand zur Wasseroberfläche wurde von der Achse des Abzweigs aus gemessen, wobei für Wasserspiegelhöhen unterhalb der Achse h als negativ betrachtet wurde; somit entsprechen Punkte mit $h > 0$ dem g.e. und Punkte mit $h < 0$ dem l.e..

Abb. 36 zeigt die normalisierte Wasserspiegelhöhe im Bereich $-1 < h/h_b < 1$ in Abhängigkeit vom gemessenen Dampfgehalt. Die Daten für die verschiedenen Werte ΔP_{1-34} und Abzweigdurchmesser werden wieder von einer einzigen Kurve gut wiedergegeben. Auf einer logarithmischen Skala für den Dampfgehalt liegt der Wert $x_3 = 0$ bei minus unendlich auf der waagerechten Achse; allerdings in halblogarithmischer Auftragung ist die Kurve in guter Näherung über einen weiten Bereich von Dampfgehalten eine Gerade. Das zur Anpassung der Daten verwandte Kriterium wird im nächsten Kapitel erklärt.

Abb. 37 zeigt die Abhängigkeit von h/h_b von G_3/G_{3b} . Die sehr unterschiedlichen Werte von G_{3b} für Flüssigkeits- und Gasmitriß (siehe Gl. (39)) bestimmen den Sprung bei $h = 0$.

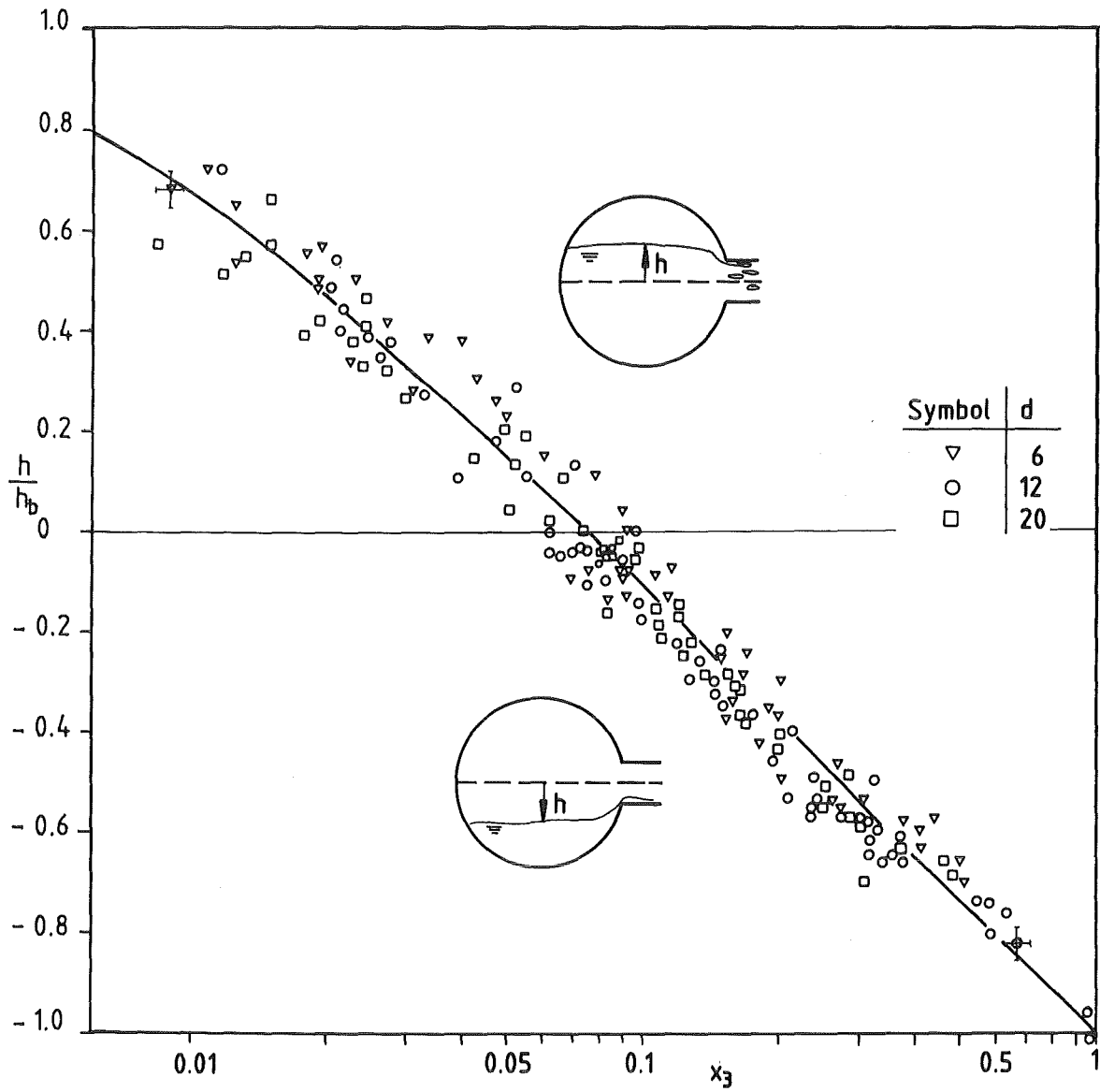


Abb. 36: Gas und Flüssigkeitsmitriß im waagerechten Abzweig: dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion des Dampfgehalts x_3 .

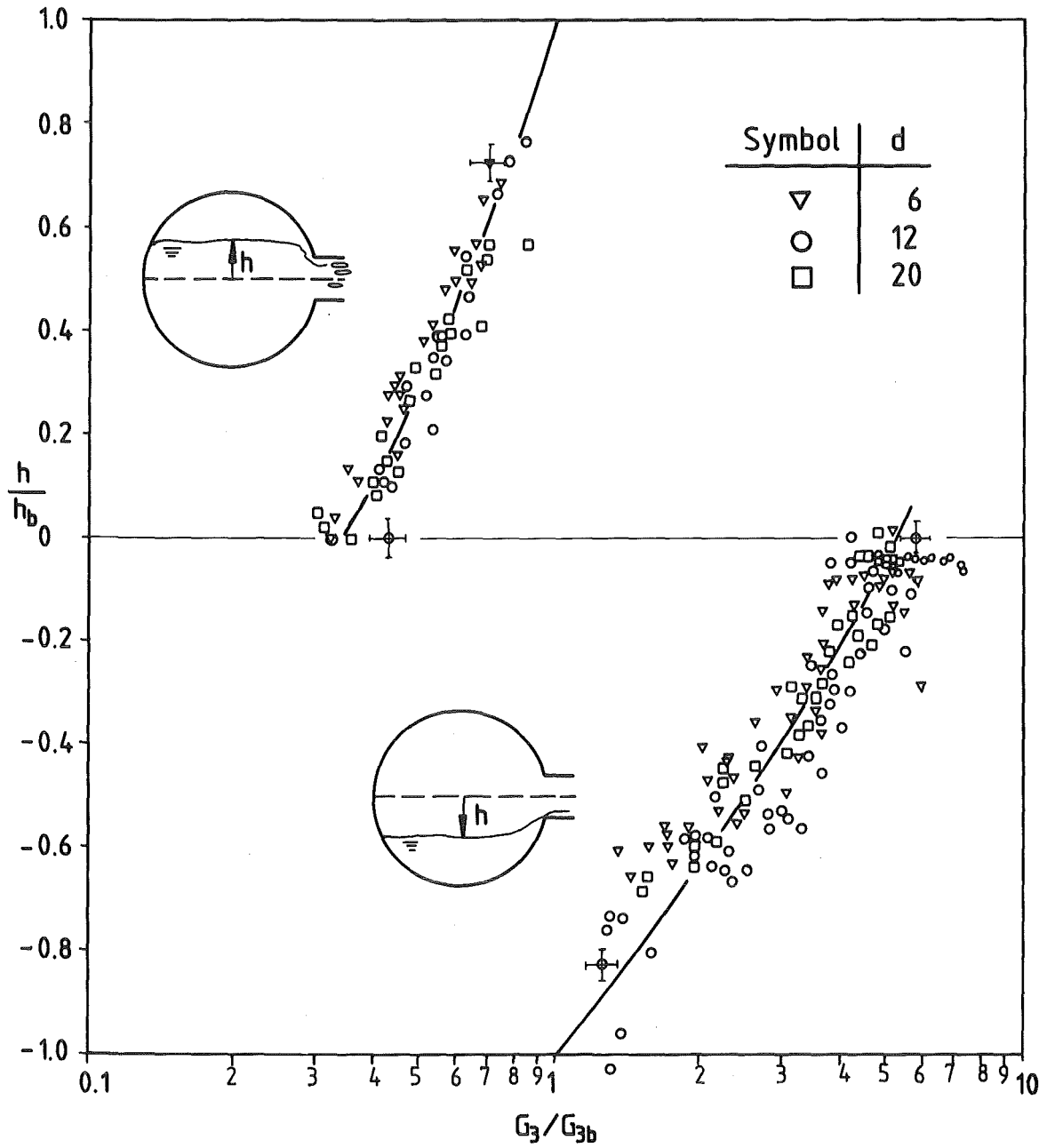


Abb. 37: Gas und Flüssigkeitsmitriß im waagerechten Abzweig: dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion der normalisierten Massenstromdichte G_3/G_{3b} .

6.2.3 Korrelationen für den Dampfgehalt im Abzweig

6.2.3.1 Waagerechter Abzweig

Die Daten für den Flüssigkeits- und Gasmitriß wurden mit folgender Beziehung angepaßt:

$$x_3 = x_0 \left(1 + C \frac{h}{h_b}\right) \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h}{h_b} \left(1 + \frac{h}{h_b}\right) x_0 \left(1 - \frac{h}{h_b}\right)\right]^{0,5} \quad (42)$$

wobei x_0 den Dampfgehalt für $h = 0$ darstellt. Zur Aufstellung dieser Korrelation wurde zunächst die lineare Abhängigkeit von h/h_b von $\log x_3$ ausgenutzt, wie sie die Ergebnisse in Abb. 36 nahelegen. Als nächstes wurde der Klammerausdruck eingeführt, um einen gegen null tendierenden Dampfgehalt für einen gegen eins tendierenden Wert h/h_b zu erhalten. Der Koeffizient C beschreibt die Veränderung des Parameters h_b beim Übergang von Flüssigkeits- zu Gasmitriß (siehe Gl. (41)). Somit ist für l.e. ($h/h_b < 0$) $C = 1$ und für g.e. ($h/h_b > 0$) $C = h_{b.g.e.}/h_{b.l.e.}$. Mit Hilfe von Gl. (41) und einem typischen Wert $\epsilon_{\text{Luft}} = 0,96$ sowie den in Tabelle 3 aufgeführten Werten für K ergibt sich der Koeffizient für g.e. zu $C = 1,09$.

Der Wert von x_0 in Gl. (42) hängt von den Fluidichten ab, und zu einer allgemeinen Korrelation muß deshalb x_0 in Abhängigkeit von diesen Variablen ausgedrückt werden.

Es wurde ein einfaches Modell für x_0 unter Voraussetzung der in Abb. 3 gezeigten Bedingungen entwickelt: Das Hauptrohr ist bis zur Abzweigachse mit Wasser gefüllt ($h = 0$); u_g und u_l stellen die Phasengeschwindigkeit des Gases bzw. der Flüssigkeit am Abzweigeintritt dar.

Unter der Annahme, daß bei $h = 0$ beide Phasen

- a) denselben Beschleunigungsdruckabfall und
- b) dieselbe Querschnittsfläche ($\alpha = 0,5$)

besitzen, gilt:

$$\Delta P_{\text{acc}} = \frac{1}{2} \rho_g u_g^2 = \frac{1}{2} \rho_l u_l^2 \quad (43)$$

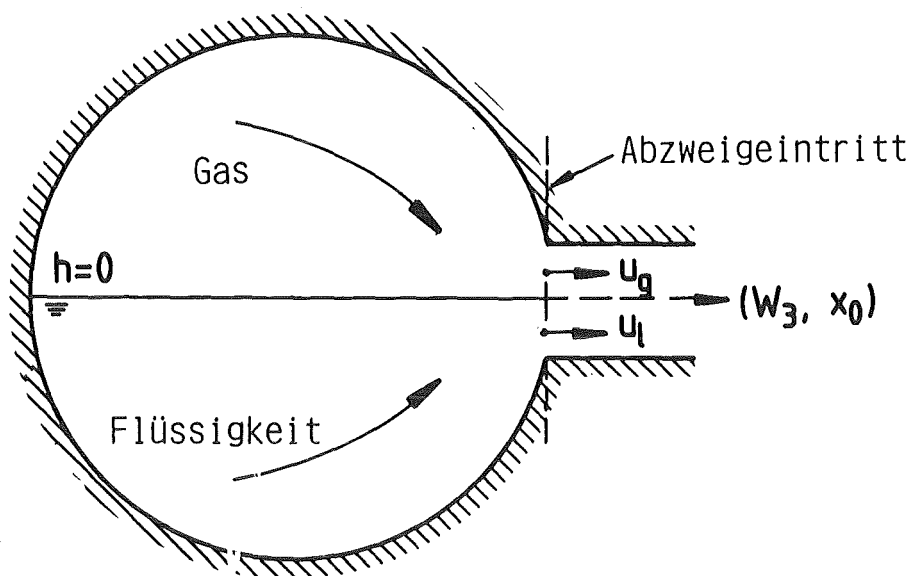


Abb. 38 Bedingungen im Abzweigeintritt für die Wasserspiegelhöhe $h = 0$

Für $\alpha = 0,5$ gilt: $\alpha \rho_g u_g = G_{3g} = W_{3g}/A_3$ und $\alpha \rho_l u_l = G_{3l} = W_{3l}/A_3$. Folglich läßt sich Gl. (43) folgendermaßen umschreiben:

$$\frac{W_{3l}}{W_{3g}} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,5} \quad (44)$$

was in Verbindung mit der Definition $x_3 = (1 + W_{3l}/W_{3g})^{-1}$ ergibt:

$$x_0 = \frac{1}{1 + (\rho_l/\rho_g)^{0,5}} \quad (45)$$

Spezielle Experimente zur Bestimmung von x_0 ergaben Werte, die etwa 15 % über den mit Gl. (45) berechneten Werten lagen, unabhängig von P_1 , ΔP_{1-34} und d . Diese Abweichung ist nicht überraschend, wenn man die Komplexität der Strömungsvorgänge in Betracht zieht. Die endgültige Korrelation, die zur Bestimmung des Dampfgehalts (x_{3pr}) in waagerechten Abzweige vorgeschlagen wird, lautet dann:

$$x_{3pr} = \left[\frac{1,15}{1 + (\rho_l/\rho_g)^{0,5}} \right]^{(1 + C \frac{L}{h_b})} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{L}{h_b} \left(1 + \frac{L}{h_b} \right) \left(\frac{1,15}{1 + (\rho_l/\rho_g)^{0,5}} \right)^{(1 - \frac{L}{h_b})} \right]^{0,5} \quad (46)$$

wobei

$$C = \begin{cases} 1 & \text{für l.e. } (h/h_b \leq 0) \\ 1.09 & \text{für g.e. } (h/h_b \geq 0) \end{cases}$$

Abb. 39 zeigt das Verhältnis zwischen gemessenem und berechnetem Dampfgehalt (x_3/x_{3pr}) in Abhängigkeit von P_1 . Die Werte liegen um den Wert 1; eine ausgeprägte Abhängigkeit von P_1 wird nicht beobachtet.

Abb. 40 zeigt dasselbe Verhältnis in Abhängigkeit von h/h_b . Auch hier wurde wiederum eine verhältnismäßig symmetrische Verteilung sowohl für den Gas- als auch für den Flüssigkeitsmitriß erhalten. Die Standardabweichung der Daten beträgt $\sigma = 19\%$.

6.2.3.2 Nach unten gerichteter Abzweig

Für den nach unten gerichteten Abzweig wurde h vom Boden des waagerechten Rohres aus gemessen; das ergibt einen Dampfgehalt $x_3 \rightarrow 1$ für $h \rightarrow 0$. Die Korrelation nach Gl. (46) wurde so verändert, daß sie dieser Bedingung genügt, und die Daten in Abb. (33) wurden mit folgendem Ausdruck angepaßt:

$$x_{3pr} = \left(\frac{1,15}{1 + (p_e/p_g)^{0,5}} \right)^{2,5 \frac{h}{h_b}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h}{h_b} \left(1 + \frac{h}{h_b} \right) \left(\frac{1,15}{1 + (p_e/p_g)^{0,5}} \right)^{\left(1 - \frac{h}{h_b} \right)} \right]^{0,5} \quad (47)$$

wobei der Exponent 2,5 mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung (minimaler mittlerer quadratischer Fehler) bestimmt wurde.

Abbildung 41 zeigt das Verhältnis x_3/x_{3pr} in Abhängigkeit von h/h_b für g.e.. Die erhebliche Streuung der Werte bei $h/h_b > 0,9$, wo der relative Fehler des Dampfgehaltes bis zu 20 % werden kann, ist auf die praktisch horizontal verlaufende Kurve bei kleinen Dampfgehalten zurückzuführen (siehe Abb. 33). Bei $x_3 < 0,1\%$ ($h/h_b > 0,9$) kann ein Fehler von $\pm 5\%$ in h/h_b zu einem Fehler größer als 100 % in x_{3pr} führen. Im allgemeinen zeigt sich jedoch eine symmetrische Verteilung der Daten um $x_3/x_{3pr} = 1$. Für $h/h_b < 0,9$ ist die Standardabweichung $\sigma = 30\%$.

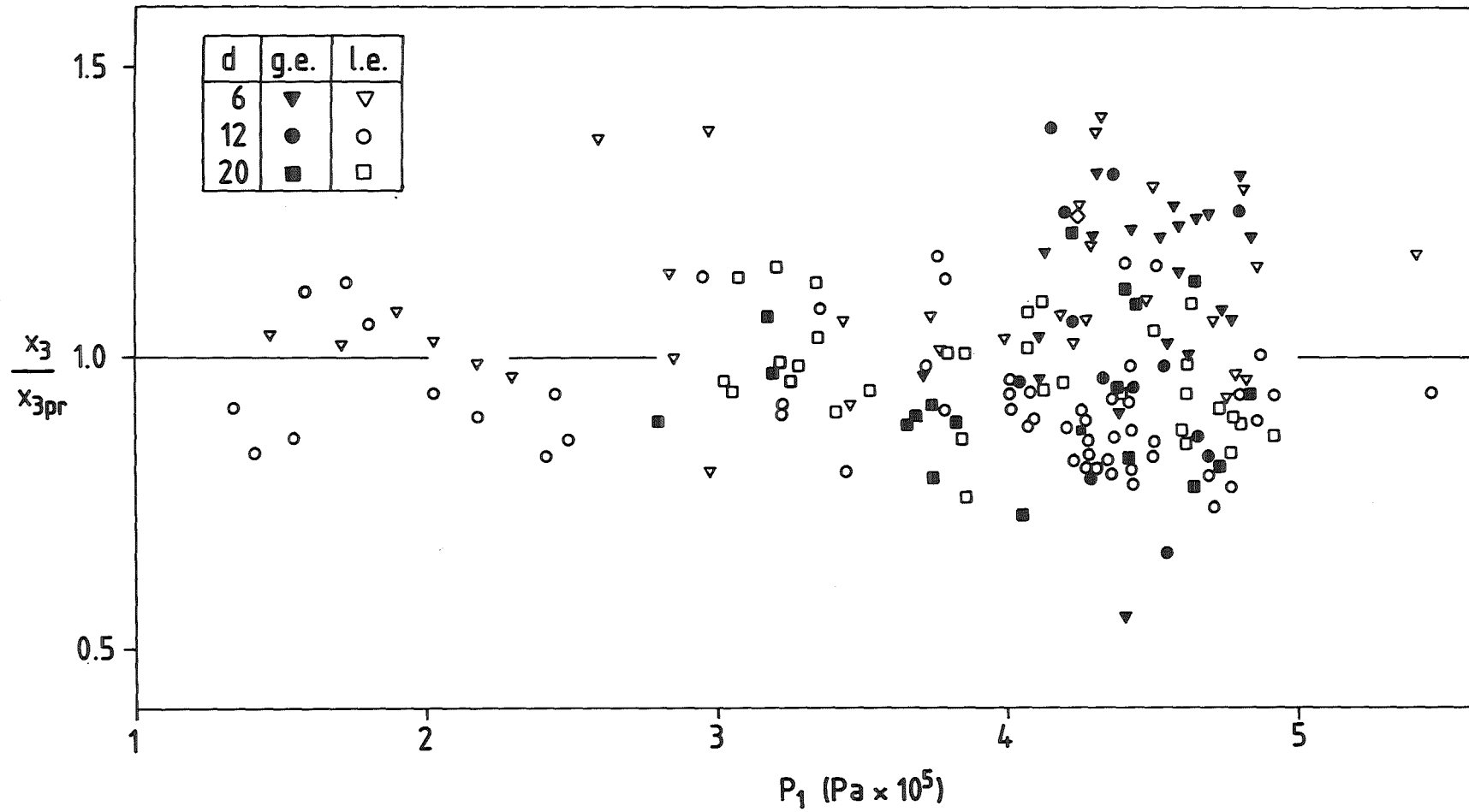


Abb. 39: Verhältnis des gemessenen zu berechnetem Dampfgehalts im waagerechten Abzweig als Funktion des Systemdruckes P_1 .

