

KfK 3926  
August 1985

# **Transiente Dreiphasen Dreikomponenten Strömung**

**Teil 2:  
Eindimensionales Schlupfmodell  
Vergleich Theorie-Experiment**

**N. I. Kolev  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 3926

Transiente Dreiphasen Dreikomponenten Strömung  
Teil 2: Eindimensionales Schlupfmodell -  
Vergleich Theorie-Experiment

N. I. Kolev<sup>+</sup>

<sup>+</sup> delegiert vom Institut für Kernforschung und Kernenergetik der  
Bulgarischen Akademie der Wissenschaften als Stipendiat der  
Alexander von Humboldt-Stiftung

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## Zusammenfassung

Anhand einer mit dem eindimensionalen Schlupfmodell durchgeführten Nachrechnung von Experimentaldaten für

- siedende Zweiphasenströmung
- Strömung und Wärmeübergangsmechanismus vor und nach der Siedekrise
- Loss-of-flow-Experiment für typische PWR und
- kritische Strömung

wurde die Brauchbarkeit des Entropiekonzepts zur Simulation technisch interessanter Fälle nachgewiesen.

## Transient Three-Phases Three-Component Flow

### Part 2: One-Dimensional Slip Model - Comparison Theory-Experiment

#### Abstract

Using a one-dimensional slip model a comparison between predicted and experimental results for

- boiling two-phase flow
- pre- and post-DNB flow and heat transfer,
- loss-of-flow experiment for nuclear heated rod bundle for typical PWR and
- critical flow

was made and the usefulness of the entropy concept was demonstrated.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
Nomenklatur	1
1. Ziel der Untersuchung	4
2. Numerisches Lösungsverfahren	6
2.1 Transiente Strömung	6
2.2 Stationäre Strömung	9
3. Energie- und Massensprung an der Phasengrenze	11
4. Konstitutive Gleichungen	13
5. Vergleich Theorie-Experiment	18
5.1 Gasvolumenanteil	18
5.2 Strömung und Wärmeübergangsmechanismus vor und nach der Siedekrise	19
5.3 Loss of Flow - Experiment für typische PWR	19
5.4 Kritische Strömung	20
6. Abschließende Bemerkungen	23
Abbildungen	24
Literatur	48
Anhänge 1 bis 9 - konstitutive Gleichungen	53

## Nomenklatur

A	Querschnitt
a	Schallgeschwindigkeit
$c_p$	spezifische Wärme bei konstantem Druck
d	totales Differential
e	spezifische innere Energie
$F_R$	Reibungskraft
$f_R$	Reibungskraft pro Volumeneinheit des Gemisches
G	Massenstromdichte
$G^*$	kritische Massenstromdichte
g	Gravitationskonstante
h	spezifische Enthalpie
M	Mach-Zahl
$\dot{m}$	Massenstrom
p	Druck
Q	thermische Leistung
$\dot{q}'''$	in die Strömung eingeführte thermische Leistung pro Volumeneinheit des Gemisches (der Strömung)
R	mit Index - Gaskonstante
R	ohne Index - Reibungsdruckabfall pro Längeneinheit des Kanals
S	Schlupf
s	spezifische Entropie
T	absolute Temperatur
U	Vektor der abhängigen Variablen
v	spezifisches Volumen
V	Geschwindigkeits-Vektor
u, v, w	x, y, z Komponenten des Vektors V
x, y, z	Koordinaten
x	Massenstromanteil
$x_i^*$	Massenstromanteil der inerten Komponente des Geschwindigkeitsfeldes i

## Griechische Buchstaben

$\alpha$	Volumenanteil
$\Delta$	endliche Differenz
$\kappa$	Isentropenexponent

$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda$	Eigenwert
$\mu$	zeitliche Massenänderung pro Volumeneinheit des Gemisches
$\rho$	Dichte, ohne Index - homogene Dichte
$\tau$	Zeit
$\phi$	Winkel zwischen $-g$ und $V$



i	Geschwindigkeitsfeld										
1	$\hat{=}$ G Gas										
2	$\hat{=}$ F flüssig + fest (z. B. Film)										
3	$\hat{=}$ T flüssig + fest (z. B. Tröpfchen)										
iN	inerte Komponente des Geschwindigkeitsfeldes										
1N	$\hat{=}$ L nichtkondensierendes Gas im Gasgemisch (z. B. Luft als ein einziges Gas betrachtet)										
2N	$\hat{=}$ FB feste Phase B (z. B. Borsäure) im Geschwindigkeitsfeld 2 (F)										
3N	$\hat{=}$ TB feste Phase B (z. B. Borsäure) im Geschwindigkeitsfeld 3 (T)										
Flüssigkeit + Dampf											
D	Dampf										
FF	Flüssigkeit im Geschwindigkeitsfeld 2 (F)										
TF	Flüssigkeit im Geschwindigkeitsfeld 3 (T)										
Richtung der durch Stoffübergang transportierten Masse zwischen zwei Geschwindigkeitsfeldern											
	von	zu									
DF (GF)	D (G)	F	Kondensation								
DT (GT)	D (G)	T									
FD (FG)	F	D (G)	Verdampfung								
TD (TG)	T	D (G)									
FT	F	T	Entrainment								
TF	T	F	Deposition								
Richtung der Massenquellen bzw. Senken ( $A \hat{=}$ Außen, $V_{Ai} \neq V_i$ )											
	von	zu		von	zu		von	zu		von	zu
AL	A	L	LA	L	A	AD	A	D	DA	D	A
AFB	A	FB	FBA	FB	A	AFF	A	FF	FFA	FF	A
ATB	A	TB	TBA	TB	A	ATF	A	TF	TFA	TF	A
Richtung des Impulstransportes ( $W \hat{=}$ Wand)											
	von	zu		von	zu						
WB	W	G	GT	G	T						
WF	W	F	FT	F	T						
Richtung der Wärmequellen bzw. Senken ( $I \hat{=}$ Phasengrenze)											
	von	zu		von Phasengrenze I		zu					
WG	W	G	FGI	FG		G					
WF	W	F	TGI	TG		G					
GT	G	T	IF	FG		F					
GF	G	F	IT	TG		T					
FT	F	T									
"	gesättigter Dampf										
'	gesättigte Flüssigkeit										

## 1. Ziel der Untersuchung

In /1/ wurde die allgemeine Arbeitsform des Differentialgleichungssystems, das eine

- transiente
- dreidimensionale
- Dreiphasen
- Dreikomponenten
- nichthomogene (drei Geschwindigkeitsfelder)
- Nichtgleichgewichtsströmung in einem
- porösen Medium

beschreibt, hergeleitet. Dabei wurden auch die Definitionen der lokalen kritischen Massenstromdichte, sowie der Mach-Zahl erhalten. Charakteristisch für das DGL-System war die äußerst einfache, anwendungsfreundliche Form der Konzentrations- und der Entropiegleichungen.

Das Hauptziel dieser Studie ist es, die Brauchbarkeit des Entropiekonzepts, hergeleitet in /1/, in bezug auf mögliche Modellierung von verschiedenen technischen Prozessen zu prüfen.

Bevor man zu mehrdimensionalen Anwendungen kommt, ist es angebracht, diese Überprüfung mit Hilfe eines eindimensionalen Modells durchzuführen. Der Grund dafür ist in der Tatsache zu sehen, daß die Quellterme sowohl für die eindimensionale als auch für die mehrdimensionale Formulierung dieselben sind. Gerade die Berechnung der Quellterme aber ist erfahrungsgemäß nicht problemlos, da unsere Vorstellung bei der Modellierung separater Effekte noch bei weitem nicht vollständig ist.

Wie in /1/ schon erwähnt wurde, liegt für das Schlupf- bzw. Driftflux-konzept eine breitere Datenbasis vor im Vergleich zu dem Modell der separierten Impulsgleichungen, so daß für diese Untersuchung das Schlupfmodell /1 Kapitel 4/ verwendet wird.

Falls wir Dreiphasen, Dreikomponenten Strömungen, beschrieben durch drei Geschwindigkeitsfelder unter Berücksichtigung der Strömungsformen, behandeln, ist es leicht, sich vorzustellen, welche eine große Anzahl von Kombinationen möglicher Zustände sich in der Orts-Zeitebene ergeben können. Eine exakte Überprüfung aller möglichen Kombinationen von Phasen, Komponenten, thermo-

dynamischer Zustände und Strömungsformen anhand von Experimentaldaten ist nicht die Aufgabe dieser Untersuchung, nicht zuletzt, da in vielen Fällen einfach keine Experimente vorhanden sind. Vielmehr wird in dieser Arbeit ein Versuch unternommen, eine funktionsfähige Algorithmusstruktur zu schaffen und sie in bestimmten Querschnitten von Zuständen zu überprüfen, um neben dem Hauptziel auch mögliche Schwachstellen bei der Modellierung von separaten Effekten herauszustellen.

## 2. Numerische Lösungsverfahren

### 2.1 Transiente Strömung

Als Rahmenstruktur unserer weiteren Überlegungen wird das in /1 Kap. 4/ hergeleitete DGL-System verwendet. Es wurde bei der Herleitung vorausgesetzt, daß die Schlupfwerte  $S_F, S_T$  aus empirischen Korrelationen berechnet werden können.

Wir schreiben das System aus /1, Tabelle 12/ in der in Tabelle 2 angegebenen Form. Wir verwenden weiter Index  $j$  für die Ortsdiskretisierung und Index  $n$  für die Zeitdiskretisierung. Ohne an dieser Stelle alle derzeit existierenden Integrationsverfahren für quasilineare nichthomogene Systeme von partiellen Differentialgleichungen mit ihren Vor- und Nachteilen zu diskutieren, wählen wir ein implizites Verfahren erster Ordnung, ursprünglich vorgeschlagen von Trimble und Turner /2/, und modifiziert für die Zwecke der Integration des in der Tabelle angegebenen Systems.

Um Speicherplatz zu sparen, wird die Eigenschaft des Systems, daß die sechs Entropie- und Konzentrationsgleichungen separiert integriert werden können, ausgenutzt. Wir setzen voraus, daß der Vektor der abhängigen Variablen

$$U^T = (G, p, x_G, x_T, \underbrace{s_i, x_i^*}_{i=1,2,3})$$

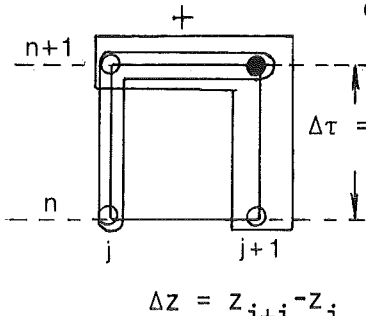
in den Punkten  $(j,n)$ ,  $(j+1,n)$  und  $(j,n+1)$  bekannt ist. Es wird die Lösung in dem Punkt  $(j+1,n+1)$  gesucht. Die Diskretisierung des Systems erfolgt für die Berechnungsmoleküle, dargestellt in Tabelle 2. Die endgültige Form des algebraischen Gleichungssystems ist eine Summe der diskretisierten Gleichungen in  $(j,n;j,n+1;j+1,n+1)$  bzw.  $(j,n+1;j+1,n+1,j+1,n)$ , aufgelöst nach dem Vektor der abhängigen Variablen in Punkt  $(j+1,n+1)$ . Bedingt läßt sich das Verfahren auf zwei Schritte, wie in Tabelle 2 dargestellt, unterteilen.

Nach dem ersten Schritt erhalten wir die Entropien und die Konzentrationen in der neuen Zeitebene  $n+1$  für alle  $j$ . Damit läßt sich der Vektor  $C$ , der die zeitlichen bzw. örtlichen Ableitungen von  $s_i, x_i^*$  enthält, berechnen. Im zweiten Schritt wird der Hilfsvektor  $\bar{U} = (G, p, x_G, x_T)$  für alle  $j$  berechnet. Abschließend werden aus den zeitlichen Differenzen  $\Delta s_i, \Delta p, \Delta x_i^*$  für alle  $j$

die Temperaturdifferenzen bzw. die Temperaturen in der neuen Zeitebene unter der Verwendung von Zustandsgleichungen der Typen A2-4 bzw. A2-7 /1/ berechnet.

Damit wird auch die Rolle der Entropie als Berechnungszwischengröße, um einfache numerische Lösungsverfahren aufzubauen, demonstriert.

Tabelle 2 Numerische Integration - transient

$A \frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} + B \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = C \quad \bar{u}^T = (G, p, x_G, x_T)$ $\frac{\partial s_i}{\partial \tau} + w_i \frac{\partial s_i}{\partial z} = Ds_i$ $\frac{\partial x_i^*}{\partial \tau} + w_i \frac{\partial x_i^*}{\partial z} = Dx_i^*$ <p style="text-align: right; margin-right: 50px;"><math>i=1,2,3</math></p>	<div style="text-align: right;"> <p>○ bekannt</p> <p>● unbekannt</p> </div>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta z = z_{j+1} - z_j</math></p>
<p>1. Schritt</p> $s_{i,j+1}^{n+1} = \left\{ s_{i,j+1}^n - (s_{i,j}^{n+1} - s_{i,j}^n) + \Delta \tau \left[ Ds_{i,j+1}^{n+1} + Ds_{i,j}^{n+1} + (w_{i,j+1}^{n+1} + w_{i,j}^{n+1}) s_{i,j}^{n+1} / \Delta z \right] \right\} / \left[ 1 + (w_{i,j+1}^{n+1} + w_{i,j}^{n+1}) \Delta \tau / \Delta z \right]$ $x_{i,j+1}^{n+1} = \dots$ <p><math>i=1,2,3</math></p>	
<p>2. Schritt</p> $C = C(\bar{u}, \frac{\Delta s_i}{\Delta \tau}, \frac{\Delta x_i^*}{\Delta \tau}, \frac{\Delta s_i}{\Delta z}, \frac{\Delta x_i^*}{\Delta z}, \dots)$ $\bar{u}_{j+1}^{n+1} = \left\{ A_{j+1}^{n+1} \bar{u}_{j+1}^{n+1} - A_j^{n+1} (\bar{u}_j^{n+1} - \bar{u}_j^n) + \Delta \tau \left[ C_{j+1}^{n+1} + C_j^{n+1} + (B_{j+1}^{n+1} + B_j^{n+1}) \bar{u}_j^{n+1} / \Delta z \right] \right\} \cdot \left\{ A_{j+1}^{n+1} + (B_{j+1}^{n+1} + B_j^{n+1}) \Delta \tau / \Delta z \right\}^{-1}$ $T_{i,j+1}^{n+1} = T_{i,j+1}^n + \left( \frac{\partial T_i}{\partial s_i} \right)_{j+1} (s_i^{n+1} - s_i^n)_{j+1} + \left( \frac{\partial T_i}{\partial p} \right)_{j+1} (p^{n+1} - p^n)_{j+1} + \left( \frac{\partial T_i}{\partial x_i^*} \right)_{j+1} (x_i^{*n+1} - x_i^{*n})_{j+1}$ $(A, B, C, Ds_i, Dx_i^*)^{n+1} = f(\bar{u}, T_i, \text{Geometrie}, \dots)^{n+1}$	

## 2.2 Stationäre Strömung

Das in /1, Tabelle 13/ erhaltene System von nichtlinearen gewöhnlichen Differentialgleichungen integrieren wir mit Hilfe des Euler'schen Integrationsverfahrens

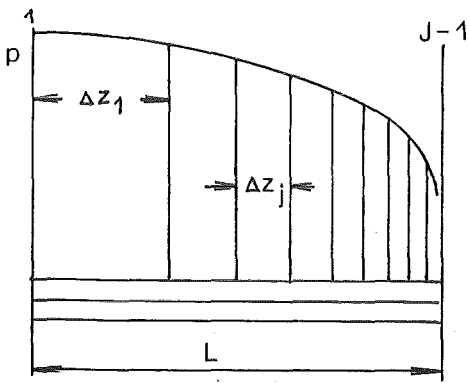
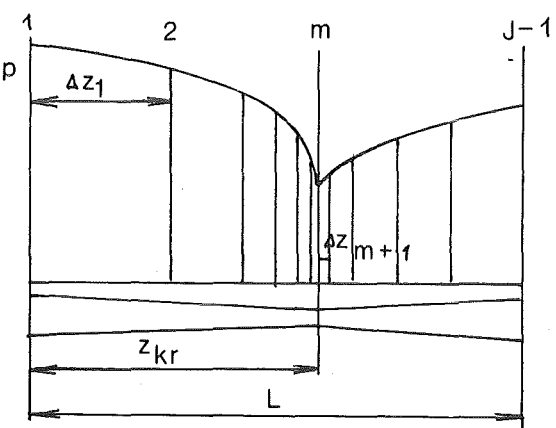
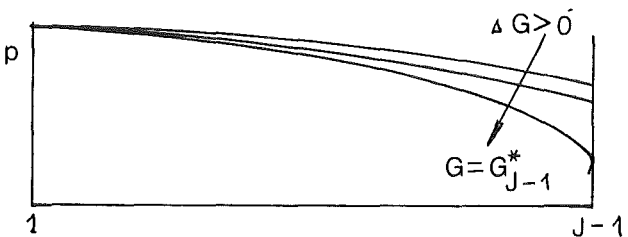
$$U_j = U_{j-1} + \left( \frac{dU}{dz} \right)_{j-1} \Delta z_j$$

Um auch kritische Strömungen behandeln zu können, verwenden wir eine variable Integrationsschrittweite  $\Delta z_j$ . Für ein langes Rohr dividieren wir die Rohrlänge  $L$  durch  $J-1$  Abschnitte, so daß die Schrittweiten  $\Delta z_j$  eine geometrische Folge bilden (wie in der Tabelle 3 gezeigt), deren Summe gleich der Länge des Rohres  $L$  ist. Für Lavaldüsen, kurze Rohrstücke und Blenden teilen wir die Rohrlänge in zwei Gebiete. Das erste Gebiet  $0 \leq z \leq z_{FS}$  wird in  $m-1$  Abschnitte geteilt, so daß die Schrittweiten  $\Delta z_j$ ,  $j=1, m$  eine abnehmende Folge bilden, deren Summe gleich  $z_{kr}$  ist. Der Rest wird in  $j-m-2$  Abschnitte geteilt, so daß die Schrittweiten eine zunehmende geometrische Folge bilden, deren Summe gleich der Länge  $L-z_{kr}$  ist (siehe Tabelle 3). Dabei ist  $z_{kr}$  z. B. die engste Stelle in der Lavaldüse oder die Koordinate der zu erwartenden "Vena-Contracta" in kurzen Rohrstücken oder Blenden.

In beiden Fällen wird die Integration abgebrochen, falls an irgendeiner Stelle kritische Strömungsbedingungen auftreten.

Für die Berechnung der kritischen Strömung wird ein Suchverfahren verwendet, das sich mit wachsender Massenstromdichte an die kritische Massenstromdichte annähert (siehe Tabelle 3).

Tabelle 3 Numerische Integration - stationär

Variable Schrittweite	
langes Rohr	Lavaldüsen, kurze Rohrstücke, Blenden
 $\Delta z_1 = L \frac{1-C_1}{1-C_1^J}$ $\Delta z_j = \Delta z_1 C_1^{j-1}$ $C_1 < 1$	 $\Delta z_1 = z_{kr} \frac{1-C_1}{1-C_1^m}$ $\Delta z_j = \Delta z_1 C_1^{j-1} \quad j=1,m$ $C_1 < 1$ $\Delta z_{m+1} = (L-z_{kr}) \frac{C_2-1}{C_2^n-1}$ $\Delta z_j = \Delta z_{m+1} C_2^{j-1} \quad j=m+2,J$ $C_2 > 1$
$U_j = U_{j-1} + \left( \frac{dU}{dz} \right)_{j-1} \Delta z_j$	
kritische Massenstromdichte	
	



### 3. Energie- und Massensprung an der Phasengrenze

Für die Modellierung des Energietransportes in der Strömung verwenden wir zwei Gruppen von Quellen bzw. Senken: Die erste Gruppe ist nur dann vorhanden, wenn kein Stofftransport (Verdampfung bzw. Kondensation) an der entsprechenden Phasengrenze vorhanden ist und die zweite Gruppe, wenn Stofftransport vorhanden ist - siehe Tabelle 4.

Unter Energiesprung an der Phasengrenzfläche verstehen wir die mathematische Darstellung des Zusammenhangs, daß keine Energieakkumulation an der Phasentrennfläche vorhanden ist (die Phasentrennfläche hat keine Masse) - siehe Tabelle 5.

Analog ist auch der Begriff Massensprung an der Phasentrennfläche definiert - siehe Tabelle 6.

Die in der Tabelle 5 angegebenen Energiesprunggleichungen wurde unter folgenden Voraussetzungen gewonnen:

- Beim Massentransport verläßt die phasenwechselnde Masse die abgebende Phase mit der spezifischen Enthalpie gleich der spezifischen Enthalpie der abgebenden Phase, und tritt in der anderen Phase mit der spezifischen Enthalpie gleich der Sättigungsenthalpie dieser Phase unter entsprechenden Partialbedingungen (p,T) ein.

Für die Berechnung der einzelnen Komponenten des Energie- und Massentransportes brauchen wir eine Reihe von konstitutiven Gleichungen. Die konstitutiven Gleichungen für ein Mehrphasen-Mehrkomponenten System sind von entscheidender Bedeutung für den Erfolg oder Mißerfolg der Anwendung der Theorie, entwickelt in /1/. Man muß mit besonderer Sorgfalt bei der Auswahl von geeigneten Arten von Korrelationen vorgehen.

Tabelle 4 Bestandteile der in die Geschwindigkeitsfelder zugeführten Wärmeleistung pro Volumeneinheit der Strömung

$\dot{q}_G''' = \dot{q}_{WG}''' - \dot{q}_{GT}''' - \dot{q}_{GF}''' + \dot{q}_{FGI}''' + \dot{q}_{TGI}'''$		
$\dot{q}_F''' = \dot{q}_{WF}''' - \dot{q}_{FT}''' + \dot{q}_{GF}''' + \dot{q}_{IF}'''$		
$\dot{q}_T''' = \dot{q}_{FG}''' + \dot{q}_{GT}''' + \dot{q}_{IT}'''$		
	falls Stoffaustausch	falls kein Stoffaustausch
$\dot{q}_{GT}''', \dot{q}_{GF}''', \dot{q}_{FT}'''$	muß = 0	kann $\neq$ 0
$\dot{q}_{FGI}''', \dot{q}_{TGI}''', \dot{q}_{IF}''', \dot{q}_{IT}'''$	kann $\neq$ 0	muß = 0

Tabelle 5 Energiesprung an der Phasengrenze

I	keine Energieakkumulation an der Phasengrenze I
TG	$-\mu_{TG}(h''-h_{TF}') + \mu_{GT}(h_{GD}-h') = \dot{q}_{IT}''' + \dot{q}_{TGI}'''$
FG	$-\mu_{FG}(h''-h_{FF}') + \mu_{GF}(h_{GD}-h') = \dot{q}_{IF}''' + \dot{q}_{FGI}'''$

Tabelle 6 Massensprung an der Phasengrenze

I	keine Massenakkumulation an der Phasengrenze I
TG	$-\mu_{TG} + \mu_{GT} = 0$
FG	$-\mu_{FG} + \mu_{GF} = 0$

#### 4. Konstitutive Gleichungen

Die erwarteten Strömungsregime sind in der Tabelle 7 zusammengefaßt. Teilweise lassen sich einige davon nur aus den Werten von  $x_G, x_F, x_T$  und  $x_L^*, x_{FB}^*, x_{TB}^*$  identifizieren. Das betrifft die Regime 1, 2, 9 - 17. Für die Identifikation der restlichen Regime werden für die vertikale Strömung die von Ichii /12/ entwickelten Kriterien und für die horizontale Strömung wird das Covich-Diagramm /9/ verwendet. Die Stoffwerte für Luft und Dampf werden mit Hilfe der von Irvine-Liley /3/ veröffentlichten Approximationen berechnet. Die Stoffwerte von Wasser werden mit Hilfe der von Rivkin /4/ veröffentlichten Approximationen berechnet, wobei für die Viskosität und die Zähigkeit die in /6/ und /7/ veröffentlichten Approximationen verwendet wurden. Die Berechnung der Schlupfwerte  $S_F, S_T$  erfolgt mit einem Satz von Korrelationen für verschiedene Regime, zusammengefaßt in der Tabelle 4. Weitere Informationen über die für die Modellierung des Wärme- und Stoffübergangsmechanismus verwendeten Korrelationen, können aus den in Tabelle 8 angegebenen Literaturquellen erhalten werden. Die Deposition, die Wiederanlagerung von Tropfen, wurde mit Hilfe der Paleev'sche Gleichung /10/ und das Entrainment, das Versprühen von Tropfen, wurde mit Hilfe der Korrelationen von Kataoka-Ishii /17/ berechnet.