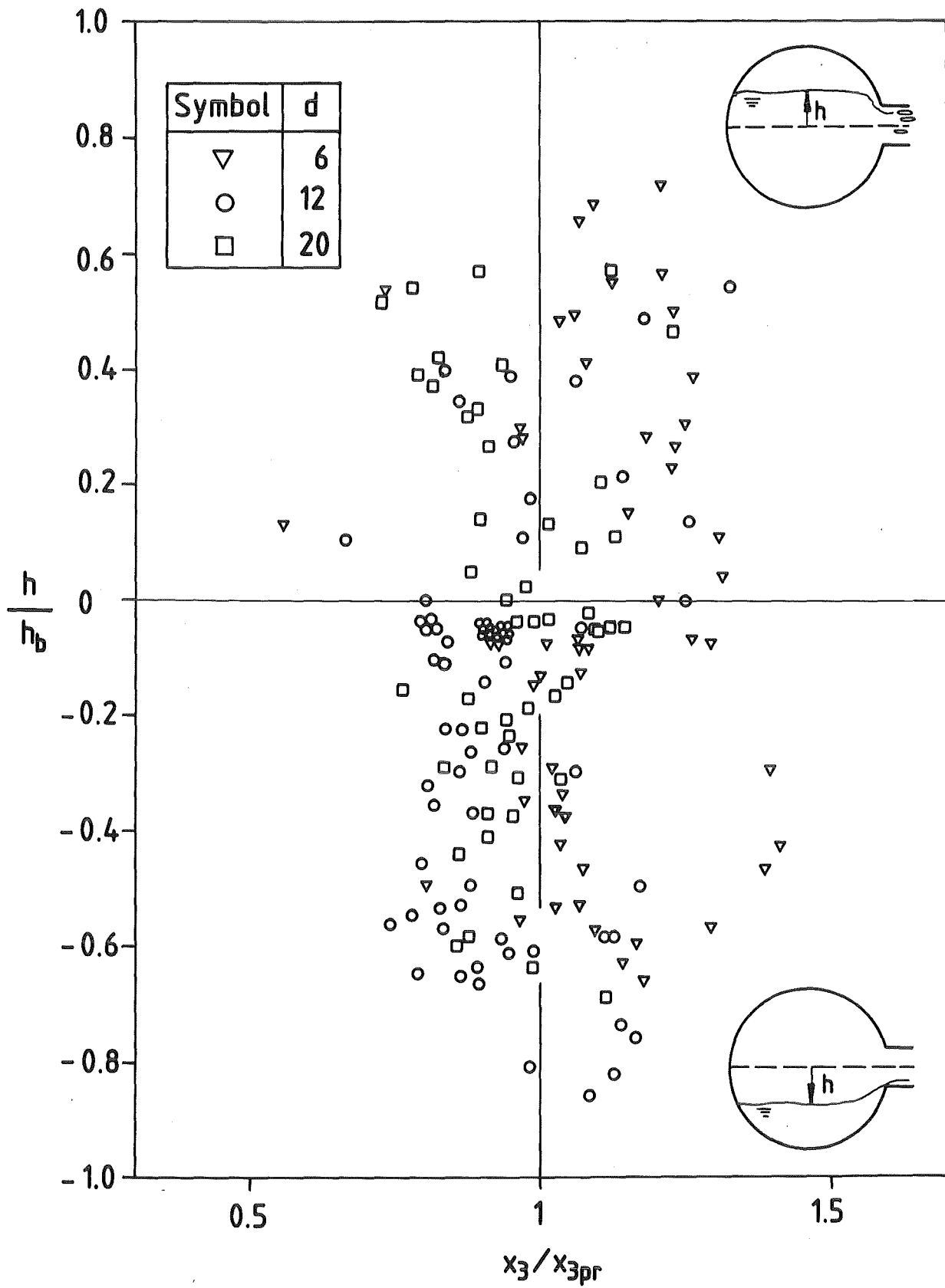


Abb. 40: Dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion des Verhältnisses von gemessenem zu berechnetem Dampfgehalt bei waagrechttem Abzweig.

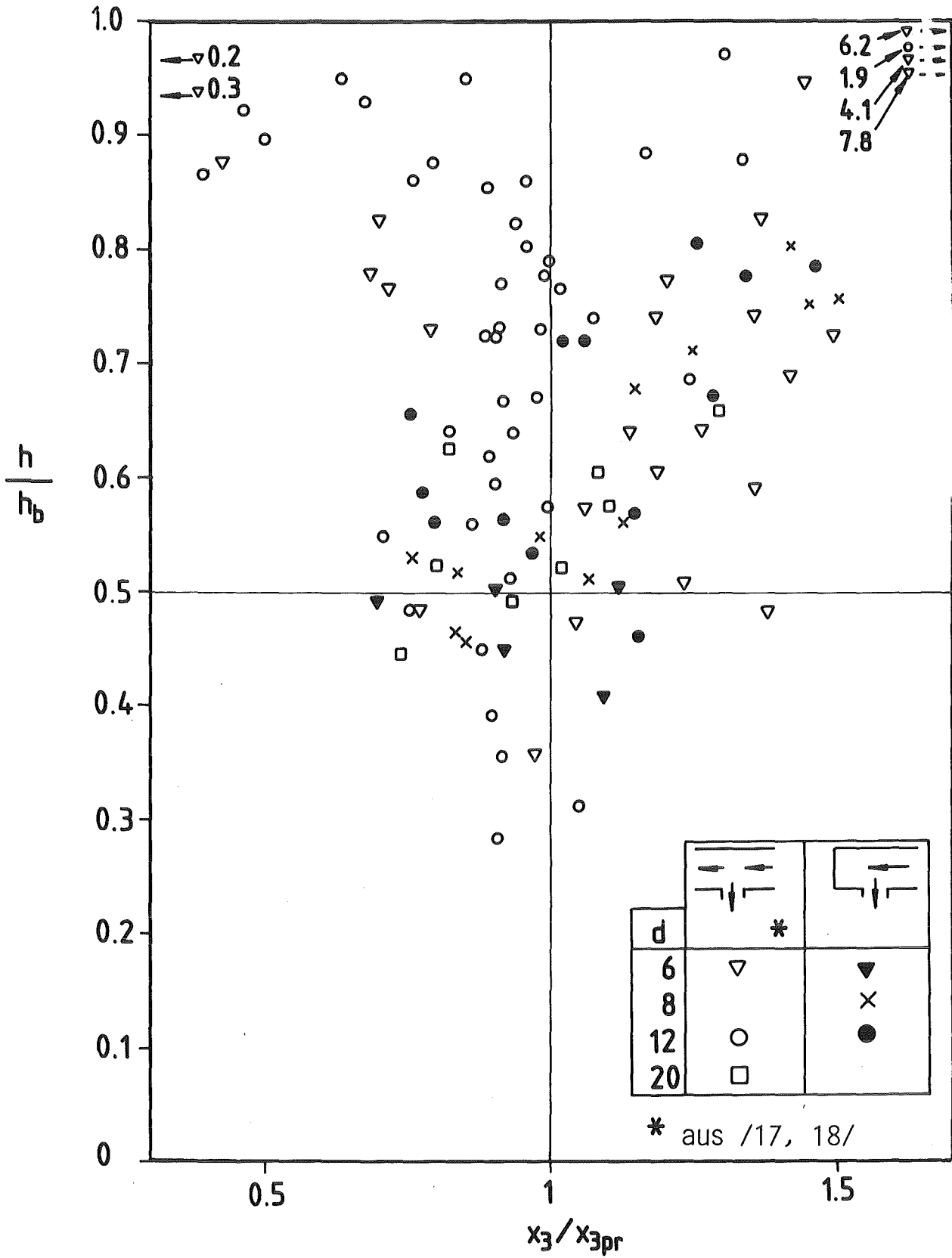


Abb. 41: Dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion des Verhältnisses von gemessenem zu berechnetem Dampfgehalt bei nach unten gerichtetem Abzweig.

6.2.3.3 Nach oben gerichteter Abzweig

Der l.e. bei nach oben gerichtetem Abzweig wird in einer ähnlichen Weise wie der g.e. bei nach unten gerichtetem Abzweig behandelt, indem Gas und Flüssigkeit in Gl. (47) vertauscht werden. Dann ergibt sich zur Berechnung des Dampfgehalts ein Ausdruck der Form:

$$x_{3pr(\text{aufwärts})} = 1 - x_{3pr(\text{abwärts})} \quad (48)$$

Auch hier ändert sich der Normalisierungsfaktor h_b beim Übergang von g.e. (abwärts) zu l.e. (aufwärts), so daß der in Gl. (47) verwandte Exponent $2,5 h/h_b$ durch $2,5 C_1 h/h_b$ ersetzt wurde, wobei $C_1 = h_{b.l.e.(\text{aufwärts})} / h_{b.g.e.(\text{abwärts})}$. Eine Berechnung dieses Koeffizienten (vgl. Abschnitt 6.2.3.1) ergibt: $C_1 = 0,8$, und der in Gl. (48) vorgeschlagene Ausdruck wird dann:

$$x_{3pr} = 1 - \left(\frac{1,15}{1 + (p_e/p_g)^{0,5}} \right)^{2 \frac{h}{h_b}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h}{h_b} \left(1 - \frac{h}{h_b} \right) \left(\frac{1,15}{1 + (p_e/p_g)^{0,5}} \right)^{\left(1 - \frac{h}{h_b} \right)} \right]^{0,5} \quad (49)$$

Mit Hilfe dieser Korrelation wurde die gestrichelte Kurve in Abb. 35a unter der Annahme von $P_1 = 4$ bar gezeichnet. Die Abweichung zum Mittelwert der experimentellen Ergebnisse ist nicht größer als 1 %. Das Verhältnis x_3/x_{3pr} als Funktion von h/h_b ist in Abb. 42 dargestellt. Es wird eine zunehmende Streuung um den Wert $x_3/x_{3pr} = 1$ mit abnehmendem h/h_b beobachtet; hier ist der Bereich, in dem Wellen und intermittierende Schwallen im Hauptrohr auftreten. Wenn man die einer sich ausbildenden Schwallströmung entsprechenden Punkte außer acht läßt, ist die Standardabweichung der Daten sehr niedrig: $\sigma = 1,5$ %.

Die Ergebnisse in Kap. 6.2.3 liefern Korrelationen zur Bestimmung des Dampfgehalts im Abzweig, die nur vom Verhältnis der Dichten und der dimensionslosen Wasserspiegelhöhe abhängen:

$$x_{3pr} = f \left(\frac{p_e}{p_g}, \frac{h}{h_b} \right) \quad (50)$$

Diese Korrelationen dürften auf beliebige Fluide und beliebige Strömungsgeometrien stromab des Abzweigeintritts anwendbar sein, d.h. sie sollten gleichermaßen für Blenden, Düsen, Rohre usw. gelten.

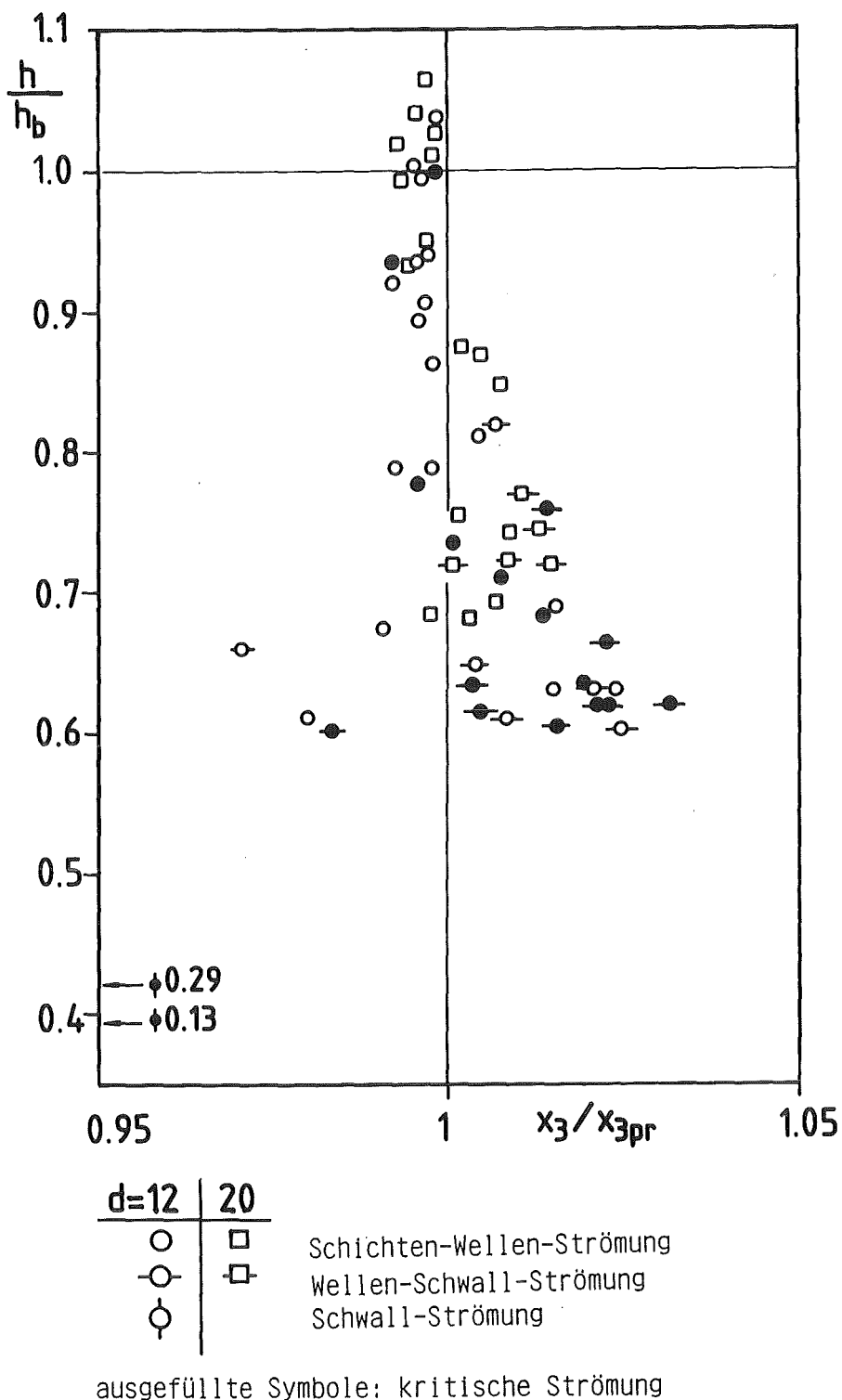


Abb. 42: Dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion des Verhältnisses von gemessenem zu berechnetem Dampfgehalt bei nach oben gerichtetem Abzweig.

6.2.4 Korrelationen für die Massenstromdichte im Abzweig

Für die Zweiphasenströmung wurde der Expansionskoeffizient \mathcal{E} in Gl. (37) durch den Ausdruck: $[1 + \alpha (\mathcal{E} - 1)]$ ersetzt, worin α der Gasvolumenanteil ist. Mithin gilt:

$$G_3 = \gamma \left[1 + \alpha (\mathcal{E} - 1) \right] \sqrt{\rho \Delta P_{1-34}} \quad (51)$$

Bei einem geeigneten Modell, das α und γ in Abhängigkeit von x_3 liefert, könnte Gl. (51) mit den Ergebnissen in Kap. 6.2.3 kombiniert werden und damit zur Berechnung der gesamten Massenstromdichte im Abzweig verwendet werden. Die Modelle für die Abzweig-Massenstromdichte hängen jedoch wesentlich von der Abzweiggeometrie ab und unterscheiden sich deshalb für Blenden, Düsen, Rohre usw.

Ziel der vorliegenden Untersuchungen war nicht die detaillierte Modellierung der Abzweigmassenstromdichte für die speziell verwendete Abzweiggeometrie. Es wurde deshalb nur das einfachste Modell, das homogene Modell, betrachtet. Gl. (51) nimmt dann folgende Form an:

$$G_{3H} = \gamma \left[1 + \alpha_H (\mathcal{E} - 1) \right] \sqrt{\rho_H \Delta P_{1-34}} \quad (52)$$

wobei

$$\alpha_H = \left(1 + \frac{1-x_3}{x \rho_l / \rho_g} \right)^{-1} ; \quad \rho_H = \left(\frac{x_3}{\rho_g} + \frac{1-x_3}{\rho_l} \right)^{-1}$$

Für jeden Abzweigdurchmesser wurde das Verhältnis zwischen gemessener und homogener Massenstromdichte G_3/G_{3H} in Abhängigkeit des gemessenen Dampfgehaltes aufgetragen; Parameter ist die Abzweigrichtung.