Anhänge 1 bis 9 enthalten die in dieser Arbeit verwendeten Korrelationen.

Tabelle 7

Nr	Strömungsregime	$S_F, S_T$	$x_L^*$	$x_{FB}^*$	$x_{TB}^*$	$x_G$	$x_F$	$x_T$
1	reine Flüssigkeitsströmung	1	0	X	0	0	1	0
2	Flüssigkeit und feste Partikel	/17/						
3	feste Partikel: - ungestört		0	0	1	0	X	X
3	- gestört		0	0	1	0	X	X
4	Blasenströmung	/34/						
5	Blasen: - ungestört		X	X	0	X	X	0
5	- gestört		X	X	0	X	X	0
6	Kolbenströmung (Pfropfenströmung)	/35/	X	X	0	X	X	0
7	Schaumströmung	/17/	X	X	0	X	X	0
8	Filmströmung	/14/	X	X	0	X	X	0
9	Filmströmung mit tröpfchenbeladenem Gaskern	/17/						
10	Tröpfchen: - ungestört		X	X	X	X	X	X
10	- gestört		X	X	X	X	X	X
11	Filmströmung mit festen Partikeln tragenden Gaskern	/17/						
12	feste Partikel: - ungestört		X	X	1	X	X	X
12	- gestört		X	X	1	X	X	X
13	Tröpfchenströmung	/17/						
14	Tröpfchen: - ungestört		X	0	X	X	0	X
14	- gestört		X	0	X	X	0	X
15	Gas und festen Partikeln	/17/						
16	feste Partikel: - ungestört		X	0	1	X	0	X
16	- gestört		X	0	1	X	0	X
17	reine Gasströmung	1	X	0	0	X	0	0
18	geschichtete Strömung	/44/	X	X	0	X	X	0
19	geschichtete Wellenströmung	/44/	X	X	0	X	X	0
20	geschichtete Strömung nach der Siedekrise		X	X	0	X	X	0

Tabelle 8 Konstitutive Gleichungen

Stoffwerte	
Luft	Irvine-Liley /3/
Dampf	Irvine-Liley /3/
Wasser	Rivkin /4/
Wärmeleitfähigkeit - Wasser	Rivkin /6/
Dynamische Viskosität - Wasser	Liles /7/
feste Phase	Zirconium -

Entscheidungskriterien für Strömungsformen

horizontal	Couver /9/
vertikal	Ishii /12/

Wärme- und Stoffübergang an der Filmoberfläche

Konvektive Wärmeübergangskoeffizienten	McEligot /19/ Hausen /24/
Kondensation laminar turbulent	Collier /25/ Collier /25/
Filmkondensation von Luft-Dampf Gemisch	/27/
Verdampfung des überhitzten Filmes	-

Wärme- und Stoffübergang an der Tröpfchenoberfläche

Verdampfung in überhitzter Gasatmosphäre	konvektiver Wärmeübergang gasseitig
Verdampfung überhitzter Flüssigkeit	Wärmeleitung in Tröpfchen
Kondensation an unterkühlten Tröpfchen	Wärmeleitung in Tröpfchen
Kondensation von Luft-Dampf Gemischen an unterkühlten Tröpfchen	Diffusion /43/

Blasen-Schlupfströmung: Strukturparameter, Wärme- und Stoffübergang

Strukturparameter :	
Mindestvolumenanteil (für Verdampfung)	$\alpha_0 = 0.001$
Übergang Blasen-Kolbenströmung	$\alpha_B^* = 0.3$
Obere Grenze der Filmströmung	$\alpha_F^* = 0.95$
maximaler Volumenanteil (für Kondensation)	$\alpha_{gg} = 0.99$
Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit der Strömung	Parameter ( $\sim 10^9$ )
Blasendurchmesser nicht größer als der hydraulischen Durchmesser	
Maximal möglicher Druckabfall unter dem Sättigungsdruck	Algair-Lienhard /41/
Anwachsen der Blasen	Labunzov /36/
Wärmeleitung im Film	Parameter /39/
Kondensation in unterkühlter Flüssigkeit	Nordman /42/ oder Wärmeleitung in Flüssigkeit
Kondensation von Luft-Dampfgemisch	/27/

Wärmeübergangsmechanismus an der Wand		
Unterkritische Heizflächenbelastung		
Konvektiv-Flüssigkeit	Sieder-Tate	/20/
	Holman	/19/
Entstehung unterkühltes Siedens	Hughes	/21/
	oder	
	Saha-Zuber	/28/
Blasenverdampfung	Thom	/22/
Kondensation an der Wand	Hancox-Nicoll	/21/
Erzwungene Zweiphasenkonvektion	Chen	/23/
Konvektiv-Gas	McEligot	/24/
	Hausen	/24/
Dampfkondensation an kalter Wand	Collier	/25/
Wandkondensation eines Luft-Dampfgemisches		/27/
kritische Heizflächenbelastung	Miropolskij	/26/
Entstehung der Siedekrise		
	Smolin	/32/
	Kutateladse	/33/
	Mod. Zuber	/31/
	Biasi	/30/
Mechanischer Stofftransport		
Entrainment	Ishii	/17/
Deposition	Paleev	/10/

## 5. Vergleich Theorie-Experiment

### 5.1 Gasvolumenanteil

In diesem Abschnitt werden Berechnungen für nichtadiabate Einkomponenten-Strömung ( $x_{iN}^* = 0$ ) mit den Experimentaldaten von Edelman u. a. /28/, Sabotinov /48/, St. Pierre /49/, Egen /50/ und Nylund u. a. /51/ verglichen. Wichtig ist es, zu erwähnen, daß dabei ein einheitlicher Satz von Korrelationen (Tabelle 7, 8) verwendet wurde ohne irgendwelche Parameteränderungen. Dabei wurde für die Kolbenströmung "6" auch die Lellouche Schlupfkorrelation /34/ verwendet. Das unterkühlte Sieden wurde mit Hilfe von dem von Hughes /21/ empfohlenen Verfahren modelliert. Der Vergleich Theorie-Experiment wurde im folgenden Bereich durchgeführt:

$$38 \lesssim G \lesssim 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$1 \lesssim p \lesssim 140 \text{ bar}$$

$$\Delta T_{\text{sub}} \lesssim 132 \text{ K}$$

$$20.3 \lesssim q'' < 1723 \text{ kW/m}^2$$

$$0.686 \lesssim L \lesssim 4.375 \text{ m}$$

$$0.004756 \lesssim D_{\text{hy}} \lesssim 0.0269$$

Geometrie:

- Rohre mit rechteckigen und runden Querschnitten
- 36-BE Bündel.

Einzelheiten über die Geometrie und die Randbedingungen sind in /54/ zusammengefaßt.

In Abb. 1 bis 5 ist der Dampfvolumenteil als Funktion der Kanallänge eingetragen. Wir können allgemein eine sehr gute Übereinstimmung feststellen.



## 5.2 Strömung und Wärmeübergangsmechanismus vor und nach der Siedekrise

Die Experimente von Bennett u. a. /55/ an einem vertikalen, beheizten Rohr sind sehr geeignet zum Testen des Modells für eine nicht adiabate Strömung vor und nach der Siedekrise. Verglichen wurden die gemessenen und die berechneten Wandtemperaturen. Aus den Abb. 6a bis 6d ist folgendes ersichtlich:

- Die Temperatur vor und nach der Siedekrise wird richtig wiedergegeben.
- Die Verschiebung der berechneten gegenüber der gemessenen Temperatursprünge ist mit der Ungenauigkeit der Siedekrisekorrelationen verbunden. Insgesamt lieferte die Biasi-Korrelation die beste Übereinstimmung für diese Gruppe von Experimenten im Vergleich mit allen anderen in der Tabelle 8 erwähnten Korrelationen.

Abb. 6a zeigt eine zusätzliche rechnerisch erhaltene Information - nämlich die Entstehung des Entrainment und die ständige Verminderung des Wandfilms auf Grund der Verdampfung und des Entrainments. Wir sehen auch die Übergänge von einer Strömungsstruktur zur anderen. Das ist eine Illustration der Vorteile der Verwendung der drei Geschwindigkeitsfelder gegenüber den herkömmlichen Modellen mit zwei Geschwindigkeitsfeldern.

Eine Berechnung mit der Zugabe von fester Phase im Film für RUN 5456 zeigte ein ständiges Anwachsen der Konzentration im Film mit dem Ausdampfen der Flüssigkeit, was physikalisch sinnvoll ist.

## 5.3 Loss-of-Flow - Experiment für typische PWR

In /52/ wurde ein Loss-of-Flow-Experiment mit Sieden und nachfolgender Rekondensation der Strömung für einen typischen PWR beschrieben. Das Experiment wurde mit Hilfe eines speziell ausgerüsteten, nuklear beheizten Rohrbündels (124 BE) durchgeführt. Am Eintritt des Bündels wurde der Strömungsquerschnitt als Funktion der Zeit verändert (siehe Abb. 7) unter gleichbleibenden Bedingungen des ersten Kreislaufes. Die Anfangs- und Randbedingungen sind in Abb. 7,9 dargestellt. Die Geometrie der Kasette ist in /53/ angegeben. Wir vergleichen die berechneten mit den gemessenen Brennelementoberflächentemperaturen für  $\tau = 0, 10$  und  $35$  s als Funktion der Kanallänge

einerseits (Abb. 10) und die Temperaturen in  $z = 1.155$  m als Funktion der Zeit (Abb. 8) andererseits. Das ist ein Test für Überprüfung der thermischen Kopplung Brennelement-Kühlmittel. Die Wärmeleitung im Brennelement wurde 2-dimensional, wie in /54/ beschrieben, simuliert. Aus der guten Übereinstimmung können wir schließen, daß die in /1/ entwickelte Methodik geeignet ist zur Simulation von transienten Prozessen.

#### 5.4 Kritische Strömung

Die dynamischen Strömungseigenschaften können von der Präsenz der festen Phase wesentlich beeinflußt werden. Das sei anhand folgenden Beispiels illustriert: Abb. 11 zeigt die relative homogene Schallgeschwindigkeit als Funktion der Massenkonzentration der festen Phase  $x_{FB}^*$  ( $x_T = 0$ ,  $S_F = 1$ ,  $p = 1$  bar,  $T_F = T_G = 20^\circ\text{C}$ ,  $x_L^* = 1$ ,  $C_{pFB} = 364$  J/(kgK),  $\rho_{FB} = 6420$  kg/m<sup>3</sup>). Als Parameter ist der Gasvolumenanteil eingetragen. Wir sehen, daß sich  $a_h/a_{h,x_{TB}^*} = 0$  für  $0 \leq \alpha \leq 1$  von  $\sim 0.4$  bis  $+\infty$  ändern kann (der Wert  $+\infty$  ist auf die angenommene Inkompressibilität der festen Phase zurückzuführen).

Die dynamischen Strömungseigenschaften können auch von der Anwesenheit der nichtkondensierenden Komponente in der Gasphase beeinflußt werden. Ein Beispiel dafür ist der in Abb. 12 dargestellte Zusammenhang. Abb. 12 zeigt die relative Schallgeschwindigkeit des Gases als Funktion der Massenkonzentration der Luft in einem Luft-Dampf-Gemisch. Als Parameter wurde der Druck  $p$  verwendet. Wir sehen, daß für  $1 < p < 160$  bar die relative Schallgeschwindigkeit einen Wert innerhalb des Intervalles  $\sim 0.8 \div 1.45$  einnimmt. Das ist mit den verschiedenen isentropen Kompressibilitäten beider Komponenten zu erklären. Die nichtkondensierende Gaskomponente beeinflußt die Strömungseigenschaften auch dadurch, daß sie einen zusätzlichen Widerstand bei eventueller Dampfkondensation in der Nähe der Phasentrennfläche darstellt.

Weiter zeigen wir einen Vergleich der berechneten lokalen kritischen Massendichte mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{1}{G^*2} = f_0 \sum \frac{S_i x_i}{G_i^*2}$$

in dem Grenzfall der Zweiphasen-Einkomponenten-Strömung von Wasser-Dampf  $x_{iN}^* = 0$ ; bestehend nur aus zwei Geschwindigkeitsfeldern  $x_T = 0$   $[T_G = T_F = T'(p)]$  mit den Experimentaldaten, veröffentlicht in der bekannten Arbeit von Moody /45/. Als Schlupfkorrelation verwenden wir den Ansatz

$$S_F = 1 + \frac{(n+1)^{n+1}}{n^n} x_G (1-x_G)^n \left[ \left( \frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^m - 1 \right] \quad \text{Kolev /46/}$$

$m = 1/3$ ,  $n = 1$ . Wir sehen aus den Abbildungen 13 - 16 eine sehr gute Übereinstimmung. Daraus schließen wir, daß unter bekannten lokalen Bedingungen die Theorie in der Lage ist, dieses Phänomen richtig zu beschreiben.

Beachten Sie: unter bekannten lokalen Bedingungen! Für technische Anwendungen sind aber die lokalen Bedingungen in den meisten Fällen zu berechnen. Das ist mit den verwendeten Korrelationen für Keimbildung, Blasenwachstum bzw. Kollaps, Strömungsstruktur und Relativgeschwindigkeiten der Strömungsfelder verbunden. Obwohl eine große Anzahl von Arbeiten für die Berechnung der kritischen Strömung unter Bedingungen des thermodynamischen Nichtgleichgewichtes existiert, gibt es keinen allgemeingültigen Satz von konstitutiven Gleichungen, der nicht mindestens eine Größe, wenn nicht mehrere als Parameter verwendet.

An dieser Stelle soll erwähnt werden, daß es nicht unser Anliegen ist, einen bestimmten Satz von Korrelationen zu überprüfen oder neue zu finden, die eine allgemeine Gültigkeit haben, obwohl dies eine sehr interessante Aufgabe ist, sondern nur zu zeigen, daß das Gleichungssystem von der Tabelle 12,13 /1/ in der Lage ist, die lokalen Parameter für eine adiabate Strömung vorherzusagen, falls ein vollkommener Satz von entsprechenden Korrelationen vorhanden ist.

In den Abbildungen 17 bis 22 werden Vergleiche mit gut dokumentierten Experimenten von /37,38/ durchgeführt. Die Kanalgeometrie ist eine konvergent-divergente Düse. Gemessen wurden Druckverläufe und querschnittsgemittelte Dampfvolumentanteile. Diese Experimente sind durch eine nahezu Gleichgewichtsverdampfung nach einer bestimmten kleinen Überhitzung an der engsten Stelle der Düse charakterisiert. Eine sehr kleine Überschätzung der Überhitzung liefert vollkommene Wiederherstellung des Druckes und keine Verdampfung, was eben nicht beobachtet wurde. Genau dies aber war das Ergebnis

eines Versuches, diese Überhitzung mit der Theorie von /41/ zu berechnen. Deswegen wurden die Rechnungen mit der Annahme, daß die Dampfproduktion mit dem Überschreiten der Sättigungsgrenze startet, wiederholt. Eine Parameterstudie bestätigte auch für diese Geometrie die sehr starke Empfindlichkeit der Ergebnisse von der Anzahl der Blasenkeime beim Eintritt der Verdampfung. Die notwendige Genauigkeit ist  $1 \cdot 10^7$  Keime/m<sup>3</sup>. Aus den in Abb. 17 - 22 dargestellten Ergebnissen läßt sich folgendes feststellen:

- die Konvergenzstrecke wird richtig simuliert (eine Aussage, die auch das numerische Verfahren als brauchbar kennzeichnet).
- die Tendenz bei der Änderung des Dampfvolumentanteiles wird richtig simuliert.
- die beobachtete Überhitzung wird richtig nur auf Grund der stark unterdrückten Verdampfung (kleine Triebkräfte) im Anfangsstadium ( $\alpha_0 = 0.001$ ) wiedergegeben.
- die teilweise Wiederherstellung des Druckes sofort nach dem Erreichen des Tiefstwertes wird nicht wiedergegeben. Die Erklärung liegt in der Überschätzung der Verdampfung in der  $\sim 50$  mm Strecke nach der engsten Stelle. Als eine Folge davon weicht der Druck auch in dem restlichen Abschnitt der Düse von der experimentell beobachteten Tendenz ab. Das ist ein Zeichen dafür, daß die dabei eingeschalteten konstitutiven Gleichungen verändert bzw. verbessert werden müssen.
- es fehlt ein zuverlässiges Verfahren zur Berechnung der Anzahl der Verdampfungskeime ohne Parameter.
- das Gleichungssystem von /1, Tabelle 12,13/ stellt eine zuverlässige Grundlage auch zur Berechnung von adiabaten Strömungen dar.

## 6. Abschließende Bemerkungen

Anhand einer mit dem eindimensionalen Schlupfmodell durchgeführten Nachrechnung von Experimentaldaten für

- siedende Zweiphasenströmung,
- Strömung und Wärmeübergangsmechanismus vor und nach der Siedekrise,
- Loss-of-Flow-Experiment für typischen PWR und
- kritische Strömung

wurde die Brauchbarkeit des Entropiekonzepts zur einfachen Simulation von komplizierten, technisch interessanten Fälle nachgewiesen.

Es wurden einige offene Probleme bei der Modellierung von Energie- und Stofftransport in adiabaten Strömungen diskutiert.

Es sei erwähnt, daß diese Überprüfung des Entropiekonzepts hauptsächlich auf Einkomponentensysteme begrenzt wurde. Die Ursache dafür ist der Mangel an Experimenten für Dreiphasen-Dreikomponenten Strömungen. Der Erfolg oder Mißerfolg bei der Anwendung der Theorie ist verknüpft mit einer ausreichend genauen Beschreibung der Transportvorgänge innerhalb der Strömung (konstitutive Gleichungen). Jedoch stellt das Entropiekonzept eine wichtige Grundlage zur weiteren Verbesserung unserer Vorstellung über die transiente Dreiphasen-Dreikomponenten Strömung dar.

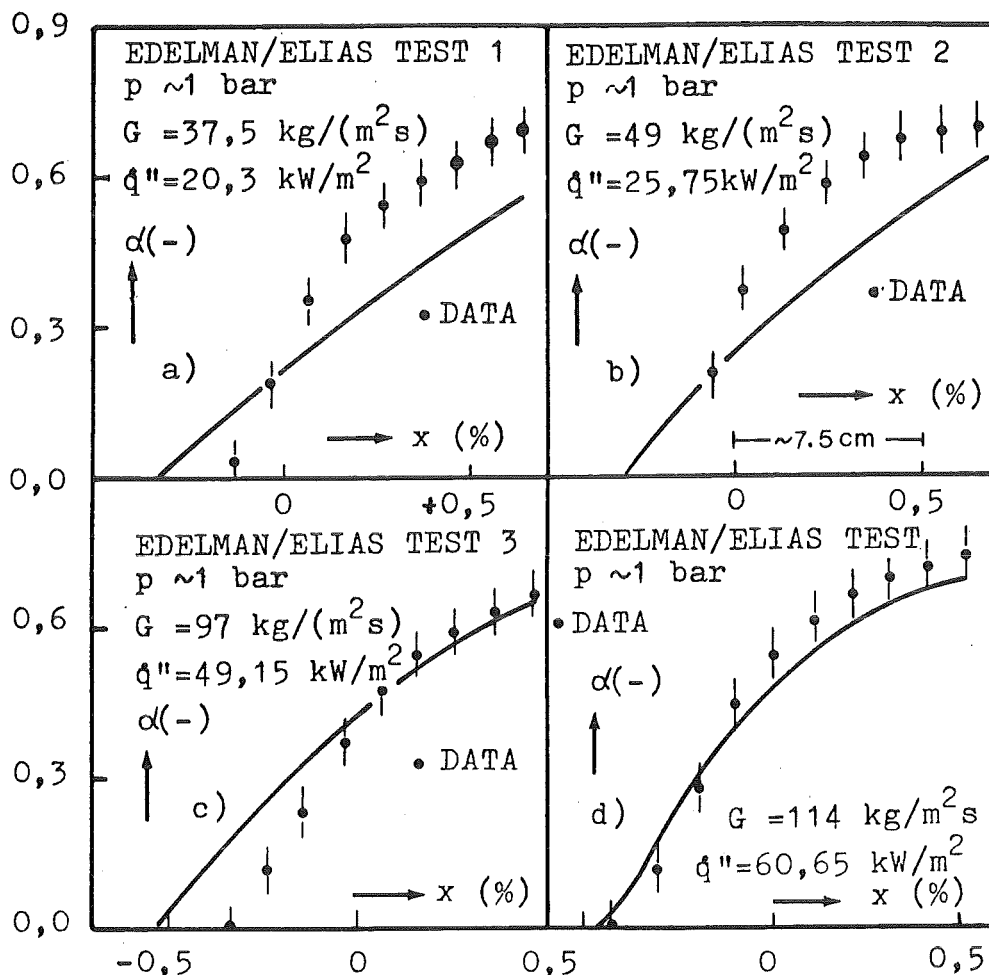


Abb. 1: Der Dampfvolumenteil als Funktion der Ortskoordinate.  
 Vergleich Theorie-Experimente von Edelman/Elias /28/.

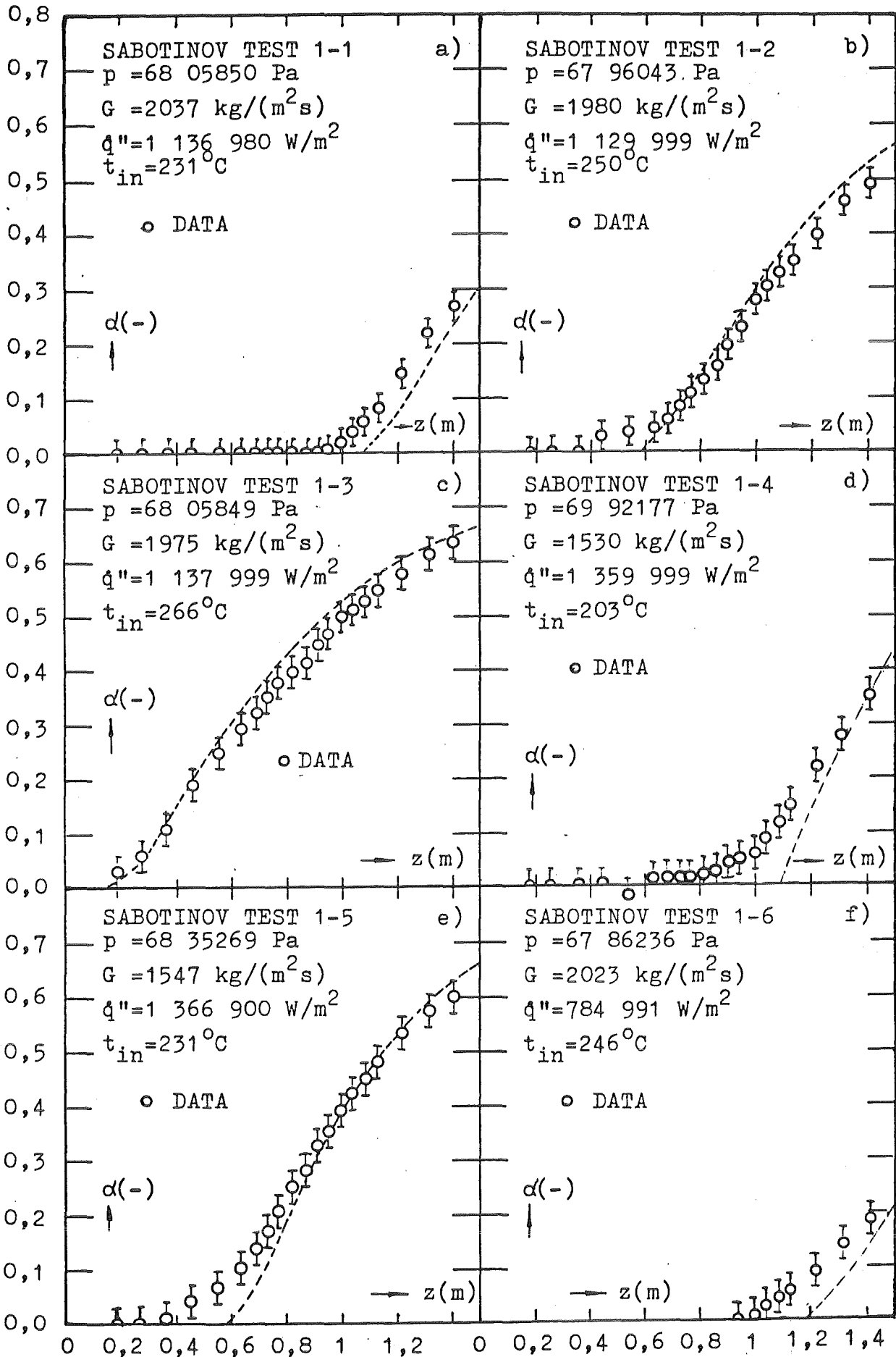


Abb. 2a-f: Der Dampfvolumenteil als Funktion der Ortskoordinate.  
 Vergleich Theorie-Experimente von Sabotinov /48/.