Die Ergebnisse für jeden Abzweigdurchmesser werden in Abb. 43 dargestellt. Das homogene Modell beschreibt die Massenstromdichte für Dampfgehalte zwischen 2 und 60 % nicht zufriedenstellend. Allerdings wurde fast die gleiche Abhängigkeit von G_3/G_{3H} von x_3 für die verschiedenen Durchmesser erhalten; deshalb wurde eine Anpassungsfunktion $F(x_3)$ aufgestellt, die unabhängig vom Abzweigdurchmesser ist und gegeben wird durch

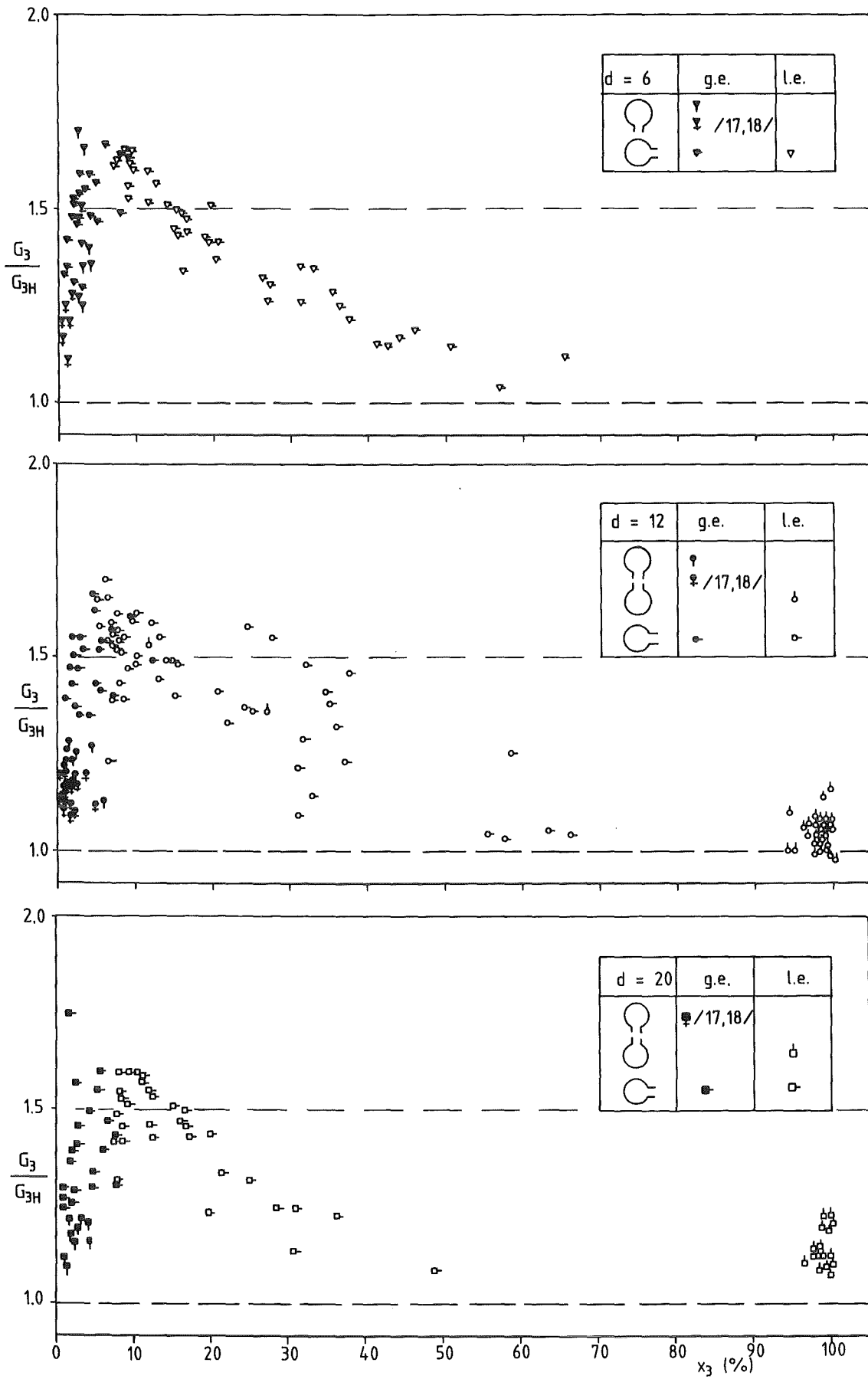


Abb. 43: Verhältnis von gemessener zu homogener Massenstromdichte G_3/G_{3H} als Funktion des Dampfgehalts x_3 .

$$\frac{G_3}{G_{3H}} \approx F(x_3) = \begin{cases} 1 + (1-x_3)(-61x_3^2 + 12,2x_3) & ; x_3 \leq 0,1 \\ 1 + (1-x_3)x_3^{0,12} e^{-2,2x_3} & ; x_3 \geq 0,1 \end{cases} \quad (53)$$

Es ist anzumerken, daß diese Beziehung eine Anpassung der Daten für die hier verwendete Abzweiggeometrie darstellt und nur unter großem Vorbehalt für andere Abzweiggeometrien verwendet werden sollte.

Mit Hilfe von Gl. (53) ergibt sich schließlich:

$$G_{3pr}(x_3) = G_{3H}(x_3) F(x_3) \quad (54)$$

Abb. 44 zeigt für jede Abzweigrichtung das Verhältnis der gemessenen zu der berechneten Abzweigmassenstromdichte G_3/G_{3pr} in Abhängigkeit von x_3 . Abb. 44a entspricht dem l.e. bei nach oben gerichtetem Abzweig und zeigt, daß für $x_3 > 97\%$ das gemessene G_3 um etwa 8% über dem vorausgesagten Wert liegt. Eine Diskrepanz in derselben Größenordnung wird für $x_3 < 1\%$ für nach unten gerichteten Abzweig beobachtet (Abb. 44a), wohingegen bei Gas- und Flüssigkeitsmitriß im waagerechten Abzweig (Abb. 44c) eine verhältnismäßig symmetrische Verteilung um den Wert 1 für alle Dampfgehalte beobachtet wird.

Die Differenz zwischen der gemessenen und der berechneten Massenstromdichte könnte verringert werden durch Verwendung einer komplizierteren Funktion, die zusätzlich vom Abzweigdurchmesser abhängt. Dies war jedoch nicht Ziel der vorliegenden Untersuchungen. Daher wird schließlich folgende Korrelation zur Bestimmung der Abzweigmassenstromdichte vorgeschlagen:

$$G_{3pr} = G_{3H}(x_{3pr}) F(x_{3pr}) \quad (55)$$

wobei x_{3pr} mit den in Kap. 6.2.3 aufgeführten Korrelationen berechnet wird.

Die Abbn. 45-47 zeigen die Verhältnisse G_3/G_{3pr} in Abhängigkeit von h/h_b für die verschiedenen Abzweigrichtungen. Die Standardabweichung der Daten beträgt $\sigma = 18\%$ für den nach oben gerichteten Abzweig (Abb. 45), $\sigma = 12\%$ für den nach unten gerichteten Abzweig (Abb. 46) und $\sigma = 9,5\%$ für den waagerechten Abzweig (Abb. 47). Die Abhängigkeit dieser verhältnismäßig geringfügigen Abweichungen von h/h_b entspricht der Abhängigkeit der Abzweigungen von x_3 (Abb. 44).

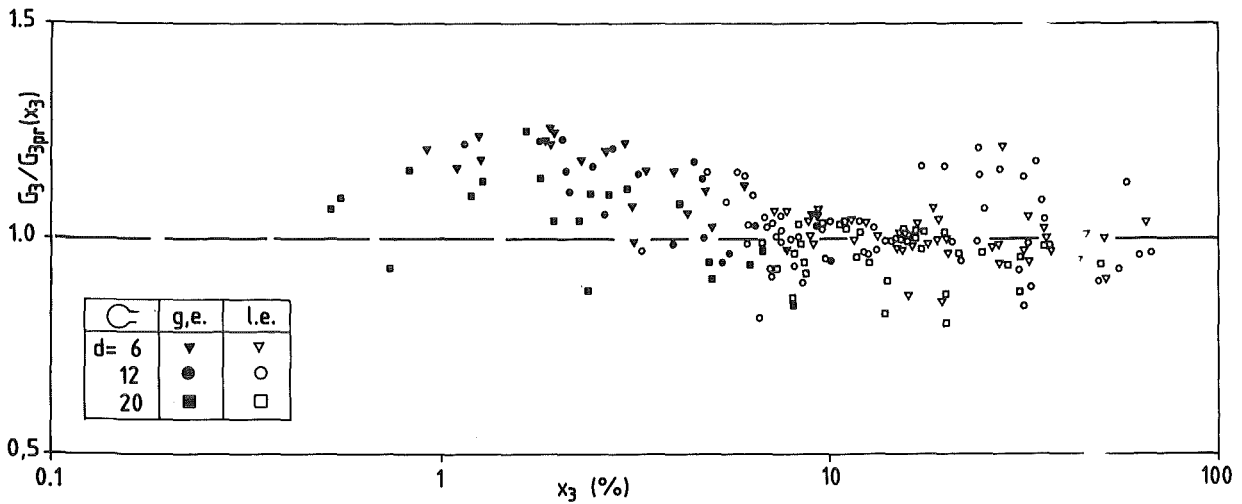
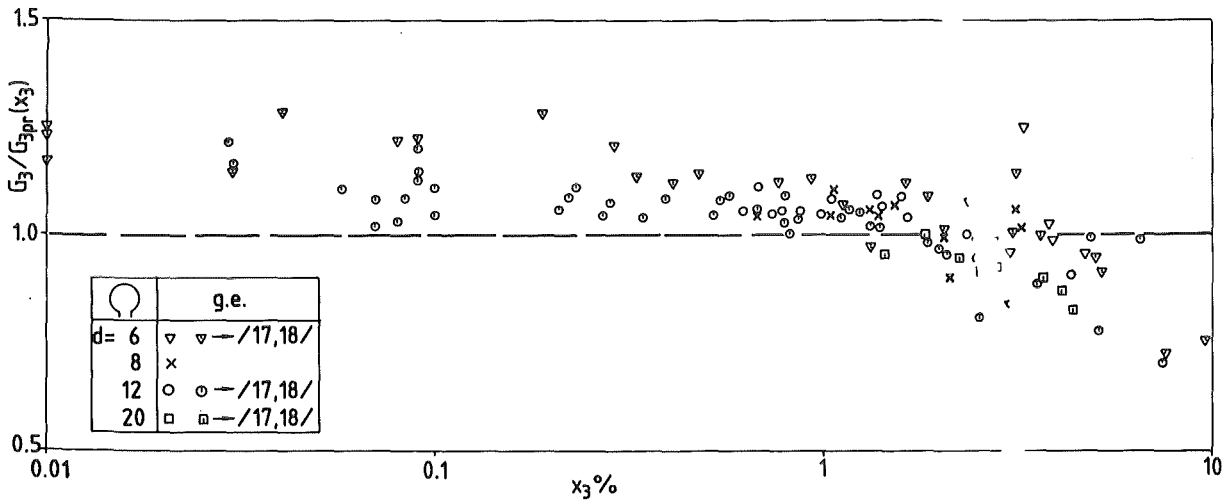
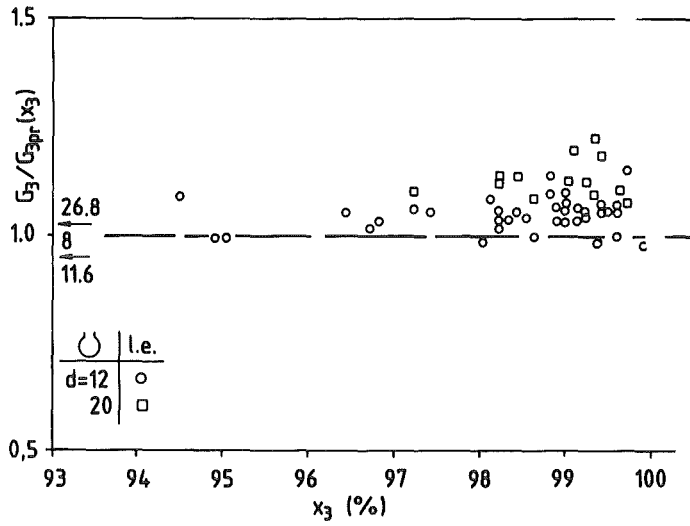


Abb. 44: Verhältnis von gemessener zu berechneter Massenstromdichte $G_3/G_{3pr}(x_3)$ als Funktion des Dampfgehalts x_3 bei nach oben, nach unten und waagrecht gerichtetem Abzweig.

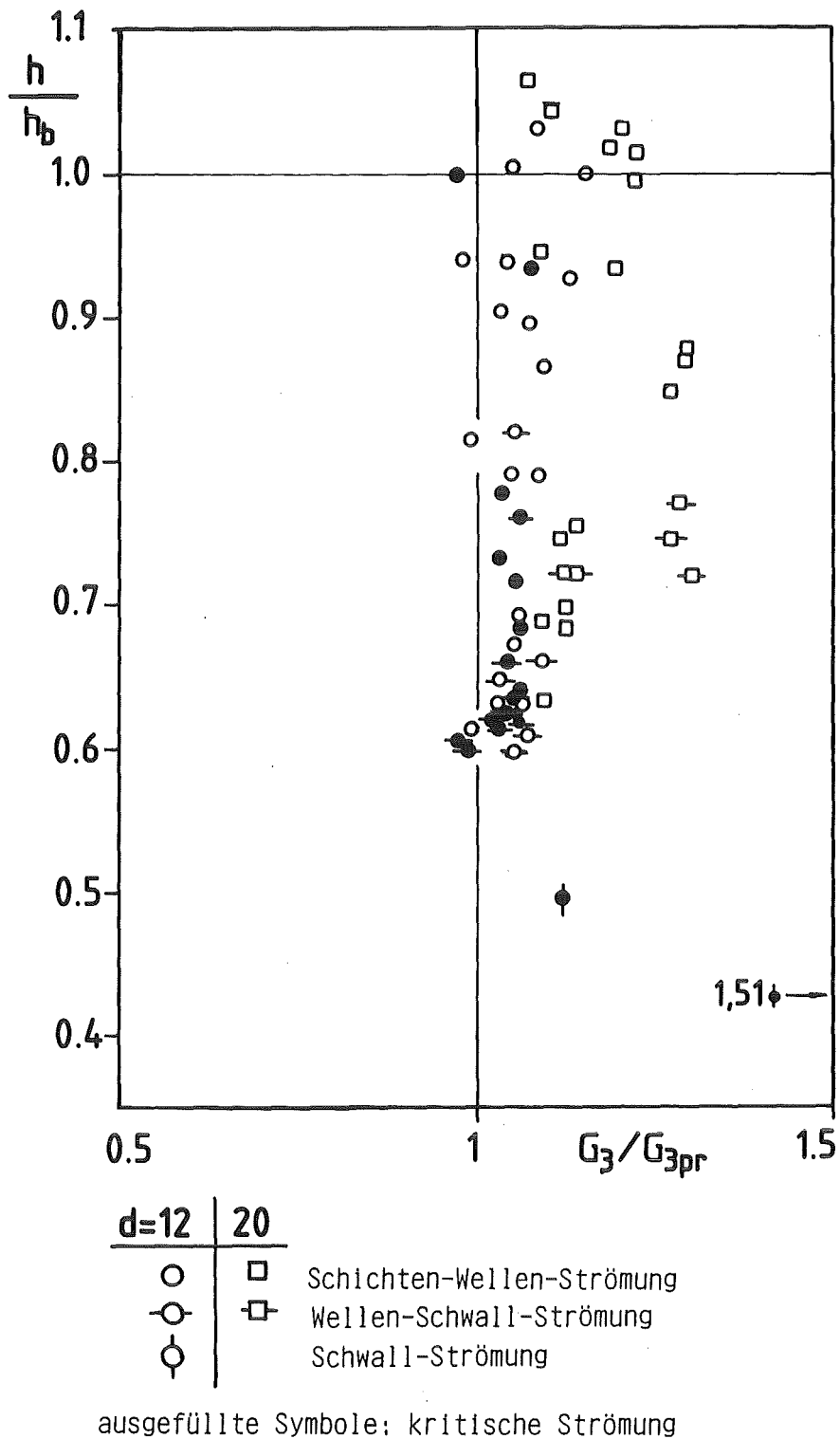


Abb. 45: Dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion des Verhältnisses von gemessener zu berechneter Massenstromdichte G_3/G_{3pr} bei nach oben gerichtetem Abzweig.

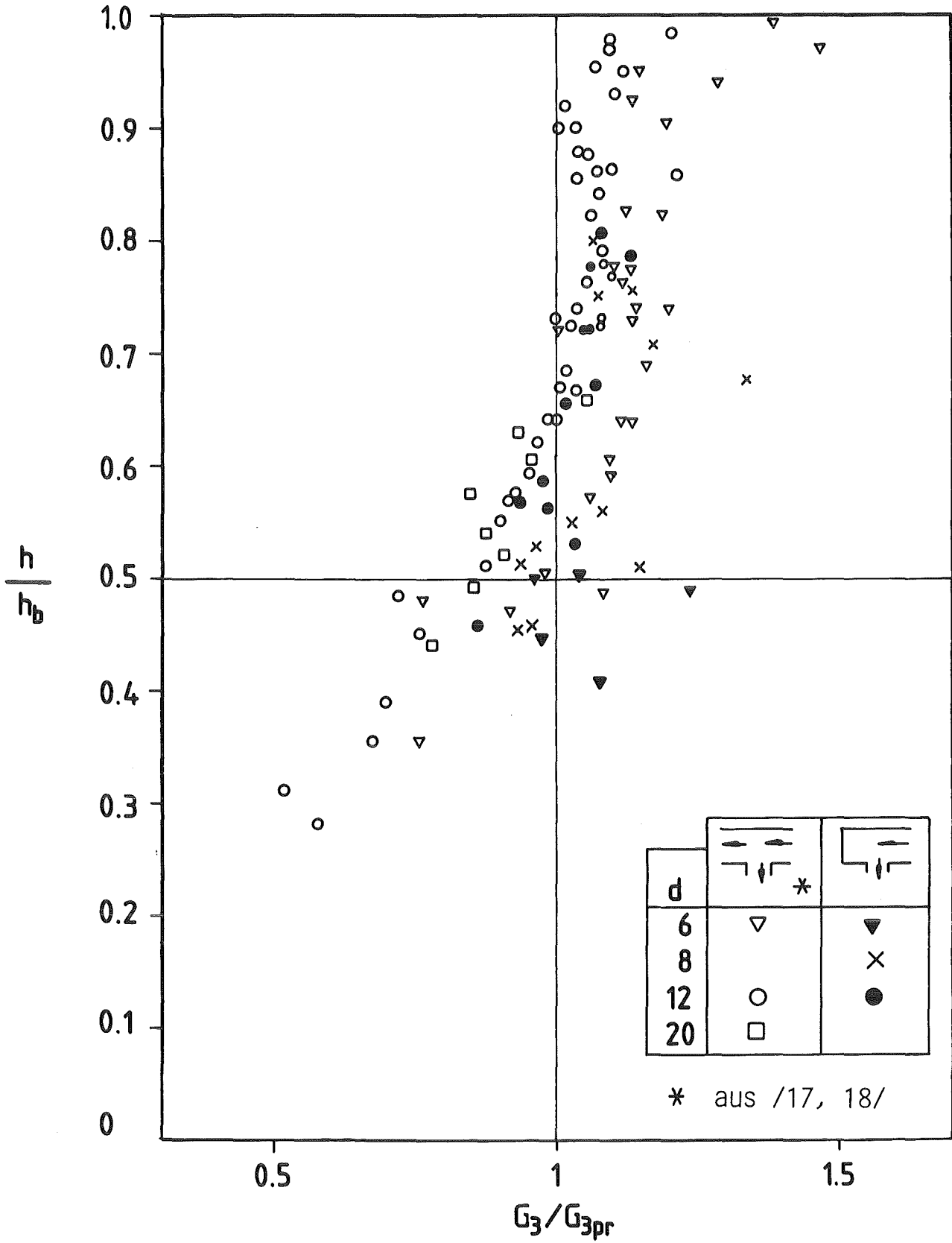


Abb. 46: Dimensionslose Wasserspiegelhöhe $\frac{h}{h_b}$ als Funktion des Verhältnisses von gemessener zu berechneter Massenstromdichte $\frac{G_3}{G_{3pr}}$ bei nach unten gerichtetem Abzweig.