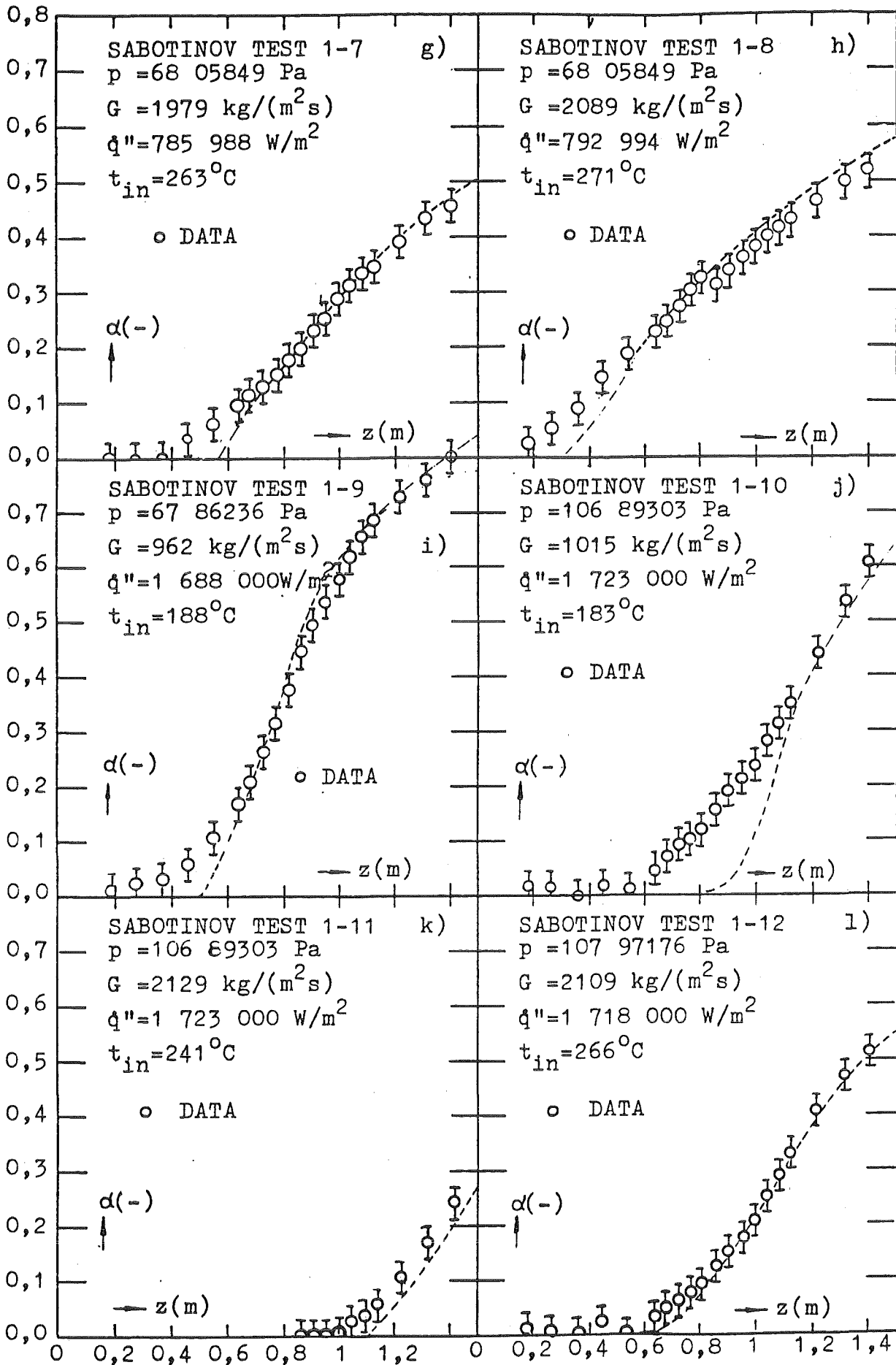


Abb. 2g-1: Der Dampfvolumenteil als Funktion der Ortskoordinate.  
 Vergleich Theorie-Experimente von Sabotinov /48/.



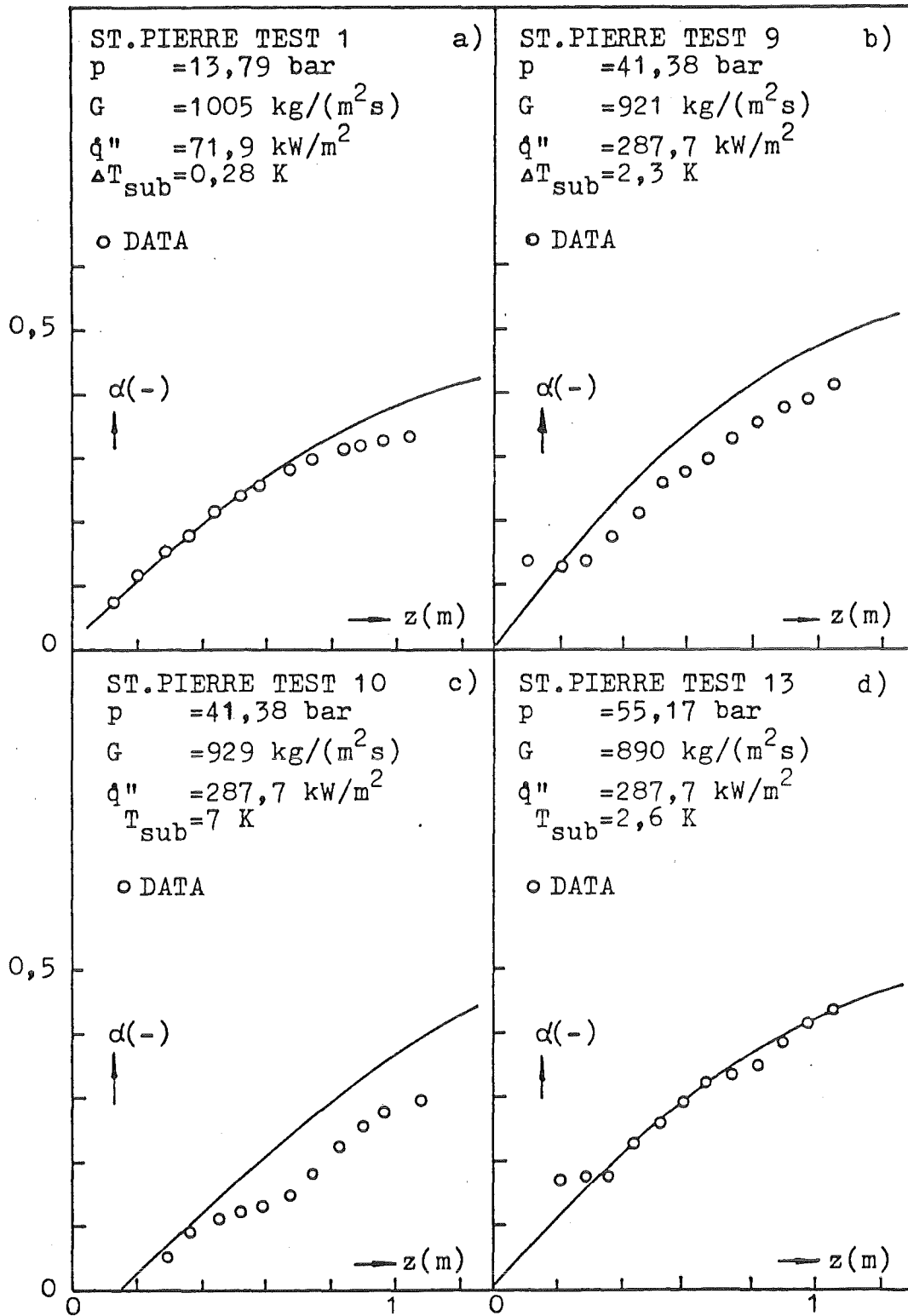


Abb. 3a-d: Der Dampfvolumenanteil als Funktion der Ortskoordinate. Vergleich Theorie-Experimente von St. Pierre /49/.

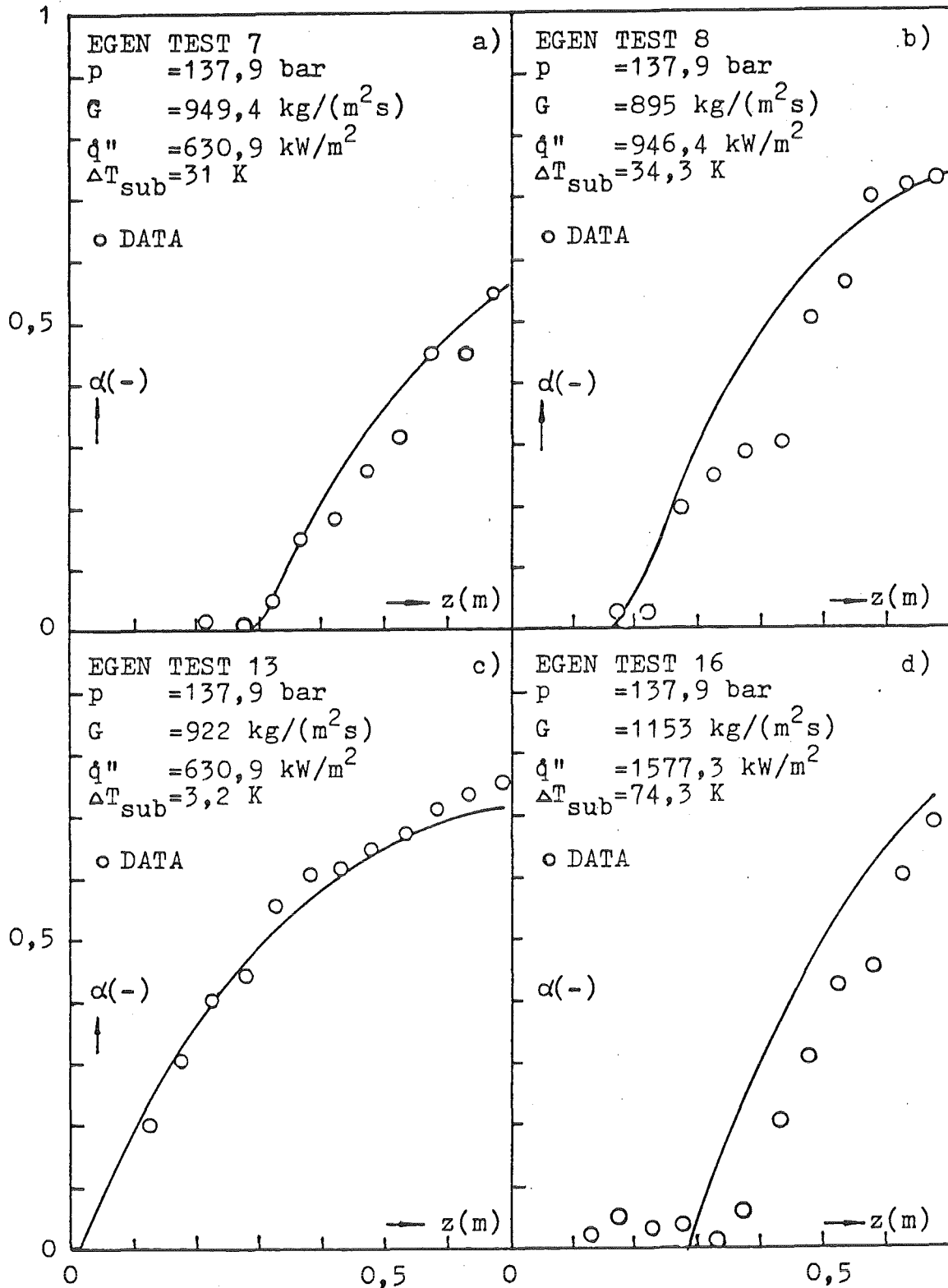


Abb. 4a-d: Der Dampfvolumenteil als Funktion der Ortskoordinate. Vergleich Theorie-Experimente von Egen /50/.

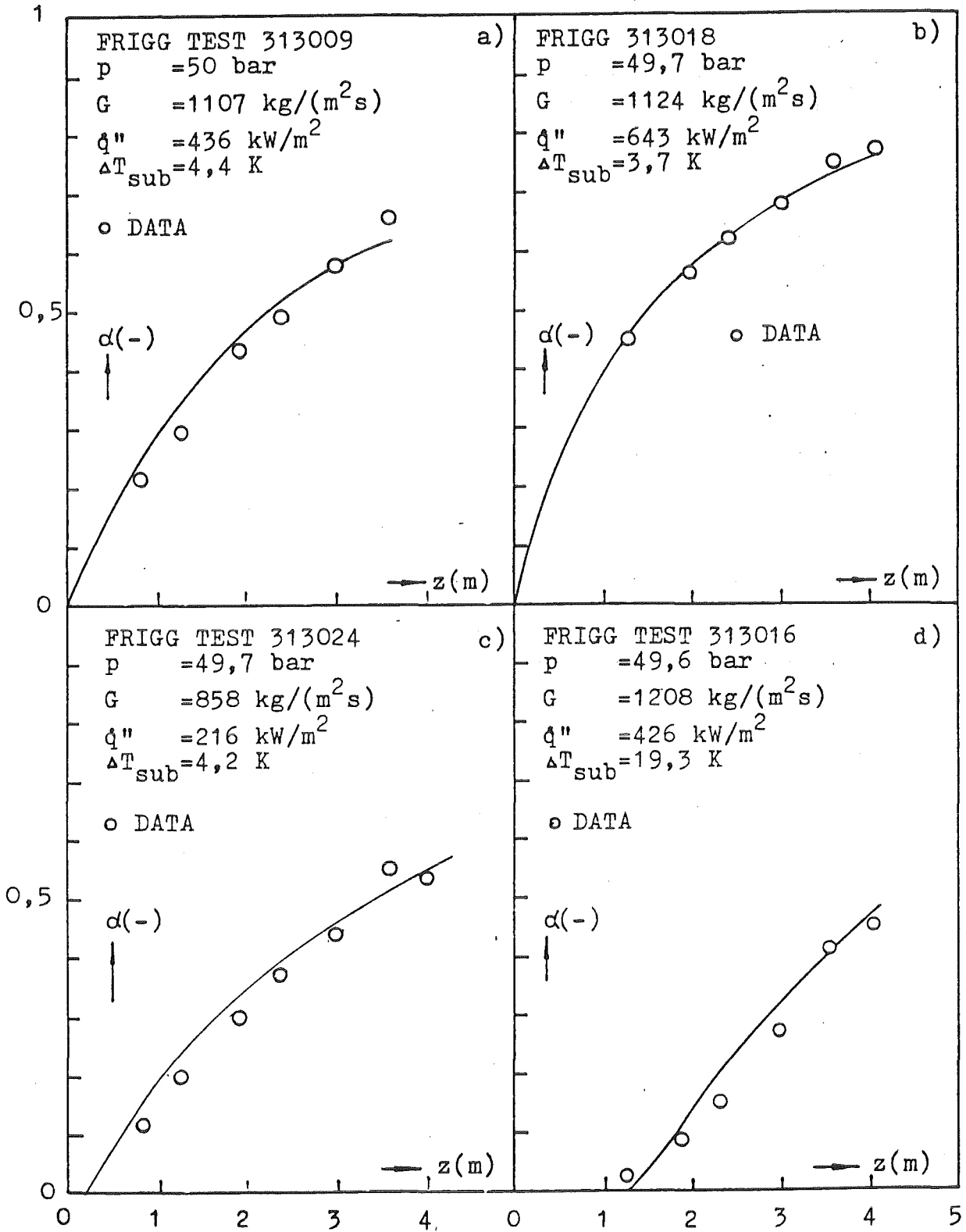


Abb. 5a-d: Der Dampfvolumenteil als Funktion der Ortskoordinate.  
Vergleich Theorie-Experimente von Nylund u. a. /51/.

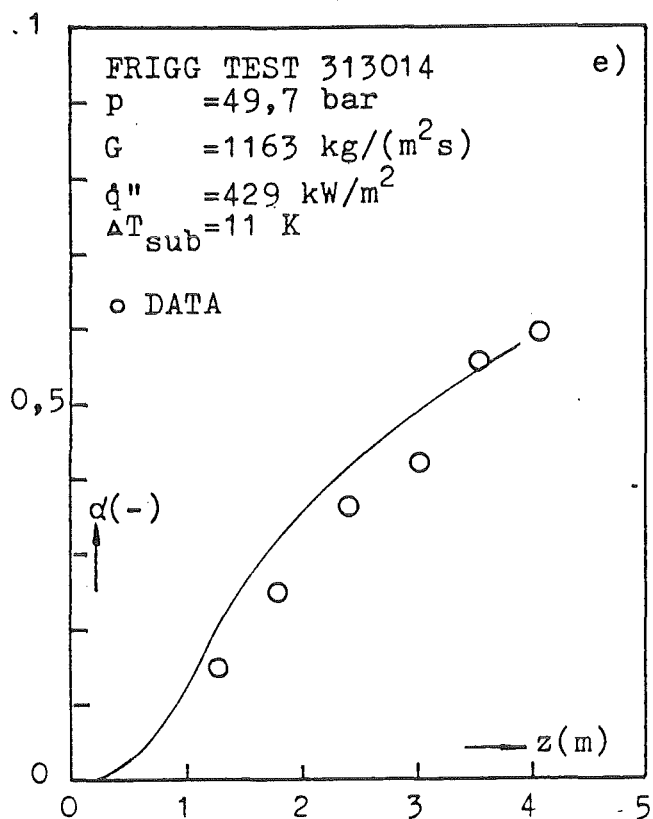


Abb. 5e: Der Dampfvolumenanteil als Funktion der Ortskoordinate. Vergleich Theorie-Experimente von Nylund u. a. /51/.

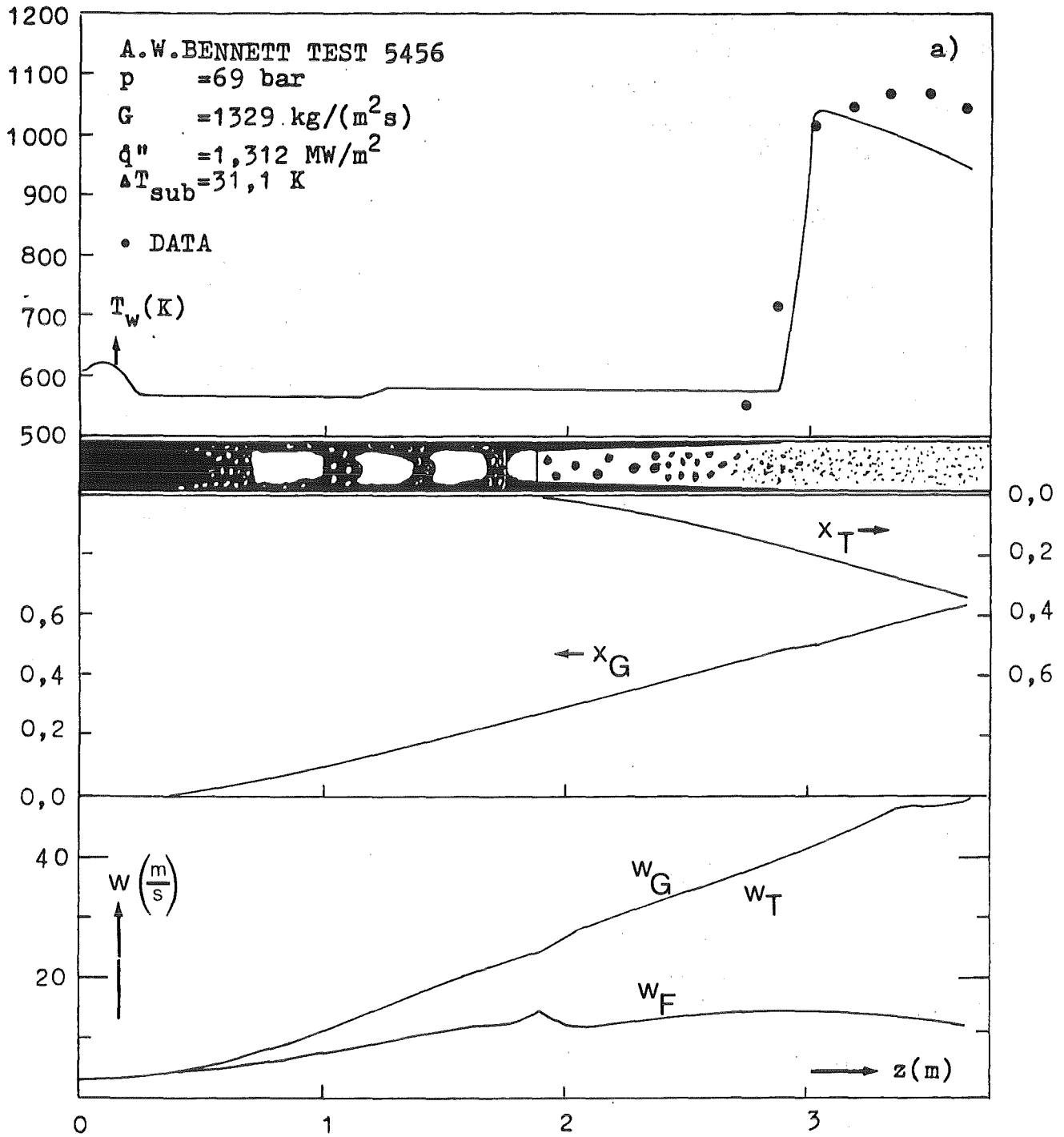


Abb. 6a: Die Oberflächentemperatur des Rohres, Strömungsformen, Feldgeschwindigkeiten als Funktion der Ortskoordinate. Vergleich Theorie-Experimente von Bennett /55/.