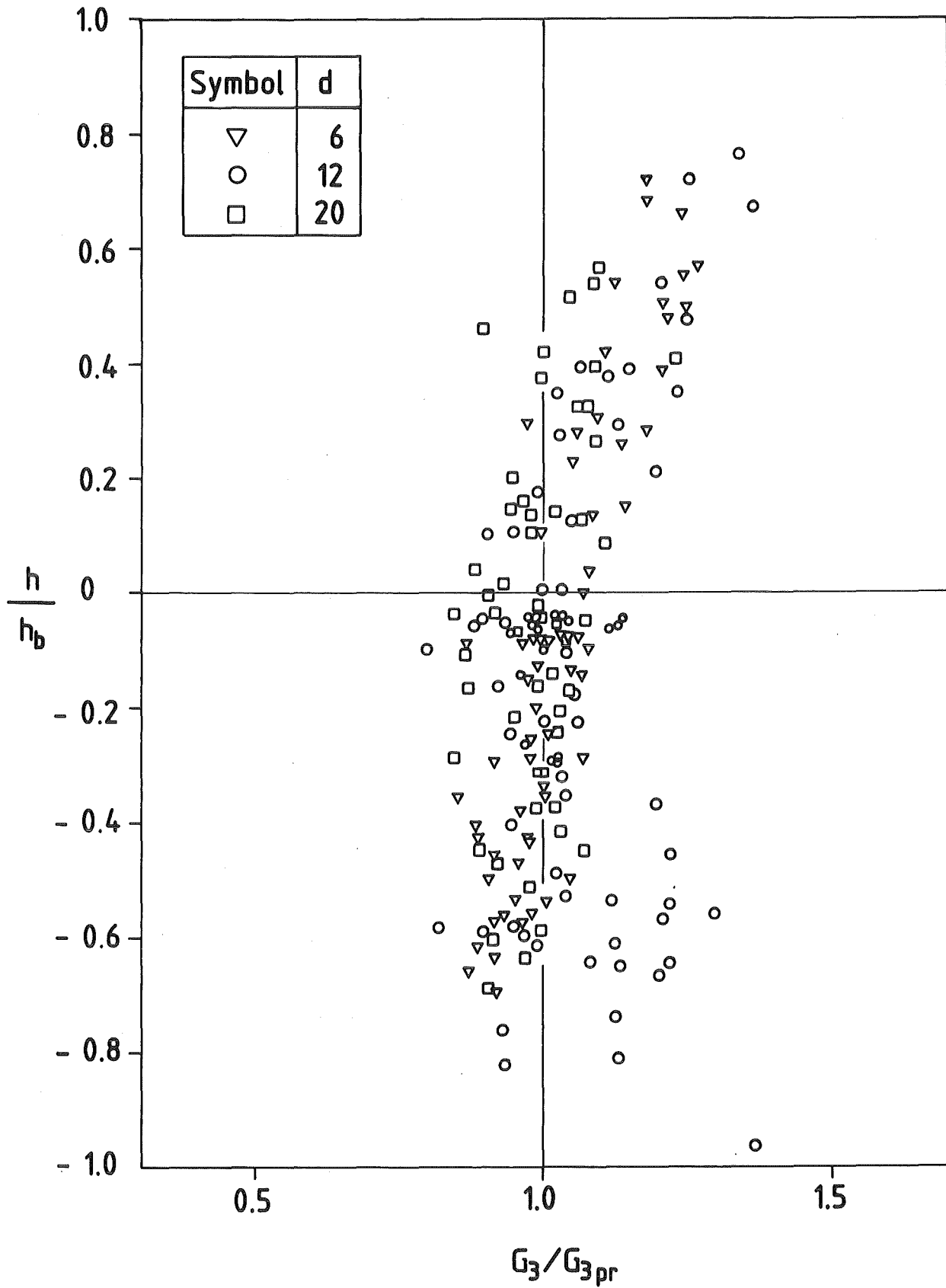


Abb. 47: Dimensionslose Wasserspiegelhöhe h/h_b als Funktion des Verhältnisses von gemessener zu berechneter Massenstromdichte G_3/G_{3pr} bei waagrechttem Abzweig.

7. Modelle für kritische Massenstromdichte

7.1 Das homogene Gleichgewichtsmodell (HEM)

Die bisher erörterten Modelle bezogen sich auf unterkritische Gas-Flüssigkeits-Strömungen. Bei einem kleinen Leck im Verlauf eines Kühlmittelverlustunfalls (LOCA) tritt jedoch eine kritische Dampf-Wasser-Strömung bei hohem Druck auf; deshalb muß in den obigen Korrelationen ein geeignetes Modell für kritische Zweiphasenströmungen eingeführt werden. Ein derartiges Modell hängt wiederum von der Leckgeometrie ab; zu dieser Thematik gibt es eine Vielzahl von Veröffentlichungen (vgl. z.B. die zusammenfassende Arbeit von D'Auria und Vigni /34/). In der vorliegenden Arbeit soll der kritische Massenstrom für die hier verwendete spezielle Leckgeometrie nicht detailliert modelliert, sondern die Vorgehensweise beschrieben und Tendenzen gezeigt werden.

Für die folgenden Ableitungen wird angenommen, daß bei einem kleinen Leck

- der Wasserspiegel ideal geschichtet ist,
- die durch den Druckabfall in der Nachbarschaft des Lecks erzeugte Entspannungsverdampfung keinen Einfluß auf das Strömungsfeld in der Nähe der horizontalen Wasseroberfläche ausübt und
- die Wasserschicht keine Dampfblasen enthält, bedingt durch eine schnelle zeitliche Abnahme des Systemdrucks (Entspannungsverdampfung) oder eines Wärmeübergangs von den Rohrwänden.

Im folgenden wird das sehr einfache homogene Gleichgewichtsmodell (Homogeneous Equilibrium Model (HEM) /35/) betrachtet, das für lange Rohre mit einem großen Verhältnis l/d befriedigende Ergebnisse liefert (vgl. Wallis /36/).

Das HEM geht von folgenden Annahmen aus (Einzelheiten siehe Anhang A3):

- Homogenität: beide Phasen besitzen dieselbe Geschwindigkeit.
- Thermodynamisches Gleichgewicht: Flüssigkeit und Dampf besitzen denselben Druck und dieselbe Temperatur.
- Isentrope Strömung: weder Wärme noch Arbeit werden mit der Umgebung ausgetauscht.

Das HEM stellt einen thermodynamischen Zusammenhang zwischen den Strömungseigenschaften stromauf des Lecks und im Leckquerschnitt her. Weigand u.a. /37/ haben z.B. das HEM zur Entwicklung eines Rechenmodells für die Analyse von

Zweiphasen-Freistrahlen verwendet und geben Arbeitsdiagramme für die Massenstromdichte als Funktion der thermodynamischen Größen stromauf des Lecks (Ruhegrößen) an. Abb. 48 (aus /37/) zeigt z.B. die kritische Massenstromdichte im Leckquerschnitt in Abhängigkeit vom Ruhedampfgehalt und der Ruhetemperatur. Die aus diesen Kurven zu entnehmenden Werte werden im nächsten Kap. zur Berechnung der kritischen Massenstromdichte in waagerechten Abzweigen verwandt.

7.2 Dampfgehalt und kritische Massenstromdichte im waagerechten Abzweig

Es wird angenommen, daß das für x_0 vorgeschlagene Modell in Kap. 6.2.3.1 unabhängig ist vom Strömungsverhalten stromab des Abzweigeintritts und deshalb auch bei kritischer Abzweigströmung angewendet werden kann. Allerdings muß der Normalisierungsfaktor h_b mit dem kritischen Wert von W_{3b} berechnet werden, der z.B. aus Abb. 48 entnommen werden kann.

Für einen konstanten Systemdruck P_1 liefert Gl. (5)

$$h_{bge} = \frac{K_{ge} W_{3bcrit}^{0,4}}{[g \rho_e (p_e - p_g)]^{0,2}} \quad (56)$$

$$h_{ble} = \frac{K_{ee} W_{3gcrit}^{0,4}}{[g \rho_g (p_e - p_g)]^{0,2}} \quad (57)$$

Die Gleichungen (56) und (57) dienen zur Berechnung von h_b für beliebige Werte von $h > 0$ bzw. $h < 0$. Die Korrelation (46) wurde zur Berechnung des entsprechenden Dampfgehaltes x_3 benutzt, der als für die Abzweigströmung charakteristische Ruhedampfgehalt aufgefaßt werden kann. Mit diesem Wert wurde die entsprechende HEM-Kurve in Abb. 48 für P_1 wiederum dazu verwendet, die kritische Massenstromdichte in dem Abzweig zu bestimmen.

7.3 Anwendung des Modells

Mit Hilfe der oben dargestellten Vorgehensweise wurden der Dampfgehalt und die Massenstromdichte für den Fall eines Kühlmittelverlustunfalls berechnet, verursacht durch ein seitliches Leck in einer horizontalen Kühlmittelleitung (Innendurchmesser 750 mm) eines Standardreaktors. Der Durchmesser des als

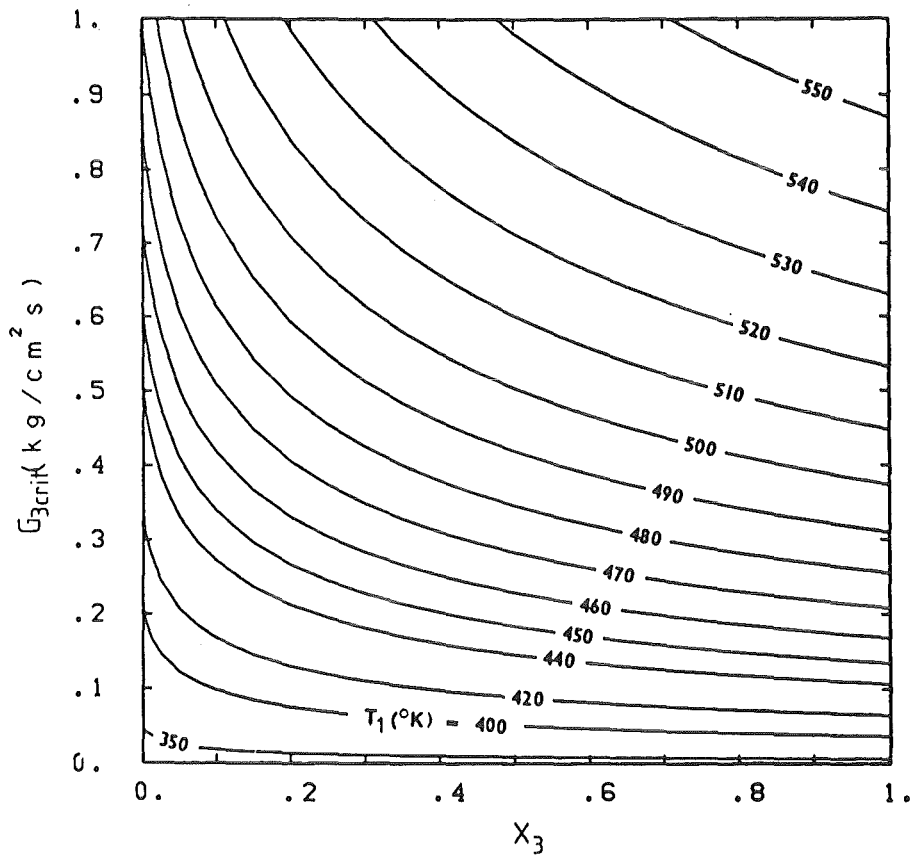
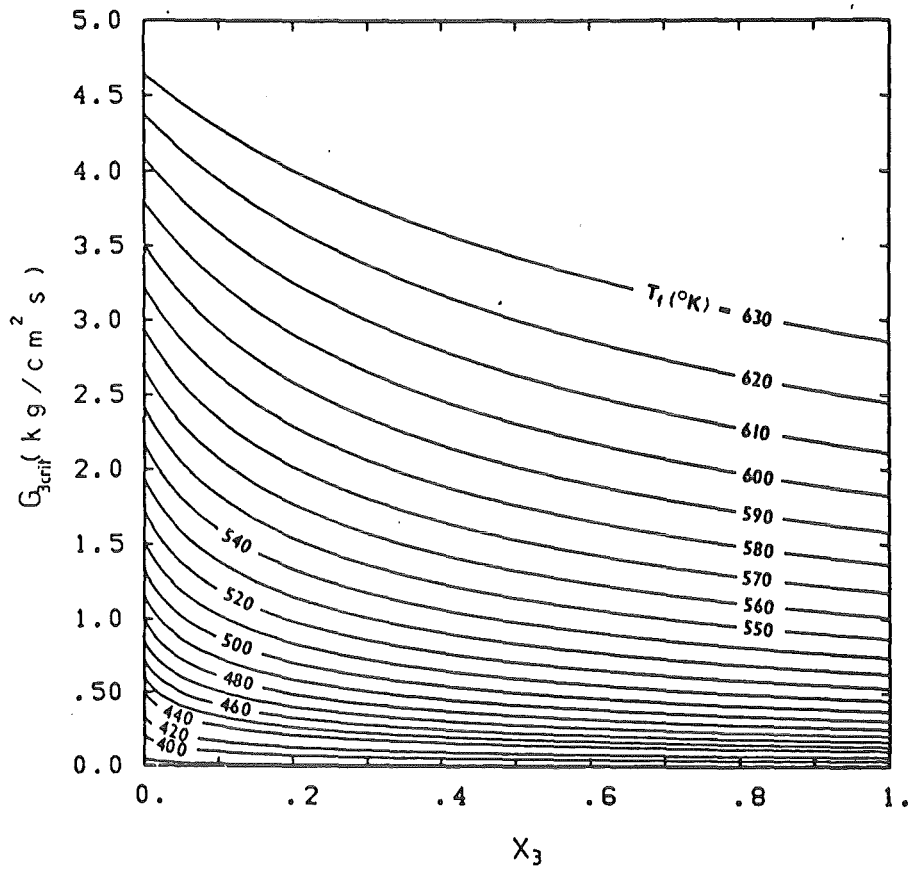


Abb. 48: Kritische Massenstromdichte nach dem Homogenen Gleichgewichtsmodell (HEM) als Funktion des Ruhedampfgehalts und der Ruhetemperatur (aus Weigand u.a. /37/)

kreisförmig angenommenen Lecks wurde mit 49 mm angenommen, was einem Verhältnis von Leck- zu Hauptrohrquerschnitt von 0,4 % entspricht.

Die Berechnungen wurden für die Systemdrücke 5 und 10 MPa mit den in folgender Tabelle enthaltenen Werten durchgeführt:

Parameter	$P_1=5$ MPa	$P_1=10$ MPa	Referenz
T_{sat} °K	537	584.15	
$\rho_{g \text{ sat}}$ kg m^{-3}	25.40	55.5	
$\rho_{l \text{ sat}}$ kg m^{-3}	778	688	
$G_{3g \text{ crit}}$ $10^{-4} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	0.714	1.45	HEM (Abb. 48)
$G_{3l \text{ crit}}$ $10^{-4} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	2.067	3.35	HEM (Abb. 48)
h_{bge} m	0.144	0.185	Gl. 56
h_{ble} m	0.172	0.202	Gl. 57

Tabelle 5: Verwendete Größen zur Beschreibung des Dampfgehalts und der Massenstromdichte im Leck bei kritischer Strömung

Die Ergebnisse wurden als Funktion der Größe h_1/D aufgetragen (Abb. 49), wobei $h_1 = D/2 + h$ die Wasserspiegelhöhe, gemessen von der Unterkante des Hauptrohres, ist. Beginnt man bei $h_1/d = 1$, so sind für abnehmende Werte des Wasserspiegels im Hauptrohr die berechneten Werte des Dampfgehaltes und Massenstromdichte solange konstant, bis der Punkt erreicht ist, von dem an der das Hauptrohr oberhalb der Phasentrennfläche füllende Dampf in den Abzweig mitgerissen wird. Unterhalb dieses Punktes steigt der Dampfgehalt x_{3pr} von 0 auf 1 an; die Massenstromdichte fällt entsprechend bis auf den niedrigsten Wert, bei dem kein Flüssigkeitsmitriß mehr erfolgt. Bei kleinerem h_1/D strömt nur noch Dampf durch das Leck, x_{3pr} und G_{3pr} verändern sich nicht mehr. Bei höherem Systemdruck wird der Bereich von h_1/D , in dem Dampf- bzw. Wassermi- triß erfolgt, breiter.

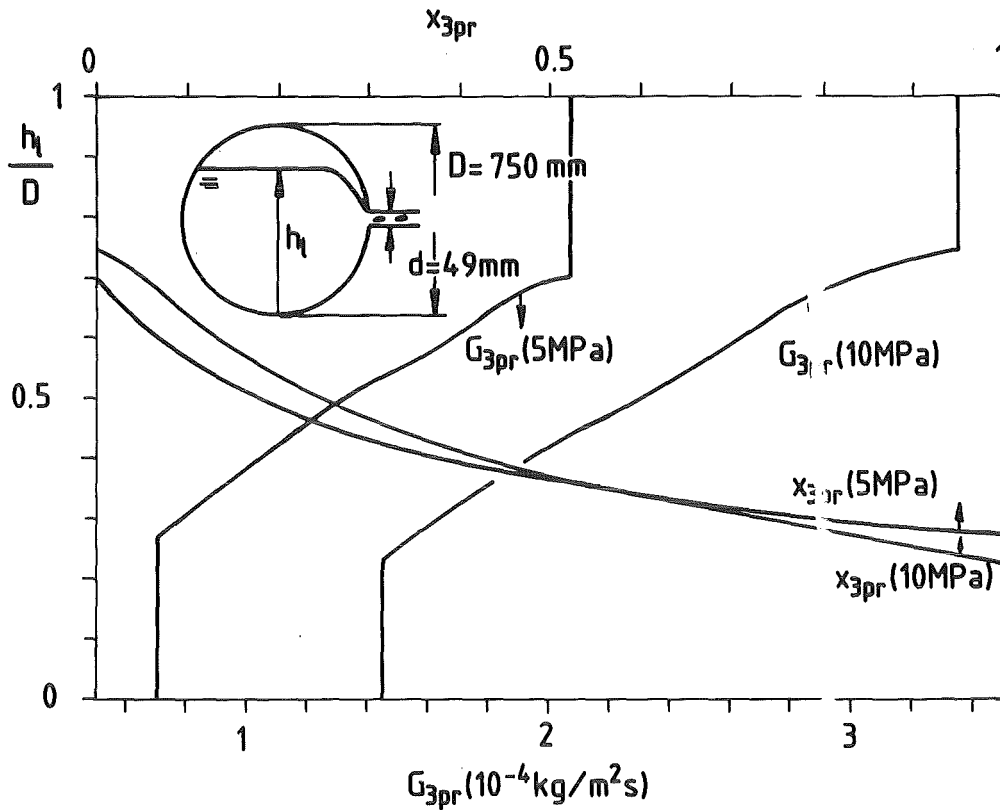


Abb. 49: Abhängigkeit des berechneten Dampfgehaltes x_{3pr} und der kritischen Massenstromdichte G_{3pr} von der dimensionslosen Wasserspiegellhöhe h_1/D .

7.4 Vergleich mit anderen Modellen

Im folgenden werden zwei weitere Modelle betrachtet, wobei das HEM verwendet werden soll:

- a) Das im Computercode RELAP4 angewandte Modell /38/. Dieser Code wurde ursprünglich zur Berechnung von Kühlmittelverlustunfällen, verursacht durch große Bruchquerschnitte, entwickelt. Es wird die Annahme gemacht, daß der Dampfvolumenteil am Leckeintritt α_3 gleich ist dem Dampfvolumenteil im Hauptrohr α_1 :

$$\alpha_3 = \alpha_1 \tag{58}$$

- b) Das im Computercode RELAP5 angewandte Modell /39/, das speziell zur Berechnung des Massenstroms aus seitlichen Lecks bei Schichtenströmung im horizontalen Hauptrohr entwickelt wurde.

In RELAP5 (Einzelheiten siehe Anhang IV) wird eine Gasgrenzgeschwindigkeit v_{gL} verwendet, die folgendermaßen definiert ist:

$$v_{gL} = \frac{1}{4\sqrt{2}} (1 - \cos \Theta) \left[D g \frac{p_e - p_g}{p_g} \frac{2\Theta - \sin 2\Theta}{\sin \Theta} \right] \quad (59)$$

wobei $\Theta = \cos^{-1} (2 h_1/D - 1)$. Der Dampfvolumenteil α_3 am Leckeintritt mit dem Durchmesser d wird folgendermaßen gebildet:

$$\alpha_3 = \alpha_1 \left(\frac{v_{1g}}{v_{gL}} \right)^{0,5} \quad \text{bei } h_e > \frac{D+d}{2} \quad (60)$$

$$\alpha_3 = 1 - (1 - \alpha_1) \left(\frac{v_{1g}}{v_{gL}} \right)^{0,5} \quad \text{bei } h_e < \frac{D-d}{2} \quad (61)$$

Liegt die Wasserspiegelhöhe innerhalb der Austrittsfläche ($(D-d)/2 < h_1 < (d+D)/2$), so ergibt sich α_3 durch Interpolation der beiden Dampfvolumentteile, die an den Grenzen errechnet werden. Zur Bestimmung des Abzweigampfgehaltes wird homogene Strömung angenommen; es gilt dann:

$$\alpha_{3pr} = \left[1 + \left(\frac{1}{\alpha_{3pr}} - 1 \right) \frac{p_e}{p_g} \right]^{-1} \quad (62)$$

wobei α_{3pr} der durch RELAP4 (Gl. (58)) oder RELAP5 (Glm. (60) - (61)) gegebene Wert ist.