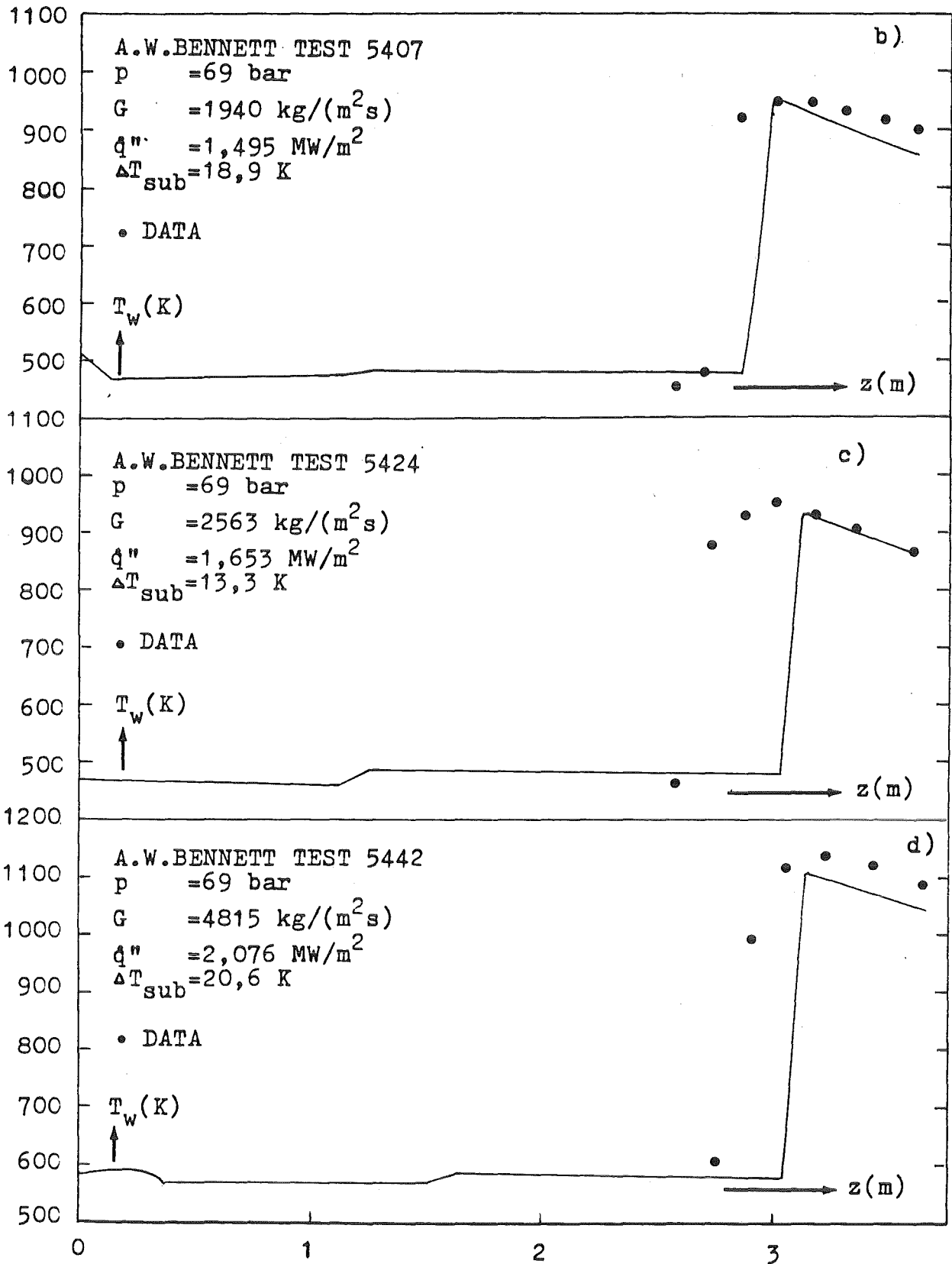


Abb. 6b-d: Die Oberflächentemperatur des Rohres als Funktion der Ortskoordinate. Vergleich Theorie-Experimente von Bennett /55/.

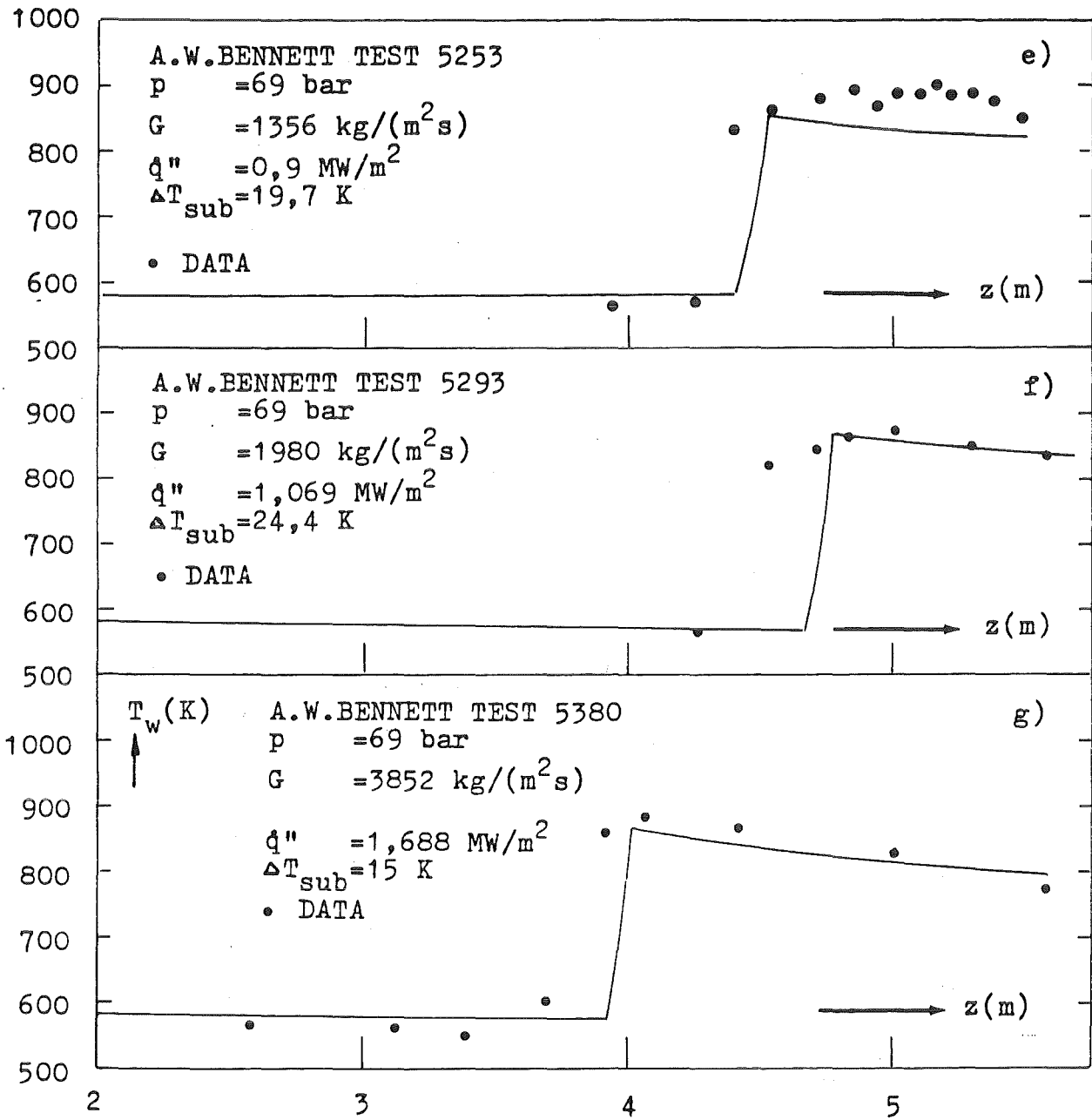


Abb. 6e-g: Die Oberflächentemperatur des Rohres als Funktion der Ortskoordinate. Vergleich Theorie-Experimente von Bennett /55/.

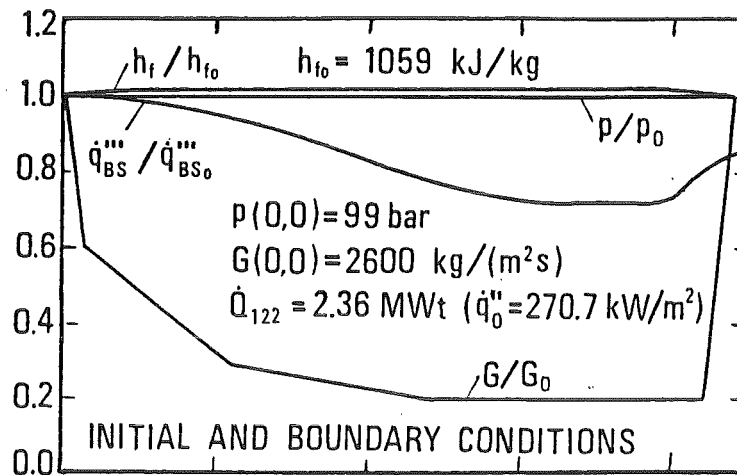


Abb. 7: Die gemessenen Anfangs- und Randbedingungen für eine zeitliche Durchsatzänderung des Kühlmittels einer WWER-440 Kasette /52/.

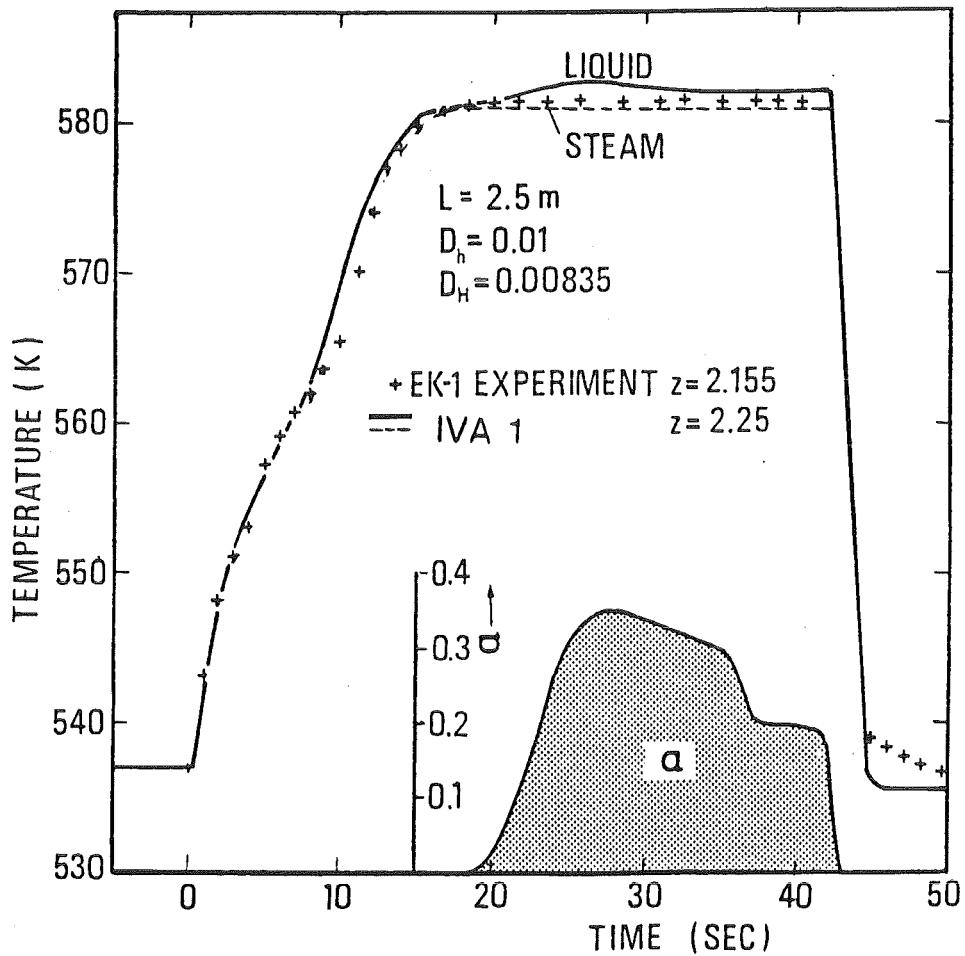


Abb. 8: Vergleich IVA 1-Experiment EK-1/54: Querschnittsgemittelte Kühlmitteltemperatur am Austritt der Kasette.