Die Ergebnisse für den Dampfgehalt und die Massenstromdichte im Abzweig wurden mit den in Kap. 7.3 enthaltenen Ergebnissen verglichen.

Abb. 50 zeigt, daß die Unterschiede zwischen den berechneten Dampfgehalten von der Wasserspiegelhöhe abhängt. Für h_1/D unterhalb des dem b.g.e. entsprechenden Wertes ist der mit dem hier vorgeschlagenen Modell berechnete Dampfgehalt höher als die durch RELAP4 und RELAP5 gegebenen Werte; der Unterschied kann bis zu einer Größenordnung betragen.

Die entsprechenden Werte für G_{3pr} werden in Abb. 51 verglichen. Die mit dem neuen Modell berechneten Massenstromdichten sind, für einen großen Bereich von h_1/D , kleiner als die Werte die mit den anderen Modellen bestimmt werden.

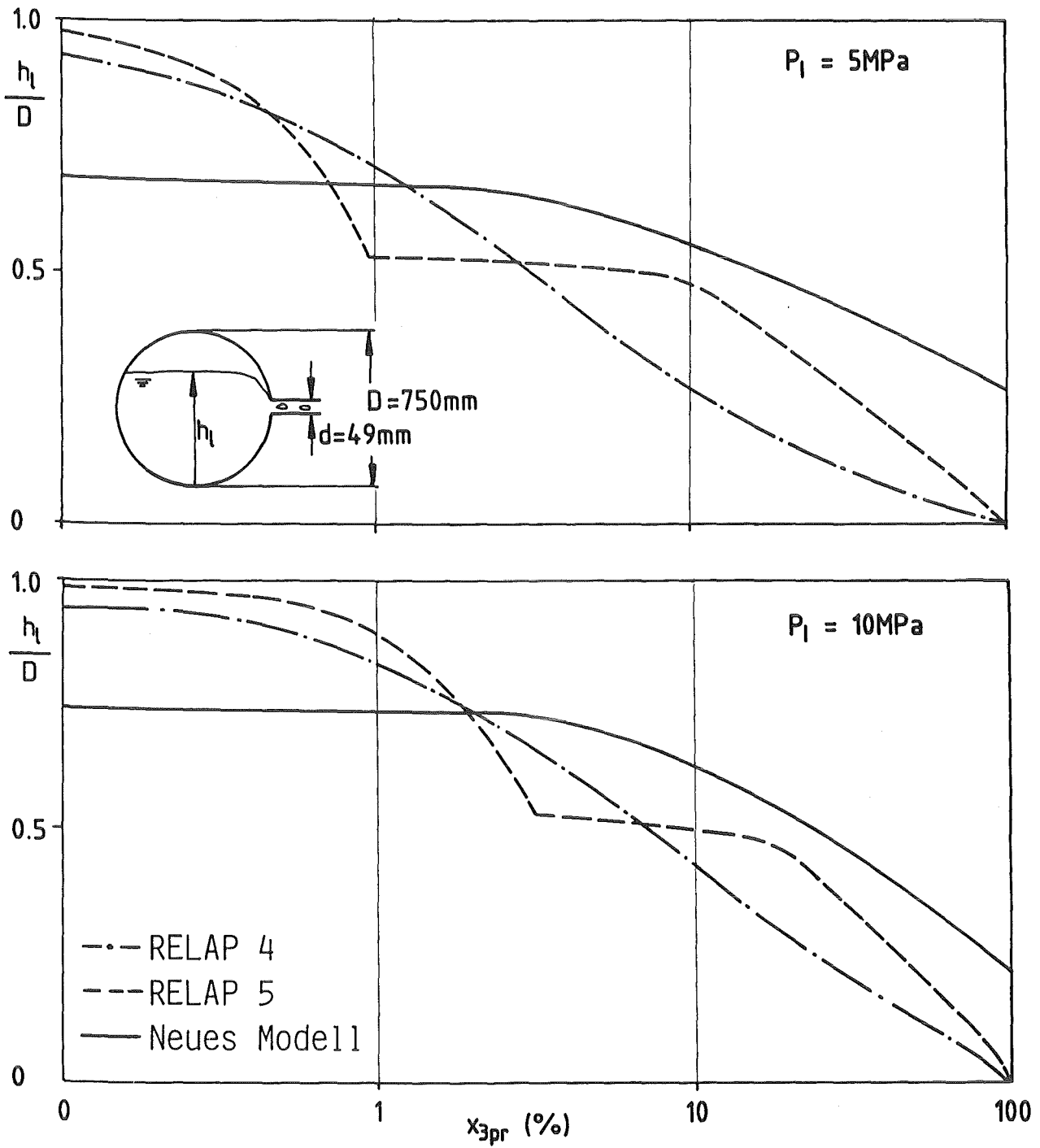


Abb. 50: Vergleich der verschiedenen Modelle zur Berechnung des Dampfgehalts x_{3pr} bei kritischer Massenstromdichte im Abzweig und abnehmender Wasserspiegelhöhe im Hauptrohr.

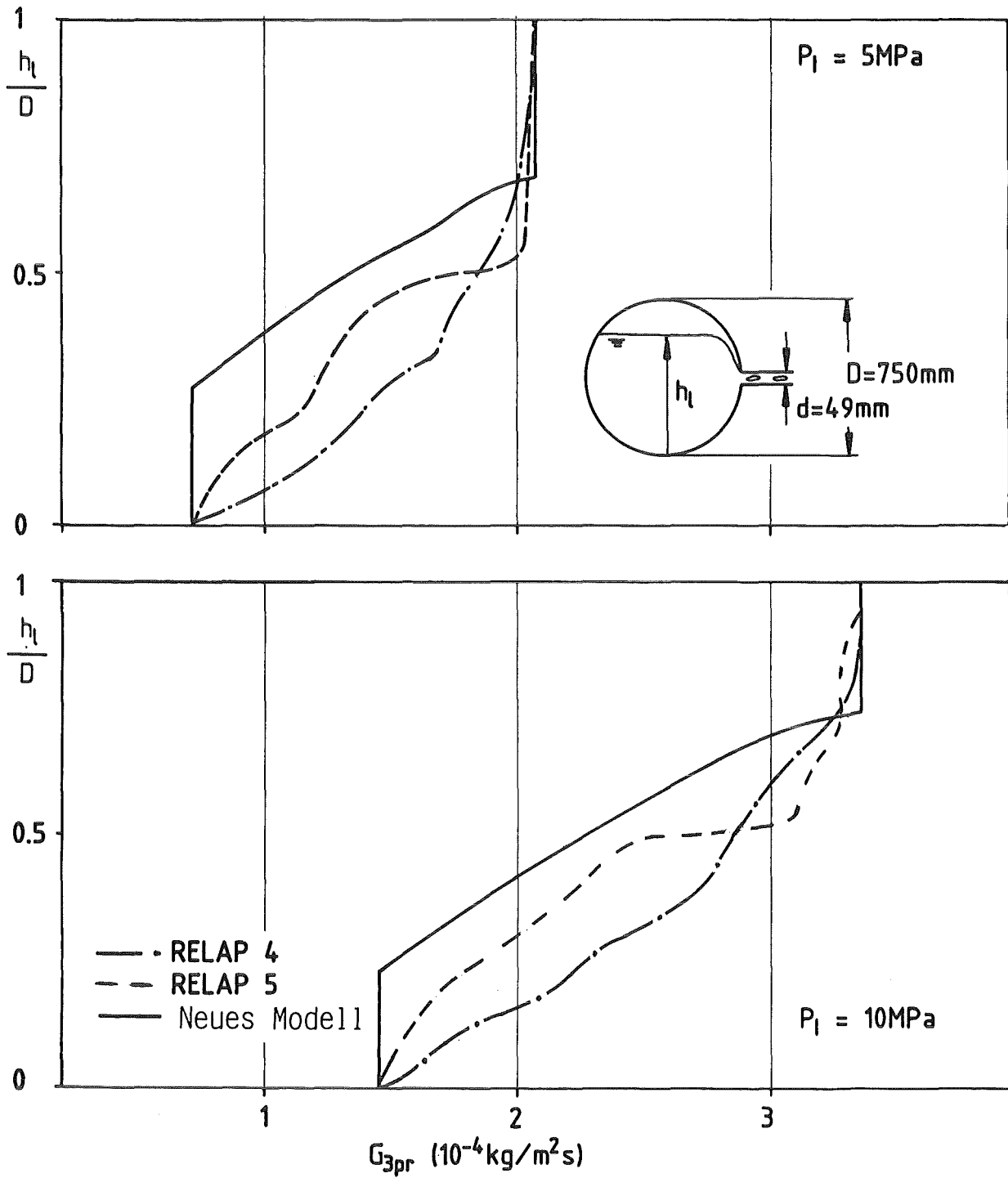


Abb. 51: Vergleich der verschiedenen Modelle zur Berechnung der kritischen Massenstromdichte G_{3pr} bei abnehmender Wasserspiegelhöhe im Hauptrohr.

Die konstanten Werte für x_{3pr} und G_{3pr} , bei hohen und niedrigen Werten des Wasserspiegels, stellen einen charakteristischen Unterschied zu den anderen Modellen dar.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden der Massenstrom und der Dampfgehalt durch kleine Abzweige in der Unterkante, der Oberkante und der Seite eines waagerechten Rohres mit Schichtenströmung untersucht.

Das Problem ist für die Sicherheit von Kernreaktoren im Hinblick auf Kühlmittelverlustunfälle (LOCA's), verursacht durch kleine Lecks, von Interesse. Der Kenntnisstand zu diesem Problem war bisher gering: Veröffentlichungen zu diesem Thema konzentrierten sich auf die Ausströmung von Gasen oder Flüssigkeiten aus großen Reservoirs und beschränkten sich auf Korrelationen für den Beginn des Flüssigkeits- oder Gasmitrisses.

In der vorliegenden Untersuchung wurden die für die Sicherheit von Kernreaktoren relevanten Bedingungen simuliert durch:

- eine Strömungsgeometrie ohne Rotationssymmetrie,
- die Existenz einer zum Rohrende gerichteten Strömung, stromab des Abzweigs (überlagerte Geschwindigkeit).

Es wurden kreisförmige Abzweige mit Durchmessern von 6, 8, 12 oder 20 mm verwendet, die senkrecht zum Hauptrohr (Durchmesser 206 mm) eingebaut wurden. Die Experimente wurden mit Luft-Wasser-Strömung, bei Umgebungstemperatur und einem maximalen Druck von 0,5 MPa durchgeführt.

Abhängig von der Richtung des Abzweigs und der überlagerten Geschwindigkeit wurde eine wirbelbehaftete oder eine wirbelfreie Strömung zum Abzweig hin beobachtet. Die verschiedenen Strömungsphänomene wurden anhand von Photographien beschrieben.

Es wurde eine allgemeine Korrelation für den Beginn des Gas- oder Flüssigkeitsmitrisses für die drei untersuchten Abzweigrichtungen entwickelt.

Bei Vorhandensein von Mitriß wurden Messungen des Dampfgehalts und der Massenstromdichte im Abzweig durchgeführt. Die Ergebnisse werden als Funktion eines normierten Abstandes zwischen Abzweigseintritt und Wasserspiegel dargestellt.

Es wurde ein Modell zur Vorausbestimmung des Dampfgehaltes im Abzweig bei beliebigen Fluidsystemen entwickelt.

Die Ergebnisse wurden für Dampf-Wasser-Strömungen unter hohem Druck bei kritischer Massenstromdichte im horizontalen Abzweig extrapoliert und mit anderen Modellen verglichen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente haben die Kenntnisse über den Strömungsverlauf, wie er durch kleine Lecks in einem horizontalen Rohr mit Schichtenströmung verursacht wird, verbessert. Die Ergebnisse können auch bei kleinen Lecks im Boden, im Deckel oder an der Seite eines großen Reservoirs angewandt werden. Sie sind daher allgemein nützlich für die Entwicklung von Rechenverfahren für die Beschreibung von Kühlmittelverlustunfällen, verursacht durch kleine Lecks.

Weitere Experimente mit ähnlichen Geometrien sind erforderlich unter Verwendung von Einkomponenten-Fluidsystemen zur Untersuchung des Einflusses von örtlicher Entspannungsverdampfung (flashing) in der Nähe des Wasserspiegels auf den Beginn des Mitrisses sowie des Dampfgehaltes und die Massenstromdichte im Abzweig. Experimente mit Einkomponenten-Fluidsystemen und hohen Drücken sind außerdem wünschenswert, um die in den Korrelationen angegebene Dichteabhängigkeit zu testen und um Aussagen zu erhalten, inwieweit die für kritische Massenströmung vorgeschlagene Vorgehensweise befriedigende Ergebnisse liefert.

9. Literature

- /1/ P.B. Walley and B.J. Azzopardi, "Two-Phase Flow in a T-Junction", AERE-R 9699, 1980.
- /2/ J.A.R. Henry, "Dividing Annular Flow in a Horizontal Tee", J. Multi-phase Flow, Vol. 7, pp 343-355, 1981.
- /3/ T.J. Honan and R.T. Lahey, jr., "The Measurement of Phase Separation in Wyes and Tees", Nuclear Engineering and Design, Vol. 64, No. 1, 1981.
- /4/ K. Zetzmann, "Phasenseparation und Druckabfall in zweiphasig durchströmten vertikalen Rohrabzweigen, Diss. Universität Hannover, 1982.
- /5/ N. Saba and R.T. Lahey, "Phase Separation Phenomena in Branching Conduits", NUREG/CR-2590, 1982.
- /6/ J. Reimann, H.J. Brinkmann, A. Demski, H. John, L. Pawlak, W. Seeger, C. Smoglie, E. Wanner, E. Weinbrecht, "Gemeinsamer Versuchsstand zum Testen und Kalibrieren verschiedener Zweiphasen-Massenstrom-Meßverfahren", PNS Jahresbericht 1982, KfK 3350, 1983, pp. 4100-194.
- /7/ J. Reimann, H.J. Brinkmann, G. Eisele, H. John, L. Pawlak, W. Seeger, C. Smoglie, E. Wanner, E. Weinbrecht; IRB, "Gemeinsamer Versuchsstand zum Testen und Kalibrieren verschiedener Zweiphasenmassenstrom-Meßverfahren", PNS Jahresbericht 1983, KfK 3450, 1984, pp. 4100-131.
- /8/ W. Seeger, "Untersuchungen zum Druckabfall und zur Massenstromumverteilung von Zweiphasenströmungen in rechtwinkligen Rohrverzweigungen", Dissertation Universität Karlsruhe, 1984.
- /9/ L. Dagget and G. Keulegan, "Similitude in Free Surface Vortex Formation", J. Hydr. Div. ASCE, Vol. 100, 1506, 1974.
- /10/ B. Lubin and M. Hurwitz, "Vapor Pull-Through at a Tank Drain with and without Dielectrophoretic Buffling", Proc. Conf. Long Term Cryopropellant Storage in Space, NASA Marshall Space Center, Huntsville, Ala., p. 173., 1966.

- /11/ H. Rouse, J. Davidian, J.E. Glover and D.W. Appel, "Development of the Non-Circulatory Waterspont", J. Hydraulics Division, HY4, August 1956, Paper 1038.

- /12/ H. Craya, "Theoretical Research on the Flow of Non-Homogeneous Fluids", La Houille Blanche, pg. 44-55, Jan.-Feb. 1949

- /13/ P. Gariel, "Experimental Research on the Flow of Non-Homogeneous Fluids", La Houille Blanche, pg. 56-64, Jan.-Feb. 1949

- /14/ N. Zuber, "Problems in Modeling of Small Break LOCA", NUREG-0724, 1981

- /15/ G.R. Houdayer, J.M. Miraucourt, J.C. Micaelli, "Description of Volumes in Cathare Code", European Two Phase Flow Group Meeting, Zürich, 14-17th June, 1983

- /16/ C.J. Crowley and P.H. Rothe, "Flow visualization and Break Mass Flow Measurements in Small Break Separate Effects Experiments", ANS Specialist Meeting on Small Break Loss of Coolant Accident Analyses in LWR's, Monterey, California, Aug. 25-27, 1981.

- /17/ J. Reimann, M. Khan, "Flow Through a Small Pipe at the Bottom of a Large Pipe with Stratified Flow"; Annual Meeting of the European Two-Phase Flow Group, Paris la Defense, June 2-4, 1982.

- /18/ J. Reimann, M. Khan, "Flow Through a Small Pipe at the Bottom of a Large Pipe with Stratified Flow"; Second International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Santa Barbara, California, January 11-14, 1983.

- /19/ H. John, J. Reimann, "Gemeinsamer Versuchsstand zum Testen und Kalibrieren verschiedener Zweiphasen-Massenstrom-Meßverfahren", KfK 2731 B, Februar 1979.

- /20/ J. Reimann, H. John, H.J. Brinkmann, A. Demski, L. Pawlak, W. Seeger, E. Wanner, R. Weinbrecht, "Gemeinsamer Versuchsstand zum Testen und Kalibrieren verschiedener Zweiphasen-Massenstrom-Meßverfahren", PNS 4137, JB 1981, KfK 3250, 1982, pp. 4100-186.

- /21/ J. Reimann, C. Smoglie, "Flow through a small pipe at the top of a large pipe with stratified flow"; Annual Meeting of the European Two-Phase Flow Group, Zürich, Switzerland, June, 14-16, 1983.

- /22/ J. Lighthill, "Waves in Fluids", Cambridge University Press 1978.

- /23/ H. Lamb, "Hydrodynamics", Cambridge University Press 1975.

- /24/ Y. Taitel and A.E. Dukler, "A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow", AIChE Journal, Vol. 22, No. 1, Jan. 1976.

- /25/ Y. Taitel and A.E. Dukler, "Transient Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes: Modeling the Flow Pattern Transitions", AIChE Journal, Vol. 24, No. 5, Sept. 1978.

- /26/ G.B. Wallis and J.E. Dobson, "The Onset of Slugging in Horizontal Stratified Air-Water Flow", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 1, pp. 173-193, 1973

- /27/ Wen-Hsiung Li, Sau-Hai Lam, "Principles of Fluid Mechanics", Addison-Wesely Publishing Company, 1964.

- /28/ C. Smoglie, J. Reimann, "Two-Phase Flow Through a Small Horizontal Branch in a Pipe with Stratified Flow", Jahrestagung Kerntechnik '84, Frankfurt 22-24 Mai 1984, Tagungsband S. 73.

- /29/ J. Reimann, Not published data.

- /30/ J. Weisbach, "Die Experimentalhydraulik", J.S. Engelhrdt, Freiburg 1855.

- /31/ T.B. Drew, E.C. Koo and W.H. McAdams, "The Friction Factor in Smooth Wall Turbulent Flow", Trans., AIChE 28, 56 (1932).

- /32/ V.L. Streeter, "Handbook of Fluid Dynamics", Chapter 3, McGraw-Hill Book Co. Inc., 1961.

- /33/ VDI 2040, "Berechnungsgrundlagen für die Durchflußmessung von Drosselgeräten", VDI-Verlag, Düsseldorf, 1971.
- /34/ F. D'Auria, P. Vigni, "Two Phase Critical Flow Models", CSNI Report No. 49, 1980.
- /35/ F.J. Moody, "Maximum Flow Rate of a Single Component, Two-Phase Mixture", Transactions of the ASME, JHT, 1965, 87, pp. 134-142.
- /36/ G.B. Wallis, "Critical Two Phase Flow", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 6, pp. 97-112, 1980.
- /37/ G.G. Weigand, S.L. Thompson, D. Tomasko, "Two Phase Jet Loads", NUREG/CR-2913, SAND 82-1935, R4, Jan. 1983.
- /38/ K.R. Katsma et al., "User's Manual for RELAP4/MOD.5", INEL-Report, ANCR-NUREG-1335, Sept. 76.
- /39/ V.H. Ransom, R.J. Wagner, J.A. Trapp, K.E. Carlson, D.M. Kiser, H.H. Kuo, H. Chow, R.A. Nelson, S.W. James, "RELAP5/MOD1 Code Manual Vol.1: System Models and Numerical Methods", NUREG/CR-1826 EGG-2070 DRAFT Revision 1, March 1981.

Anhang

A1 - Methode zur Abschätzung der Fehlerfortpflanzung

Die in verschiedenen Ergebnissen der vorliegenden Arbeit dargestellten Fehlerbalken wurden nach Abschätzung des relativen Fehlers der gemessenen Parameter und Bestimmung der entsprechenden Fehlerfortpflanzung der berechneten Variablen bestimmt.

Der Fehler der gemessenen Parameter ist im wesentlichen abhängig von der Strömungsform und dem Meßbereich der Geräte, deshalb wurde die Meßgenauigkeit für typische Experimente abgeschätzt. Der relative Fehler der Versuchspunkte wurde nach der Fehlerfortpflanzungstheorie bestimmt:

- der relative Fehler δM einer mit absolutem Fehler ΔM gemessenen Größe M ist:

$$\delta M = \frac{\Delta M}{M} \quad (1.1)$$

- der relative Fehler einer Funktion $F(M_i)$ deren unabhängige Variablen M_i mit absoluten Fehlern ΔM_i gemessen wurden, ist:

$$\delta F \equiv \frac{\Delta F}{F} = \frac{1}{F} \sum_{i=1}^m \frac{\partial F}{\partial M_i} \Delta M_i \quad (1.2)$$

Zur Anwendung der Gl. (1.1) und (1.2) wurden die folgenden Bedingungen berücksichtigt:

- Bei den Größen d , D , A_1 , A_3 , g , ϵ , ρ_1 , κ , ζ , c_a , c_g und c_1 wurde ein Fehler von Null angenommen.
- Der relative Fehler in A_g bzw. A_1 wurde unter Berücksichtigung des absoluten Fehlers in h_g bzw. h_1 und mit Hilfe einer Tabelle für Kreisabschnitte bestimmt.

Diese Vorgehensweise ergibt die nachfolgenden Beziehungen:

$$\rho_g = c_a \frac{P}{T_1}$$

$$\delta \rho_g = \delta P_1 + \delta T_1$$

$$\delta(\rho_1 - \rho_g) = \frac{\rho_g}{\rho_1 - \rho_g} \delta \rho_g$$

$$W_{(1,2,3)g} = c_g (P_o \Delta P_o T_o)^{0.5}$$

$$\delta W_{(1,2,3)g} = 0.5 (\delta P_o + \delta \Delta P_o + \delta T_o)$$

$$W_{11} = c_1 (\rho_1 \Delta P_o)^{0.5}$$

$$\delta W_{11} = 0.5 \delta \Delta P_o$$

$$W_{3g} = W_{1g} - W_{2g}$$

$$\delta W_{3g} = \frac{1}{W_{3g}} (W_{1g} \delta W_{1g} - W_{2g} \delta W_{2g})$$

$$W_{31} = \text{weight of water/time}$$

$$\delta W_{31} = \delta \text{weight} + \delta \text{time}$$

$$v_{1g} = \frac{W_{1g}}{\rho_g A_g}$$

$$\delta v_{1g} = \delta W_{1g} + \delta \rho_g + \delta A_g$$

$$h_b = [K(\zeta E A_3)^{0.4} / g^{0.2}] (\Delta P_{1-34} / \rho_1 - \rho_g)^{0.2}$$

$$\delta h_b = 0.2 [\delta P_{1-34} + \delta (\rho_1 - \rho_g)]$$

$$x_3 = \frac{1}{1 + W_{31} / W_{3g}}$$

$$\delta x_3 = (1 - x_3) (\delta W_{31} + \delta W_{3g})$$

$$G_3 = (W_{3g} + W_{31}) / A_3$$

$$\delta G_3 = x_3 \delta W_{3g} + (1 - x_3) \delta W_{31}$$

$$G_{3b} = \zeta E (\rho_b \Delta P_{1-34})^{0.5}$$

$$\delta G_{3b} = 0.5 (\delta \rho_b + \delta \Delta P_{1-34})$$

Die abgeschätzten Fehler der Meßwerte und ihr Einfluß auf die Fehlerfortpflanzung in den Ergebnissen werden mit zwei numerischen Beispielen nachfolgend erläutert.

Beispiel 1: Beginn des Gasmitrisses in nach unten gerichtetem Abzweig: starke Wirbelbildung.

Gemessene Parameter:

$$\begin{aligned} P_1 &= (4.1 \pm 0.1) \text{ bar} \\ T_1 &= (290 \pm 1.5) \text{ K} \\ h_b &= (33 \pm 1.5) \text{ mm} \\ \text{Gewicht des Wassers} &= (54.5 \pm 0.1) \text{ kg} \\ \text{Zeit} &= (427 \pm 3) \text{ sec.} \end{aligned}$$

Aufgetragene Variable: $K_{ge} = h_b [g \rho_l (\rho_l - \rho_g)]^{0.2} / W_{31}^{0.4}; h_b/d$

Fortgepflanzte Fehler:

$$\begin{aligned} \delta K_{ge} &= \delta h_b + 0.2 \delta (\rho_l - \rho_g) + 0.4 \delta W_{31} \\ &= \delta h_b + 0.2 \frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} (\delta P_1 + \delta T_1) + 0.4 (\delta \text{Gewicht} + \delta \text{Zeit}) \\ &= \frac{1.5}{33} + 0.2 \frac{4.9}{995.1} \left(\frac{0.1}{4.1} + \frac{1.5}{290} \right) + 0.4 \left(\frac{0.1}{54.5} + \frac{3}{427} \right) \end{aligned}$$

$$\delta K_{ge} = 0.045 + 0.00003 + 0.0035 \approx 4.9 \%$$

$$\delta(h_b/d) = \delta h_b = 0.045 = 4.5 \%$$

Ähnliche Ergebnisse wurden für den Beginn des Mitrisses in anderen Geometrien erhalten. Deshalb wird der relative Fehler in K im wesentlichen durch den relativen Fehler der Wasserspiegelhöhe bestimmt.

Beispiel 2: Flüssigkeitsmitriß bei nach oben gerichtetem Abzweig: wellige Wasseroberfläche. Maximales W_{31} wegen Verdunstung: $W_{31} = 20 \%$.

Gemessene Parameter:

$$\begin{aligned} P_0 &= (14.3 \pm 0.1) \text{ bar} \\ T_0 &= (289 \pm 1.5) \text{ K} \\ \Delta P_0 &= (60 \pm 3) \text{ mmHg} \\ P_1 &= (4.20 \pm 0.05) \text{ bar} \end{aligned}$$

$$T_1 = (289 \pm 1.5) \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\Delta P_{1-34} = (0.12 \pm 0.01) \text{ bar}$$

$$h = (61 \pm 2) \text{ mm}$$

Aufgetragene Variable:

$$\frac{h}{h_b} = h / [K(\xi A_3)^{0.4} / g^{0.2}] (\Delta P_{1-34} / (\rho_1 - \rho_g))^{0.2}$$

$$x_3 = 1 / (1 + W_{31} / W_{3g}) = 0.991$$

$$\frac{G_3}{G_{3b}} = (W_{3g} + W_{31}) / A_3 \quad (b \quad P_{1-34})^{0.5}$$

Fortgepflanzte Fehler:

$$\begin{aligned} \delta \frac{h}{h_b} &= \delta h + 0.2 [\delta \Delta P_{1-34} + \delta(\rho_1 - \rho_g)] \\ &= \delta h + 0.2 [\delta \Delta P_{1-34} + \frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} (\delta P_1 + \delta T_1)] \\ &= \frac{2}{61} + 0.2 \left[\frac{0.01}{0.12} + \frac{5.1}{994.9} \left(\frac{0.05}{4.20} + \frac{1.5}{289} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\delta \frac{h}{h_b} = 0.0328 + 0.0168 \approx 5 \%$$

$$\begin{aligned} \delta x_3 &= (1-x_3)(\delta W_{31} + \delta W_{3g}) \\ &= (1-0.991)[0.20 + 0.5 (\delta P_o + \delta \Delta P_o + \delta T_o)] \\ &= 0.009 \left[0.20 + \frac{3}{350} + 0.5 \left(\frac{0.1}{14.3} + \frac{2}{60} + \frac{1.5}{289} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\delta x_3 = 0.002 = 0.2 \%$$

$$\begin{aligned} \delta \frac{G_3}{G_{3b}} &= x_3 \delta W_{3g} + (1-x_3) \delta W_{31} + 0.5 (\delta \rho_g + \delta \Delta P_{1-34}) \\ &= 0.991 \times 0.5 (\delta P_o + \delta \Delta P_o + \delta T_o) + 0.009 \times 0.2 + 0.5 (\delta P_1 + \delta T_1 + \delta \Delta P_{1-34}) \\ &= 0.5 \left(\frac{0.1}{14.3} + \frac{2}{60} + \frac{1.5}{289} \right) + 0.009 \times 0.2 + 0.5 \left(\frac{0.05}{4.20} + \frac{1.5}{289} + \frac{0.01}{0.12} \right) \end{aligned}$$

$$\delta \frac{G_3}{G_{3b}} = 0.022 + 0.0018 + 0.05 = 7.4 \%$$

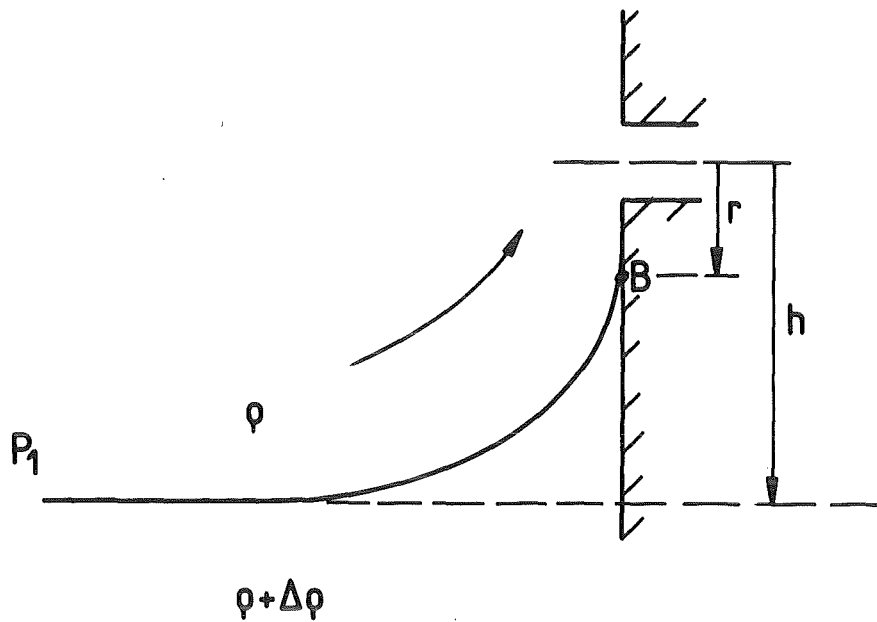
Aus diesen Ergebnissen können folgende Schlußfolgerungen für den Meiß gezo-
gen werden:

- Der relative Fehler von h/h_b ist durch den relativen Fehler von h domi-
niert.
- Der relative Fehler von x_3 nimmt bei abnehmendem Dampfgehalt zu und wird,
bei nach oben gerichtetem Abzweig, infolge der Verdunstung durch den Fehler
von W_{31} , wesentlich beeinflußt.
- Der wesentliche Beitrag zu dem relativen Fehler von G_3/G_{3b} sind die Fehler
von ΔP_{1-34} und W_{3g} bzw. W_{31} bei hohem bzw. niedrigem Dampfgehalt.

A2 - Theoretische Untersuchung der Strömung von inhomogenen Flüssigkeiten
 (nach Craya /12/)

Abb. 2.1 definiert die Parameter, die von Craya verwendet wurden, um den Beginn des Flüssigkeitsmitrisses durch eine seitliche Ausflußöffnung über der horizontalen Grenzfläche zwischen zwei inkompressiblen Flüssigkeiten von verschiedener Dichte zu bestimmen.

Abb. 2.1



Die schwerere Flüssigkeit, die sich in Ruhe befindet, genügt der hydrostatischen Bedingung:

$$P_B + g(\rho + \Delta\rho)(h-r) = P_1 \quad (2.1)$$

wobei r der Abstand von der Ausflußachse zur Spitze B der angehobenen Grenzfläche ist. Für die leichtere Flüssigkeit gilt die Bernoullische Gleichung:

$$P_B + \frac{1}{2}\rho v^2 + g\rho(h-r) = P_1 \quad (2.2)$$

Aus den Gln. (2.1) und (2.2) folgt die Gleichgewichtsbedingung bei B:

$$\frac{v^2}{2} = \frac{\Delta\rho}{\rho} g(h-r) \quad (2.3)$$

Wenn die Geschwindigkeit V die Bedingung für eine zweidimensionale Senke von der Stärke q erfüllt:

$$V = q / \pi r \quad (2.4)$$

wird die Gl. (2.3) zu:

$$\frac{V^2}{2} = \frac{\Delta p}{\rho} q (h-r) = \frac{q^2}{2\pi^2 r^2} \quad (2.5)$$

Mit Hilfe dieses Ausdrucks kann die Größe $V^2/2$ als eine Funktion von r mit zwei verschiedenen Kurven dargestellt werden: eine Gerade und eine Parabel (siehe Abb. 2.2)

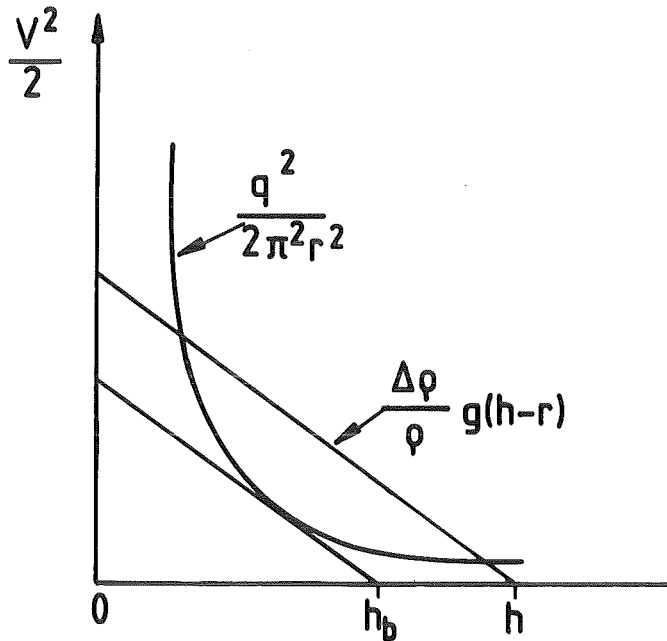


Abb. 2.2

Die Bedingung für den Beginn des Mitrisses erhält man, wenn die Gl. (2.5) eine Doppelwurzel aufweist, d.h. für $r = 2 h/3$. Eingesetzt in Gl. (2.5) ergibt dies:

$$\frac{\Delta p}{\rho_b} = g \left(h_b - \frac{2}{3} h_b \right) = \frac{q^2}{2\pi^2} \left(\frac{2 h_b}{3} \right)^2 \quad (2.6)$$

oder

$$\frac{\Delta p}{\rho_b} g \frac{h_b^3}{q^2} = 27 / 8 \pi^2 \quad (2.7)$$

Craya erweitert dieses Ergebnis auf eine dreidimensionale punktförmige Senke, indem er schreibt:

$$\frac{\Delta p}{\rho} q \frac{h^5}{q^2} = \text{konstant} \quad (2.8)$$

und erhält schließlich den Wert 0,154 für die Konstant .

A3 - Das homogene Gleichgewichtsmodell (HEM) (nach Moody [35])

Die Theorie, die als HEM bekannt ist, ist das einfachste Gleichgewichtsmodell, das für kritische Zwei-Phasen-Strömung formuliert werden kann (vgl. D'Auria u.a. /34/). Es wurde ursprünglich für den Fall entwickelt, bei dem die in einem Druckgefäß enthaltene Flüssigkeit durch ein Rohr ausströmt, dessen Durchmesser viel kleiner ist als der Durchmesser des Behälters.

Die grundlegenden Bedingungen des HEM sind:

- Homogenität: Beide Phasen besitzen die gleiche Geschwindigkeit.
- Thermodynamisches Gleichgewicht: Beide Phasen besitzen denselben Druck und dieselbe Temperatur. Ihre Werte liegen auf der Sättigungskurve. Damit die Phasen dennoch im thermodynamischen Gleichgewicht sind, muß der Wärme- und Stoffübergang unendlich schnell erfolgen.
- Isentrope Strömung: Weder Wärme noch Arbeit wird mit der Umgebung ausgetauscht.

Für stationäre Strömung gelten folgende Gleichungen:

Kontinuitätsgleichung:

$$\rho_m U A = \text{konstant} \quad (3.1)$$

Energiegleichung

$$\frac{1}{2} \rho_m U^2 + h = h_o \quad (3.2)$$

Zustandsgleichungen

$$h = h_1 + \alpha h_{1g} \quad (3.3)$$

$$v_m = v_1 + \alpha v_{1g}$$

$$s = s_1 + \alpha s_{1g} \quad (3.5)$$

Isentropiebedingung

$$ds = 0 \quad (3.6)$$

Bei der Kombination der oben aufgeführten Gleichungen erhält man für den Massenstrom folgenden Ausdruck:

$$G = \frac{2 \left[h_0 - h_e - \frac{s_0 - s}{s_{eg}} h_{eg} \right]^{0,5}}{v_e + \frac{s_0 - s_e}{s_{eg}} v_{eg}} \quad (3.7)$$

Gibt man die Ruhebedingungen vor, so ist die durch Gl. (3.7) gegebene Massenstromdichte nur vom thermodynamischen Zustand des Fluids abhängig. Konsequenterweise muß auch die maximale Massenstromdichte (kritische Strömung) nur vom lokalen thermodynamischen Zustand des Fluids abhängig sein.

Kritische Strömung wird definiert als der Zustand des Fluids, bei dem Veränderungen in den Abstromeigenschaften weder die Menge des Massenstroms noch irgendwelche Eigenschaft stromauf des Abzweigs ändern. Die kritische Massenstromdichte G_{crit} tritt auf, wenn die Strömung die Schallgeschwindigkeit erreicht.

$$\frac{v}{c} = 1 \quad (3.8)$$

Zur Bestimmung von G_{crit} wird der Gegendruck P solange abgesenkt bis die Massenstromdichte einen maximalen Wert annimmt.

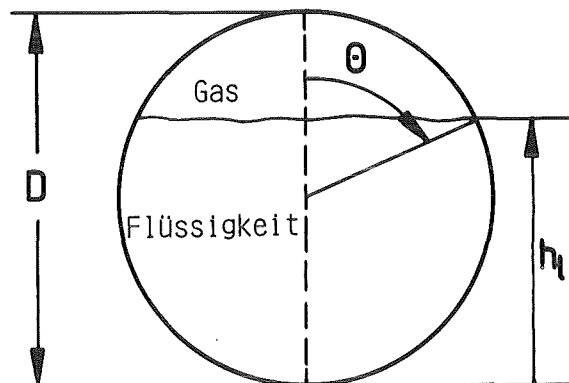
A4 - RELAP5 Modell für den Dampfgehalt des horizontalen Abzweigs (nach Ransom u.a. /39/

Dieses Modell geht aus von Schichtenströmung in einem horizontalen Hauptrohr mit Durchmesser D und Gasvolumenanteil α_1 sowie kritischer Strömung im horizontalen Abzweig mit Durchmesser d und Gasvolumenanteil α_3 . Um α_3 als eine Funktion von α_1 zu definieren, verwendet der RELAP5 Code die Kriterien nach Taitel und Dukler (24, 25) für den Übergang von horizontaler Schichtenströmung zu Schwallströmung in runden Rohren,

$$v_g > (1 - h_e/D) [g(\rho_e - \rho_s) A_g / \rho_s A'_e]^{0,5} \quad (4.1)$$

wobei die Symbole in Kap. 4.4 definiert sind. Die rechte Seite der Gleichung wird als Gasgrenzgeschwindigkeit v_{gL} bezeichnet.

Der Winkelbogen $\Theta = \cos^{-1} (2 h_1/D - 1)$, definiert in Abb. 4.1,



wird zur Umformung von h_1 , A'_1 und α_1 wie folgt verwendet:

$$h_e = D/2 (1 + \cos \Theta) \quad (4.2)$$

$$A'_e = D \sin \Theta \quad (4.3)$$

$$\alpha_1 = (2\Theta - \sin 2\Theta) / 2\pi \quad (4.4)$$

wobei Θ in Radien angegeben wird.

Mit $A_g = \alpha_1 \pi D^2 / 4$ und den Ausdrücken der Gln. (4.2), (4.3) und (4.4), wird die Gasgrenzgeschwindigkeit (Gl. (4.1)):

$$U_{gL} = \frac{1}{4\sqrt{2}} (1 - \cos \theta) \left[D g \frac{h_e - h_g}{\rho_g} \cdot \frac{2\theta - \sin 2\theta}{\sin \theta} \right]^{0,5} \quad (4.5)$$

Im RELAP5 Code wird α_3 für den Wasserspiegel über und unter dem Eintritt des Abzweigs wie folgt definiert:

$$\alpha_3 = \alpha_1 (U_{1g} / U_{gL})^{0,5} \quad \text{bei } h_e > (D+d)/2 \quad (4.6)$$

$$\alpha_3 = 1 - (1 - \alpha_1) (U_{1g} / U_{gL})^{0,5} \quad \text{bei } h_e < (D-d)/2 \quad (4.7)$$

Bei einer Wasserspiegelhöhe innerhalb der Ausströmöffnung ($(D-d)/2 < h_1 < (D+d)/2$) erhält man α_3 durch Interpolation der beiden Gasvolumenanteile, die aus den Grenzen berechnet werden.

A5 - MESSDATEN

Tabelle 5.1: Übergang von Schichtenströmung zu Schwallströmung im waagerechten Hauptrohr (nach oben gerichteter Abzweig)

d m	T _l K	P _l MPa	h _g m	W _{lg} kg/s	W _{3g} kg/s	
0.012	298	0.490	0.031	0.056	0	
	293		0.046	0.085		
				0.051		
	295		0.054	0.123	> 0	
			0.390	0.053	0.107	
			0.490	0.051	0.122	
	289		0.410	0.046	0.100	
			0.430		0.090	0
			0.379	0.044		
	290		0.406	0.042		
			0.399	0.044		> 0
			0.345	0.042		
	281		0.474	0.046	0.112	0
			0.472		0.122	> 0
			0.288	0.041	0.052	0
		0.338	0.044	0.081		
0.020	285	0.395	0.072	0.174	> 0	
		0.323				
		0.382		0.171	0	
		0.309			> 0	
		0.293		0.161	0	

d m	T _l K	P _l MPa	h _g m	W _{lg} kg/s	W _{3g} kg/s
0.020	285	0.272	0.072	0.161	> 0
		0.250		0.143	0
		0.238			> 0
	288	0.500	0.076	0.278	0
		0.498	0.064	0.181	
		0.475			> 0
	290	0.408		0.154	
		0.482	0.063	0.166	
		0.358	0.046	0.091	
	282	0.341	0.044	0.082	0
		0.322			> 0
		0.423	0.048	0.115	0
	291	0.366	0.042	0.098	
		0.394	0.042		> 0
		0.373	0.060	0.140	0
0.235		0.052	0.083		
	0.404	0.056	0.125		
	0.421	0.057	0.142		
	0.447	0.061	0.187		
	0.393	0.065	0.172		
	0.460	0.066	0.208		

Tabelle 5.2: Beginn des Gasmitrisses bei nach unten gerichtetem Abzweig;

$$v_{2g} = 0, v_{21} = 0$$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	
0.006	291	0.412	0.055	0.281	
		0.417	0.060	0.367	
		0.415	0.066	0.454	
		0.414	0.068	0.473	
		0.412	0.030	0.128	
		0.419	0.040	0.182	
			0.056	0.315	
0.008	290		0.060	0.381	
		0.409	0.045	0.236	
		0.414	0.047	0.221	
		0.412	0.041	0.280	
		0.399	0.057	0.265	
		0.399	0.061	0.519	
	295	0.478	0.054	0.351	
		0.381	0.040	0.202	
		0.406	0.064	0.465	
		0.370	0.073	0.632	
		0.337	0.077	0.733	
		294	0.474	0.045	0.257
			0.423	0.041	0.113
0.433	0.046		0.283		

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s
0.008	294	0.435	0.063	0.383
		0.441		0.444
		0.434		0.524
		0.433	0.074	0.697
		0.421	0.034	0.128
		0.433	0.025	0.073
0.012	296	0.404	0.070	0.657
		0.438	0.058	0.428
		0.420	0.070	0.623
		0.443	0.075	0.721
		0.463	0.080	0.975
		0.423	0.085	1.391
	291	0.482	0.083	1.020
		0.412	0.056	0.518
		0.439	0.048	0.261
		0.431	0.061	0.446
		0.438	0.070	0.631
		0.490	0.050	0.366
		0.414	0.046	0.288
		0.033	0.128	

Tabelle 5.3: Beginn des Flüssigkeitsmittrisses bei nach oben gerichtetem Abzweig; $v_{2g} = 0$, $v_{21} = 0$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	w _{3b} 10 ³ kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	w _{3b} 10 ³ kg/s	
0.006	285	0.463	0.034	9.9	0.012	292	0.520	0.081	118.9	
		0.448	0.041	13.2			0.420	95.9		
		0.463	0.043	15.8			290	0.208	0.054	40.6
		0.462	0.049	19.7				0.482	0.066	39.4
		0.472	0.026	7.1		0.434	0.076	87.0		
		0.461	0.030	8.15		0.479	104.8			
		0.485	0.032	9.0		291	0.385	0.072	92.7	
		0.484	0.038	11.7			0.407	0.073		
	0.470	0.044	15.7	0.471			0.074	85.6		
	286	0.343	0.030	6.8			0.390	0.062	92.7	
		0.462	0.032	9.0		0.324	74.5			
		0.507	0.035	10.0		0.508	0.066	59.8		
		0.455	0.038	10.5		0.431	97.7			
		0.343	0.042	11.3		0.219	0.046	48.2		
		0.417	0.045	14.3		0.487	0.050	32.7		
								43.0		
					0.479	0.069	75.0			
0.012	298	0.320	0.068	46.0			9.345	0.072	73.5	
		0.340	0.061	55.7			0.469	0.073	93.0	
	288	0.510	0.081	114.4			0.478	0.079	109.6	
		293	0.380	0.083	85.2	0.020	288	0.490	0.064	181.0
	295	0.510	0.086	130.9	0.450			154.0		
		0.380	0.074	71.1	0.350			128.0		
		0.350	0.064	52.0	0.300			116.0		
			0.054	33.9	0.250			97.0		
	292	0.500	0.061	40.8	0.490			0.066	29.0	
		0.490	0.057	33.1	0.430			62.0		
			0.054	24.1	0.300			42.0		
		0.470	0.052	19.0	0.490		0.067	105.0		
		0.500	0.048	29.3	292		0.510	0.072	174.0	
		0.480	0.045	23.8			0.380	171.0		
		0.430	0.048	17.4			0.290	161.0		
		0.370	0.037	11.7			0.250	143.0		
0.287	0.031	10.4	0.220	127.0						
0.490	0.079	109.2								

Tabelle 5.3: zweite Seite

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³ kg/s
0.020	292	0.180	0.072	99
	288	0.350	0.073	82
		0.470		106
		0.490	0.076	242
		0.500		278
		0.390		106
		0.360		124
		0.410		167
	292	0.470	0.080	183
	288	0.490	0.086	278
	292	0.190	0.089	99
		0.210		120
		0.230		136
		0.260		150

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³ kg/s
0.020	288	0.470	0.095	297
				322
	293	0.466	0.060	38
		0.514	0.061	71
		0.507	0.068	86
	292	0.475		57
		0.388	0.071	81
		0.489	0.072	102
		0.516		100
		0.393		71
	293	0.504	0.075	118
	292	0.383	0.077	103
	293	0.485	0.079	154
		0.292		87

Tabelle 5.4: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei waagrechttem Abzweig;

$$v_{2g} = 0, v_{21} = 0$$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ³ kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	
0.006	287	0.477	0.008	3.8	0.012	281	0.415	0.019	29.0	
		0.376	0.010	5.1			0.431	0.020	34.0	
		0.421	0.012	8.8			0.419	0.021	37.1	
		0.419	0.013	12.7			0.420	0.022	42.3	
		0.364	0.015	16.0			0.407	0.023	48.8	
		0.414	0.016	22.2			0.423	0.022	44.3	
		0.443	0.014	15.1			279	0.438	0.030	88.1
		0.453	0.011	7.8			281	0.463	0.025	60.0
	289	0.261	0.013	5.3			0.443	0.027	65.2	
		0.407	0.010	7.1			0.454	0.027	64.9	
		0.464	0.009	6.6			0.461	0.028	73.3	
		0.391	0.016	20.7			0.437	0.031	88.2	
		0.335	0.014	17.0			0.464	0.032	95.7	
		290	0.376	0.011			11.3	0.455	0.033	104.2
			0.361	0.016			19	0.422	0.023	45.4
			0.403	0.020			21.8	283	0.367	0.019
0.288	0.014		11.9	282	0.270	0.028	56.4			
0.012	281	0.441	0.022	41.5	0.276	0.026	48.1			
		0.375	0.025	51.4	0.279	0.024	41.0			
		0.410	0.030	77.7	283	0.352	0.020	32.9		
		0.463	0.033	96.7	0.372	0.023	42.5			
		0.465	0.030	81.1	0.335		42.9			
		0.448	0.032	88.7	0.276	0.025	46.7			
		0.472	0.034	104.8	0.354	0.023	43.1			
		0.446	0.027	62.3	0.328	0.026	54.3			
		0.468	0.028	71.9	0.320	0.030	57.8			
		0.420	0.029	75.1	0.295	0.031	62.6			
		0.470	0.033	103.4	0.293		66.9			
		280	0.483	0.026	61.8	0.307		72.2		
			0.423	0.029	70.0	0.276	0.025	46.7		
			0.434	0.017	25.0	0.354	0.023	43.1		
0.470	0.018		27.5	0.328	0.026	54.3				
281	0.483		0.026	61.8	0.320	0.030	57.8			
	0.423		0.029	70.0	0.295	0.031	62.6			
0.020	286	0.313	0.015	12.1	0.276	0.025	46.7			
		0.235	0.016	12.5	0.354	0.023	43.1			
		0.265	0.018	18.7	0.328	0.026	54.3			
		0.213	0.020	24.2	0.320	0.030	57.8			
		0.313	0.019	29.2	0.295	0.031	62.6			
		0.213	0.020	24.2	0.293		66.9			
		0.265	0.018	18.7	0.307		72.2			
		0.313	0.019	29.2	0.276	0.025	46.7			

d m	T _l K	P _l MPa	h _b m	W _{3b} kg/s
0.020	286	0.294	0.023	38.3
		0.394		48.9
		0.365	0.024	50.9
		0.321	0.026	55.4
		0.317	0.029	69.1
		0.325	0.031	78.0
		0.255	0.034	77.1
		0.353		94.0
	292	0.402	0.038	119.2
		0.389	0.043	148.6
		0.402	0.051	203.5
		0.330	0.029	71.2
	293	0.336	0.026	55.0
		0.441	0.055	256.8
	295	0.419	0.052	235.0

d m	T _l K	P _l MPa	h _b m	W _{3b} 10 ³ kg/s
0.020	293	0.317	0.027	60.3
		0.336	0.018	24.3
		0.394	0.027	58.2
		0.389	0.026	58.2
		0.420	0.027	69.5
		0.449	0.028	76.1
		0.449	0.028	76.1
		0.350	0.027	65.4
	290	0.350	0.027	66.1
		0.340	0.029	59.1
		0.357	0.027	
		0.385	0.024	42.3
	295	0.365	0.024	41.8
		0.374	0.026	46.7

Tabelle 5.5: Beginn des Gasmitrisses bei waagrechttem Abzweig;

$$v_{2g} = 0, v_{21} = 0$$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s
0.006	288	0.423	0.020	0.352	0.012	285	0.294	0.023	0.618
		0.365	0.023	0.407			0.316	0.594	
		0.333	0.022	0.366			0.309	0.020	0.415
		0.480	0.025	0.481			0.274	0.472	
		0.394	0.021	0.424			0.409	0.025	0.603
	0.406		0.340	0.406			0.028	0.797	
	0.411	0.020	0.295	0.358			0.024	0.568	
	292	0.304	0.021	0.406			0.360	0.026	0.713
		0.307		0.344			0.363	0.031	1.064
		0.365	0.023	0.451			0.360	0.032	1.275
		0.298	0.021	0.348		0.370	0.036	1.843	
		0.252	0.019	0.255		0.317	0.019	0.349	
	293	0.358	0.020	0.299		0.316	0.021	0.457	
		0.420	0.019	0.271		0.315	0.024	0.640	
		0.395	0.017	0.194		0.384	0.025	0.816	
		0.285	0.021	0.381		0.385	0.028	1.027	
		0.318	0.022	0.402		0.383	0.029	1.252	
	294	0.423	0.017	0.183		0.374	0.031	0.913	
		0.298	0.016	0.247		0.375	0.035	1.288	
		0.340	0.019	0.310		0.394	0.036	1.526	
0.449		0.017	0.188	0.356	0.033	1.026			
0.365		0.013	0.121	0.418	0.016	0.166			
0.012	289	0.482	0.013	0.126	0.020	286	0.405	0.022	0.501
		0.443	0.018	0.225			0.465	0.560	
		0.482	0.013	0.126			0.422	0.425	
		0.443	0.018	0.225			0.327	0.021	0.398
		0.482	0.013	0.126			0.306	0.026	0.716
	290	0.433	0.022	0.483		0.327	0.701		
		0.414		0.794		0.419	0.025	0.622	
		0.438	0.024	0.624		0.477	0.026	0.633	
		0.408	0.025	0.698		0.376	0.019	0.266	
		0.315	0.021	0.414		0.412	0.020	0.373	
285	0.316		0.369						

Tabelle 5.5: zweite Seite

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	
0.020	294	0.311	0.022	0.571	0.020	292	0.368	0.022	0.489	
		0.325	0.026	0.635			0.309	0.030	1.063	
		0.306	0.024	0.472			0.387	0.024	0.479	
		0.384	0.033	1.396			0.394	0.022	0.496	
		0.394	0.034	1.779			0.414	0.023	0.539	
	293	0.404	0.051	3.809			0.407	0.025	0.545	
		0.338	0.026	0.699			0.406	0.023	0.475	
		0.453	0.028	0.661			0.404	0.026	0.711	
		292	0.318	0.029			0.836	0.386	0.030	0.811
			0.314	0.023			0.639	0.445	0.022	0.463

Tabelle 5.6: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei nach oben gerichtetem
Abzweig; $v_{2g} > 0$, $v_{21} = 0$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³	W _{2g} kg/s	
0.012	295	0.410	0.054	88.7	11.6	
		0.481		100.8	22.0	
		0.440		83.5	17.7	
				81.8	14.1	
		0.412		69.4	15.7	
		0.395		56.6	12.1	
		0.368		38.9	13.6	
	289	0.452	0.049	90.3	11.7	
	290	0.470	0.056	48.0	3.2	
	291	0.482	0.058	75.1	11.6	
		0.346		53.4	6.4	
		0.412		0.066	89.2	8.5
	286	291	0.213	0.046	43.8	4.5
			0.438	0.054	73.0	11.6
286		0.458	0.068		20.6	
		0.463	0.044	26.1	21.5	

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³	W _{2g} kg/s
0.012	280	0.298	0.044	36.2	21.6
		0.405	0.046	38.6	18.1
		0.460		39.8	15.7
		0.288		35.8	19.6
		0.386	0.047	60.7	30.8
		0.363		59.3	32.1
		0.353	0.046	58.3	33.2
		0.385		66.7	
		0.415	0.048	73.0	35.8
		0.394	0.061	70.6	36.3
		0.353		58.9	35.7
		0.403	0.051	70.4	36.3
		281	0.340		60.9
	0.320		0.057	48.7	25.4
0.020	279	0.404	0.049	102.2	17.7
		0.394	0.060	94.4	37.2

Tabelle 5.7: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei nach oben gerichtetem
 Abzweig; $v_{2g} = 0$, $v_{21} > 0$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ³ kg/s	W ₂₁ kg/s
0.012	281	0.372	0.071	92.0	2.12
			0.073		
		0.459	0.071	77.8	2.06
			0.076		
		0.451	0.070	77.8	
			0.070		
		0.401	0.081	77.8	
			0.071		2.08
		0.396	0.073		
		0.364		69.6	0.75

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ³ kg/s	W ₂₁ kg/s
0.020	280	0.327	0.078	85.0	2.07
			0.076		
		0.410	0.079	85.0	2.16
			0.079		
		0.412	0.072	108.8	2.15
	0.072		84.1	0.88	
	279	0.347	0.049	102.2	2.05
			0.049		
		0.404	0.074	114.9	1.99
			0.074		
0.424		0.073	98.1	2.05	
0.366	0.073	98.1	2.05		
0.394	0.060	94.4	2.07		

Tabelle 5.8: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei waagrechttem Abzweig;

$$v_{2g} > 0, v_{21} = 0$$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³ kg/s	W ₂ kg/s	
0.012	282	0.263	0.022	31.1	39.9	
	285	0.313	0.014	12.4	23.3	
		0.333	0.017	17.5	25.3	
		0.324		16.7	31.0	
		0.365	0.018	19.7	35.5	
		0.370		22.4	43.8	
		0.344	0.019	24.4	43.5	
		0.322	0.021	28.6	46.2	
	296	0.304	0.022	32.2	43.6	
		0.272	0.023	32.0	39.1	
		0.353	0.031	52.6	118.0	
		0.468	0.022	18.7	137.0	
		0.413	0.012	13.7	142.0	
		0.441	0.023	17.1	152.0	
		0.472	0.024	20.0	171.0	
		0.389	0.019	10.0	140.0	
		297	0.428	0.033	58.2	87.9
			0.463	0.024	18.8	189.0
	0.363		0.023	14.6	144.0	
	0.383			13.6	156.0	
	0.306	0.026	25.2	69.4		
	0.417	0.030	43.8	103.8		

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³ kg/s	W ₂ kg/s		
0.012	297	0.338	0.029	57.4	86.5		
		0.418	0.024	34.4	105.3		
		0.380		34.0	115.5		
		0.379	0.016	15.3	106.7		
		0.315	0.015	12.3	89.2		
	298	0.304	0.016	12.4	71.9		
		0.412	0.028	69.2	100		
		0.020	293	0.317	0.027	60.3	23.4
			0.305	0.024	31.4	47.6	
			0.389	0.019	18.5	61.1	
0.336	0.018		24.3	52.7			
294	0.296	0.026	41.9	36.1			
	0.314	0.041	95.4	66.9			
	0.390	0.036	67.7	84.6			
	0.430	0.032	41.0	107.8			
	0.424	0.027	25.7	112.7			
	0.463	0.024	17.3	132.7			
	0.443	0.019	13.1	145.2			
	295	0.453		15.0	173.1		
0.397		0.027	23.0	151.1			
0.389			25.0	149.0			
0.355		0.030	27.4	118.6			

Tabelle 5.9: Beginn des Flüssigkeitsmitrisses bei waagrechttem Abzweig;

$$v_{2g} = 0, v_{21} > 0$$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³ kg/s	W ₂₁
0.012	283	0.303	0.017	17.9	0.663
		0.367	0.019	27.3	0.814
	285	0.352	0.021	32.9	1.147
		0.372	0.023	42.5	1.118
		0.320	0.030	57.8	1.665
		0.295	0.031	62.6	1.825
	295	0.293		66.9	1.890
		0.396	0.026	47.1	5.00
		0.445		46.4	5.38
		0.345		33.5	6.33
	296	0.389	0.019	25.2	5.91
		0.419	0.021	23.3	6.37
		0.433	0.019	19.6	6.29
		0.394	0.024	25.5	6.75
		0.330	0.021	28.1	7.35
		0.335		28.2	7.80
	297			0.023	24.3
		0.306	0.024	36.1	8.44
0.485		0.028	59.5	3.30	
0.020	293	0.345	0.027	42.8	3.08
		0.394		58.2	2.92

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} 10 ⁻³ kg/s	W ₂₁ kg/s
0.020	293	0.420	0.027	69.5	2.85
		0.449	0.028	76.1	2.72
	294				2.46
		0.409	0.037	75.0	3.18
		0.433	0.035	87.8	3.07
		0.443	0.033	64.9	2.98
	290	0.442	0.042	110.9	3.24
		0.350	0.027	65.4	1.86
				66.1	
		0.340	0.029	59.1	2.44
	295	0.357	0.027		2.29
		0.385	0.024	42.3	2.61
		0.365		41.8	3.18
		0.467	0.028		4.31
		0.350	0.026		4.90
		0.414		46.2	7.31
	294		0.374		46.7
0.406		0.029	35.9	6.45	
0.338		0.030	47.6	7.96	
0.365		0.028		8.72	
0.459		0.026	26.7	9.08	

Tabelle 5.10: Beginn des Gasmitrisses bei waagerechtem Abzweig;

$$v_{2g} > 0, v_{21} = 0$$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	W _{2g} 10 ³ kg/s	
0.012	289	0.402	0.025	0.467	79.8	
		0.404	0.023	0.337	79.9	
		0.385	0.025	0.413	76.8	
		0.373	0.026	0.444	71.1	
		0.318	0.023	0.408	60.6	
		0.289	0.022	0.287	54.0	
		0.384		0.338	75.0	
		0.235		0.350	63.1	
		296	0.335	0.021	0.403	89.6
		0.368	0.016	0.222	99.3	
0.020	292	0.466		0.223	108	
		0.367	0.018	0.249	39.2	

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	W _{2g} 10 ³ kg/s
0.020	292	0.407	0.019	0.296	49.8
		0.372		0.301	48.9
		0.387	0.022	0.382	58.2
			0.024	0.479	64.7
		0.394	0.022	0.496	69.8
		0.414	0.023	0.539	72.6
		0.407	0.025	0.545	76.7
		0.406	0.023	0.475	76.3
		0.404	0.026	0.711	
		294	0.463	0.023	0.439
0.020	292	0.445	0.022	0.463	88.7

Tabelle 5.11: Beginn des Gasstrisses bei waagerechtem Abzweig;

$$v_{2g} = 0, v_{21} > 0$$

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	W ₂₁ kg/s
0.012	287	0.281	0.032	0.742	2.80
		0.384	0.036	1.050	3.02
		0.385	0.035	1.222	3.11
	295	0.347	0.026	0.415	4.59
		0.288	0.032	0.858	4.77
		0.288	0.031	0.800	7.46
		0.365	0.020	0.205	7.00
		0.377		0.194	5.63
		0.355	0.018	0.180	8.52
		0.365	0.019	0.200	7.51
		0.355	0.026	0.493	9.50
		0.394	0.025	0.232	10.92
		0.394	0.025	0.232	10.92
0.020	293	0.343	0.019	0.240	2.54

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	h _b m	W _{3b} kg/s	W ₂₁ kg/s	
0.020	297	0.343	0.023	0.431	2.64	
		0.338	0.026	0.699	2.69	
			0.028	0.661	3.87	
	292	0.318	0.029	0.836	2.95	
		0.314	0.023	0.639	3.49	
		0.318	0.026	0.408	4.18	
		0.320	0.025	0.394	4.99	
	290	0.386	0.030	0.811	3.94	
		0.382	0.029	0.625	3.91	
		0.387	0.025	0.408	3.69	
		0.372	0.034	0.786	5.50	
		0.374	0.029	0.527	6.51	

Tabelle 5.12: Gasmitriß bei nach unten gerichtetem Abzweig

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ³ kg/s	W ₃₁ kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ³ kg/s	W ₃₁ kg/s		
0.006	287	0.364	0.225	0.017	6.00	0.175	0.008	294	0.521	0.122	0.017	6.81	0.225		
		0.384	0.240	0.020	5.83	0.210			0.493	0.220	0.022	7.05	0.326		
		0.546	0.340	0.016	6.36	0.203			0.482	0.235	0.040	5.21	0.491		
		0.467	0.250	0.015	7.20	0.145			0.012	296	0.024	0.030	5.63	0.333	
		0.517	0.310	0.017	5.71	0.201					0.443	0.120	0.052	6.34	0.854
		0.445	0.260	0.014	6.31	0.157					0.502	0.130	0.055	6.04	0.970
		0.008	295	0.520	0.145	0.018			5.76	0.144	0.012	291	0.287	0.125	0.026
0.482	0.199			0.039	4.66	0.434	0.322	0.135	0.030	9.32			0.693		
0.492	0.122			0.020	5.98	0.284	0.370	0.165	0.041	9.04			0.855		
0.521	0.119			0.017	8.66	0.262	0.389	0.175	0.033	11.38			0.806		
0.531	0.066			0.026	4.06	0.260	0.365	0.150	0.051	6.80			0.877		
0.480	0.200			0.023	8.87	0.348	0.394	0.165	0.057	6.57			0.966		
0.536	0.135			0.020	6.33	0.222	0.417	0.175	0.048	9.09			0.906		
0.460	0.190			0.023	5.28	0.398	0.443	0.190	0.054	8.78			1.00		
294	0.463			0.255	0.045	3.64	0.534	0.456	0.180	0.016			8.69	1.90	
	0.541			0.250	0.038	6.56	0.474	0.472	0.035	0.023			8.42	0.349	
	0.482			0.060	0.021	6.33	0.195								

Tabelle 5.13: Flüssigkeitsmitriß bei nach oben gerichtetem Abzweig

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ⁻³ kg/s	W ₃₁ kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ⁻³ kg/s	W ₃₁ kg/s
0.012	290	0.403	0.130	0.064	78.8	0.53	0.012	281	0.474	0.194	0.046	112.2	1.37
		0.422	0.038	0.049	51.2	0.51			0.472	0.222		114.5	1.05
		0.433	0.060	0.056	62.3	0.52			0.458	0.215	0.049	110.1	0.91
		0.435	0.070	0.062	74.5	0.20			0.512	0.240	0.054	122.5	2.02
		0.462	0.113		92.7	1.10			0.463	0.218	0.056	112.1	0.44
		0.367	0.172	0.055	85.7	1.45			0.487	0.228	0.061	117.1	0.54
		0.435	0.160	0.066	97.7	0.95			0.228	0.096	0.041	51.6	0.95
		0.315	0.124	0.046	71.6	0.39			0.338	0.159	0.044	80.8	2.13
		0.360	0.169	0.048	84.6	0.81			0.469	0.220	0.046	112.2	1.98
		0.376	0.138	0.054		1.65			0.020	292	0.482	0.024	0.071
	289	0.302	0.059	0.048	48.3	0.18	0.492	0.015	0.072	99.3	0.38		
		0.477	0.032			0.41	0.335	0.012	0.070	71.2	0.17		
	285	0.453	0.133	0.069	91.3	0.38	293	0.433	0.007	0.060	70.7	0.14	
		0.418	0.196	0.073	93.1	0.03		0.413	0.011	0.061	85.6	0.73	
		0.432	0.088	0.043	73.6	2.68		0.492	0.009	0.062		0.56	
	280	0.463	0.128	0.059	94.4	0.97		0.340	0.014	0.069		0.47	
		0.379	0.178	0.044	86.4	1.16		0.440	0.020	0.075	117.9	0.07	
		0.397	0.137	0.043	86.1	0.88	280	0.481	0.052	0.076	206.9	0.51	
		0.416	0.195	0.053	96.1	1.75		0.511	0.064	0.077	234.4	0.38	
		0.404	0.154	0.055	89.1	1.32		0.343	0.015	0.047	83.1	1.50	
0.333		0.119	0.042	71.0	1.18		0.235	0.024	0.052		1.20		
0.406		0.152		89.4	1.41		0.404	0.028	0.056	125.4	1.38		
0.376		0.140		82.8	2.36		0.470	0.024	0.057		2.07		
0.423		0.199	0.036	67.6	1.84		0.447	0.044	0.061	186.7	1.14		
0.394		0.185	0.032	46.2	3.52		0.393		0.065	171.8	0.58		
0.294	0.131	0.041	63.8	3.40		0.461	0.056	0.066	207.8	1.27			
0.399	0.187	0.044	93.4	3.08		0.374	0.039	0.072	159.4	0.60			
0.414	0.195	0.046	95.0	1.30	282	0.451	0.018	0.049	102.7	2.98			
0.345		0.042	67.1	3.91		0.461	0.023	0.052	119.2	2.21			
0.364	0.171	0.073	85.6	0.08			0.026	0.057	126.9	1.50			
0.340	0.160	0.042	76.3	1.54		0.375	0.028	0.056	118.7	2.16			
0.308	0.146	0.041	68.4	3.60									

Tabelle 5.14: Gasmitriß bei waagerechtem Abzweig

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ⁻³ kg/s	W ₃₁ kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ⁻³ kg/s	W ₃₁ kg/s
0.006	288	0.456	0.273	0.013	4.68	0.255	0.012	280	0.437	0.050	0.015	10.4	0.482
		0.443	0.076	0.005	4.85	0.092			0.476	0.033	0.017	9.57	0.442
		0.460	0.145	0.004	8.24	0.128			0.417	0.035	0.019	5.81	0.488
		0.470	0.244	0.007	8.07	0.180			0.475	0.030		7.80	0.430
		0.458	0.208	0.009	6.37	0.184			288	0.480	0.138	0.003	36.9
	290	0.413	0.226	0.007	6.90	0.166	0.422	0.157	0.000	42.7	0.405		
		0.481	0.070	0.003	6.30	0.074	289	0.404	0.170	0.010	23.0	0.690	
		0.466	0.127	0.006	6.50	0.130	0.423	0.195	0.014		0.821		
		0.444	0.250	0.004	10.2	0.136	0.443	0.250	0.015		0.917		
		0.430	0.184	0.000	10.5	0.10	296	0.455	0.205	0.004	26.0	0.635	
		0.432	0.177	0.002	10.4	0.104	0.020	286	0.464	0.001	0.003	5.85	0.082
		0.485	0.155	0.012	4.15	0.211	0.483	0.004	0.010	9.55	0.384		
		0.463	0.182	0.011	4.35		0.441	0.003	0.013	6.87	0.408		
		0.475	0.270	0.010	6.30	0.225	287	0.445	0.008	0.006	17.6	0.345	
		292	0.412	0.213	0.011	4.22	0.215	292	0.426	0.018	0.011	19.1	0.692
			0.477	0.248	0.015	3.57	0.282	0.474	0.023	0.013	18.8	0.808	
			0.439	0.143	0.014	2.11	0.229	0.442	0.032	0.016	19.1	0.969	
			0.453	0.110			0.191	0.467	0.045	0.022	18.7	1.40	
			0.460	0.077	0.009	3.23	0.136	296	0.291	0.056	0.002	35.7	0.675
		293	0.482	0.200	0.012	3.19	0.246	0.322	0.066	0.001	48.9	0.728	
294	0.372	0.091	0.006	3.51	0.111	0.369	0.097	0.007	54.4	1.23			
290	0.412	0.070		3.06	0.095	0.374	0.102	0.013	45.3	1.46			
0.012	282	0.428	0.037	0.000	17.5	0.265	0.367	0.109	0.016	39.1	1.57		
		0.433	0.050	0.003		0.301	0.375	0.060	0.017	25.0	1.36		
		0.454	0.055	0.005		0.265	0.414			0.020	1.01		
		0.465	0.067	0.010	13.1	0.486	0.406	0.070	0.023	19.7	1.63		
		0.470	0.081	0.012		0.590	0.382	0.120	0.028		2.34		
	280	0.379	0.035	0.006	14.5	0.312	288	0.382	0.008	0.004		0.359	
		0.435	0.025	0.007	13.3	0.238	0.318	0.011	0.003	22.4	0.388		
		0.470	0.020	0.008	12.4	0.250	0.438	0.026	0.000	41.3	0.519		
		0.376	0.065	0.014	11.3	0.542							

Tabelle 5.15: Flüssigkeitsmitriß bei waagrechttem Abzweig

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ³ kg/s	W ₃₁ kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ³ kg/s	W ₃₁ kg/s	
0.006	288	0.298	0.066	0.004	7.08	0.028	0.006	288	0.423	0.125	0.005	10.8	0.054	
		0.416	0.171	0.001	11.1	0.085			0.419	0.096	0.007		0.029	
	290	0.403	0.088	0.002	9.12	0.049		0.400	0.06	0.005	7.16			
		0.369	0.084	0.001	7.99	0.051		0.473	0.069	0.001	6.52	0.055		
		0.383	0.102	0.003	9.36	0.052		0.286	0.172	0.002	7.76	0.077		
	0.360	0.095	0.006	11.3	0.020	0.218		0.123		5.70	0.062			
	0.370	0.143	0.009	14.6	0.017	295		0.476	0.132	0.001	9.16	0.092		
	0.372	0.193	0.010	16.3	0.016			297	0.346	0.199		8.52	0.102	
	0.443	0.230	0.004	15.1	0.069	0.012		279	0.336	0.121	0.028	95.2	0.003	
	0.429	0.152	0.007	15.4	0.032				0.384	0.188	0.030	115.0	0.002	
	0.439	0.161	0.010	18.9	0.010				0.435	0.041	0.010	64.6	0.109	
	293	0.431	0.221	0.008	17.6				0.032	0.416	0.243	0.019	67.8	0.151
		0.433	0.164	0.007	16.1				0.033	0.438	0.254		69.1	0.140
	294	0.344		0.001	8.56				0.087	0.486	0.120		68.2	0.121
	289	0.379	0.115		7.75				0.078	0.424	0.100	0.016	53.6	0.160
	297	0.482	0.150	0.004	11.9				0.068	0.477	0.051	0.014	45.5	0.139
		0.480	0.202	0.006	14.9				0.063	0.472	0.036	0.013	40.1	0.124
	0.482	0.115	0.009	15.0	0.019				282	0.372	0.052	0.020	49.0	0.035
	0.260	0.110	0.005	7.75	0.040	0.443		0.071		0.017	54.1	0.116		
	288	0.451	0.124	0.001	10.5	0.074		0.428	0.094	0.018	59.2	0.109		
290		0.430	0.184	0.000		0.409	0.047	0.009	36.5	0.174				
287	0.190	0.094	0.001	4.33	0.056	0.426	0.045	0.016	46.1	0.077				
	0.180	0.090	0.004	4.40	0.054	0.451	0.050	0.014	45.6	0.119				
0.298	0.180	0.008	10.6	0.042	0.436	0.045	0.011	38.8	0.157					
0.374	0.220	0.009	14.6	0.032	0.443	0.050	0.008	30.9	0.184					
0.448	0.114		13.8	0.023	0.409	0.069	0.016	50.8	0.096					
0.487	0.093		13.7	0.018	283	0.451	0.043	0.007	28.9	0.175				
0.541	0.072	0.010	12.4	0.012		0.438	0.030	0.005	23.4	0.173				
0.171	0.089	0.006	5.58	0.025	0.443	0.022	0.013	28.1	0.048					
0.147	0.068	0.005	4.25	0.024		0.029	0.011	28.6	0.090					
0.203	0.117	0.008	7.60	0.021	0.441	0.043	0.012	37.6	0.078					
0.230	0.084		7.49	0.020	0.451	0.039	0.018	41.5	0.024					
0.284	0.147	0.010	12.3	0.016	0.429	0.046	0.009	29.9	0.166					
288	0.428	0.170	0.002	10.7	0.082	282	0.428	0.019	0.004	17.1	0.155			

Tabelle 5.15: zweite Seite

d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ⁻³ kg/s	W ₃₁ kg/s	d m	T ₁ K	P ₁ MPa	ΔP ₁₋₃₄ MPa	h m	W _{3g} 10 ⁻³ kg/s	W ₃₁ kg/s
0.012	282	0.434	0.019	0.002	15.0	0.167	0.020	292	0.323	0.050	0.023	94.0	0.164
		0.345	0.030	0.001	15.4	0.230			0.384	0.030	0.001	40.5	0.459
		0.428	0.037	0.000	17.5	0.265			0.462	0.017		39.6	0.44
	296	0.470	0.187	0.001	36.2	0.477		295	0.435	0.060	0.025	115.4	0.135
		0.492	0.079		28.6	0.305			0.477	0.065	0.011	81.22	0.498
		0.441	0.094		29.5	0.335			0.463	0.040	0.021	88.0	0.195
		0.410	0.153		35.15	0.432			0.384	0.070	0.017	89.1	0.358
		0.379	0.185		35.4	0.450			0.482	0.013	0.006	41.03	0.283
		0.323	0.113		26.4	0.359			0.419	0.028	0.010	62.5	0.324
		0.242	0.103		19.3	0.335			0.342	0.045	0.012	73.8	0.368
	289	0.218	0.018		9.58	0.149		0.325		0.018	79.9	0.239	
		0.254	0.021	0.002	11.7	0.144		0.311	0.040	0.024	86.2	0.089	
		0.141	0.014	0.004	7.07	0.087		0.387	0.010	0.004	28.1	0.307	
		0.422	0.006		9.60	0.063		0.412	0.016	0.001	34.7	0.401	
		0.546	0.007		12.8	0.073		288	0.308	0.010		23.5	0.255
		0.402	0.004	0.002	7.29	0.067			0.412	0.005		22.9	0.219
		0.487	0.005	0.006	11.1	0.040		0.451	0.004	0.003	22.5	0.166	
		0.157	0.037	0.012	17.5	0.067		289	0.305	0.006	0.006	37.3	0.305
		0.159	0.054	0.014	19.6	0.043			0.327	0.029		48.9	0.397
		0.495	0.006	0.012	16.6	0.012			0.402	0.022	0.005	48.6	0.362
0.172	0.008	0.014	17.9	0.006	0.462	0.028	0.001		48.0	0.505			
0.296	0.014		18.7	0.015	0.334	0.050	0.016	76.7	0.226				
288	0.422	0.157	0.000	42.7	0.405	0.463	0.026	0.015	74.8	0.188			
0.020	287	0.441	0.007	0.010	36.5	0.145	0.335	0.045	0.011	74.0	0.381		
		0.475	0.007	0.007	35.4	0.197	0.304	0.065	0.014	81.1	0.393		
		0.480		0.001	26.6	0.292	0.353	0.070	0.009	83.5	0.589		
		0.462	0.008	0.004	31.7	0.267	0.409	0.090	0.001	83.3	0.877		
		0.492		0.015	45.4	0.102	288	0.438	0.026	0.000	41.3	0.519	

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Reaktorbauelemente des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Herrn Professor Dr.-Ing. U. Müller danke ich sehr für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die kritische Durchsicht des Manuskriptes und die Übernahme des Hauptreferates.

Den Herren Prof. Dr.-Ing. K.O. Felsch und Prof. Dr.-Ing. G. Yadigaroglu danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. J. Reimann für viele wertvolle Anregungen und gemeinsame Diskussionen bei der Durchführung dieser Arbeit.

Ferner danke ich Herrn H.J. Brinkmann für die Unterstützung bei den umfangreichen Messungen, Frau S. Blümle, Frau J. Decker sowie Frau I. Rössler für die Reinschrift des Manuskriptes, Frau M. Langer und Frau U. Holzwarth für die Anfertigung der Abbildungen, Frau U. Frey und Herrn R. Friese für die große Hilfe bei der deutschen Übersetzung der Arbeit und Herrn G. Eisele für seine Hilfsbereitschaft.