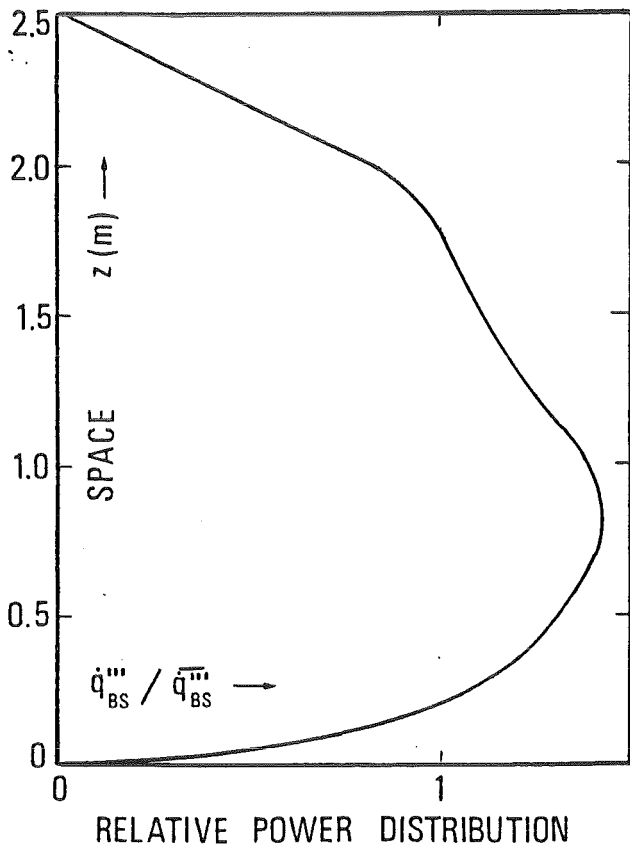


Abb. 9:  
Die gemessene relative Wärmeleistung als Funktion der Ortskoordinate /52/.

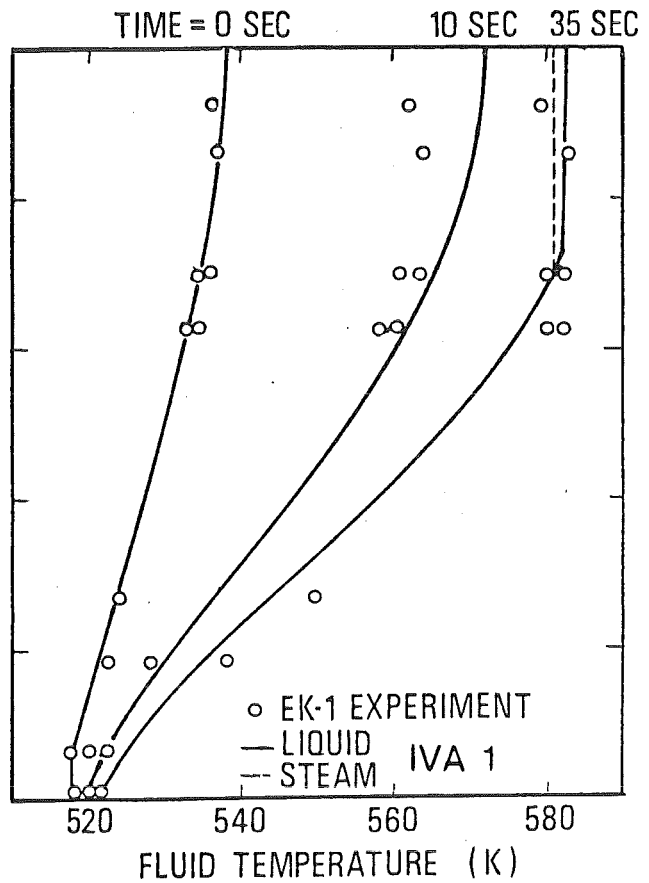


Abb. 10:  
Vergleich IVA 1-Experiment EK-1/54: Die querschnittsgemittelte axiale Temperaturverteilung des Kühlmittels in  $\tau = 0, 10$  und 35 Sek.

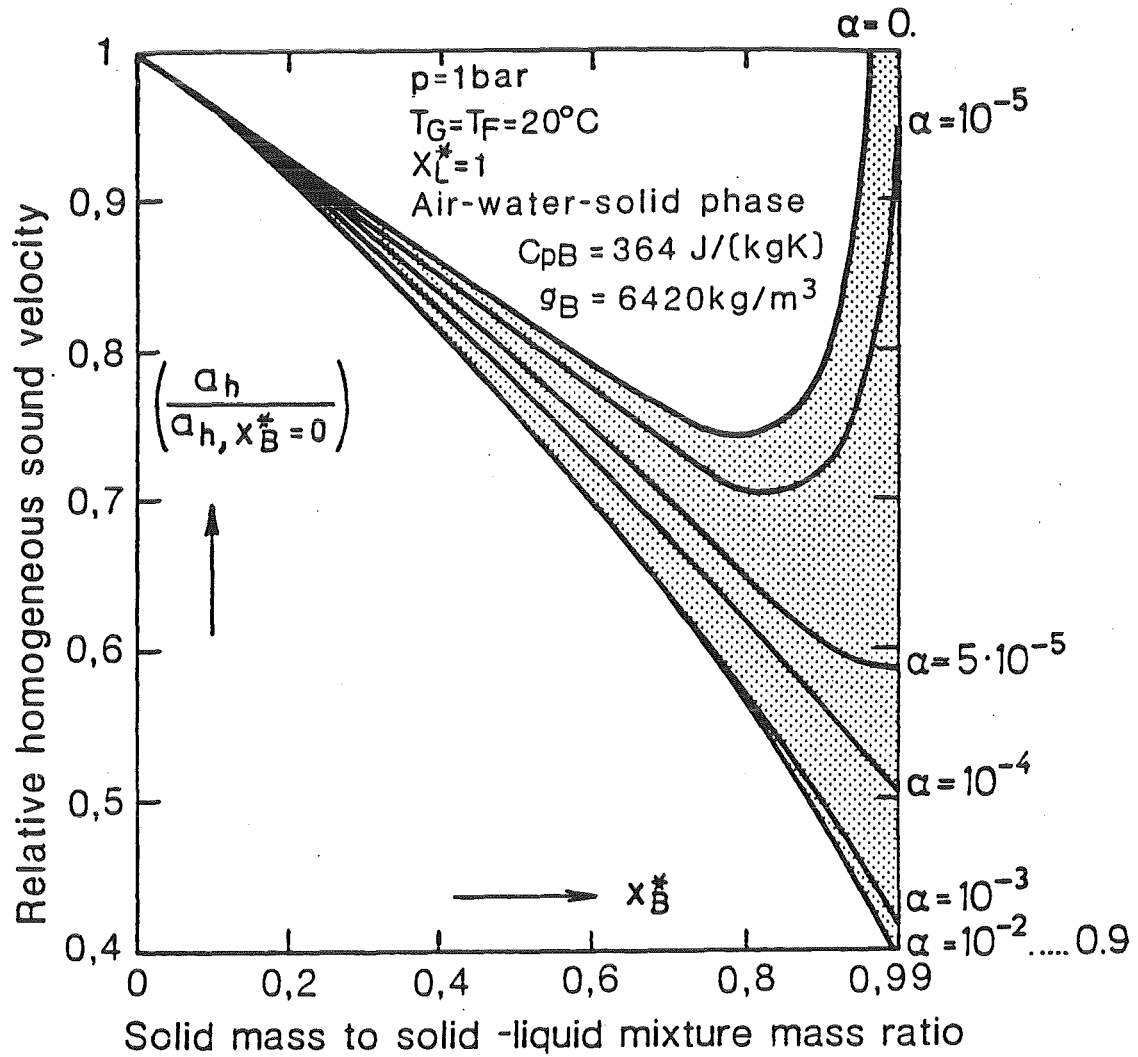


Abb. 11: Die relative homogene Schallgeschwindigkeit als Funktion der Massenkonzentration der festen Phase  $x_{FB}^*$  ( $x_T = 0$ ,  $S_F = 1$ ,  $p = 1 \text{ bar}$ ,  $T_F = T_G = 20^\circ \text{C}$ ,  $x_L^* = 1$ ,  $c_{pFB} = 364 \text{ J/(kgk)}$ ,  $\rho_{FB} = 6420 \text{ kg/m}^3$ . Parameter-Gasvolumenanteil  $\alpha_G$ .

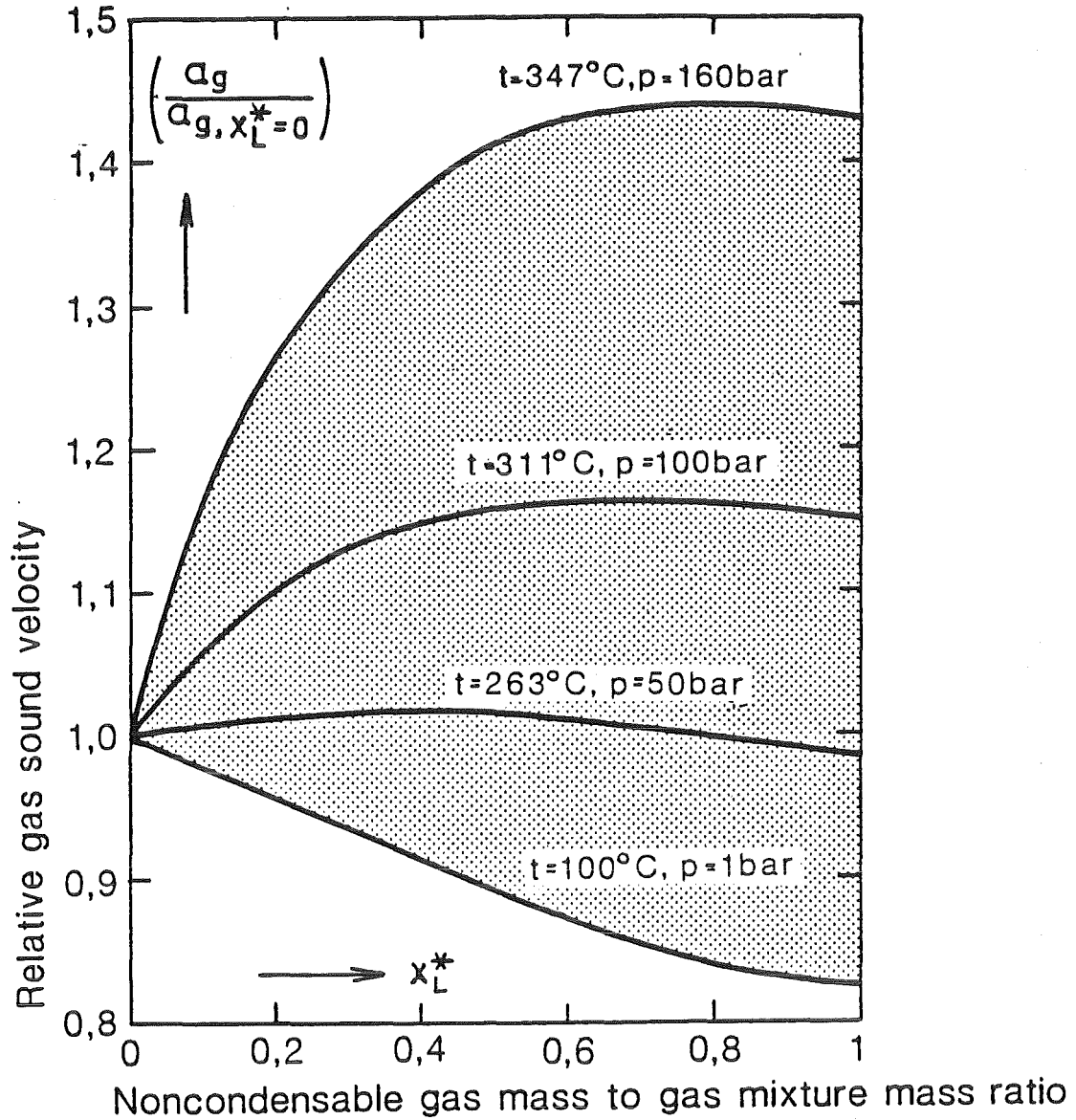


Abb. 12: Die relative Schallgeschwindigkeit des Gases als Funktion der Massenkonzentration der Luft in einem Luft-Dampf-Gemisch. Parameter-Druck.

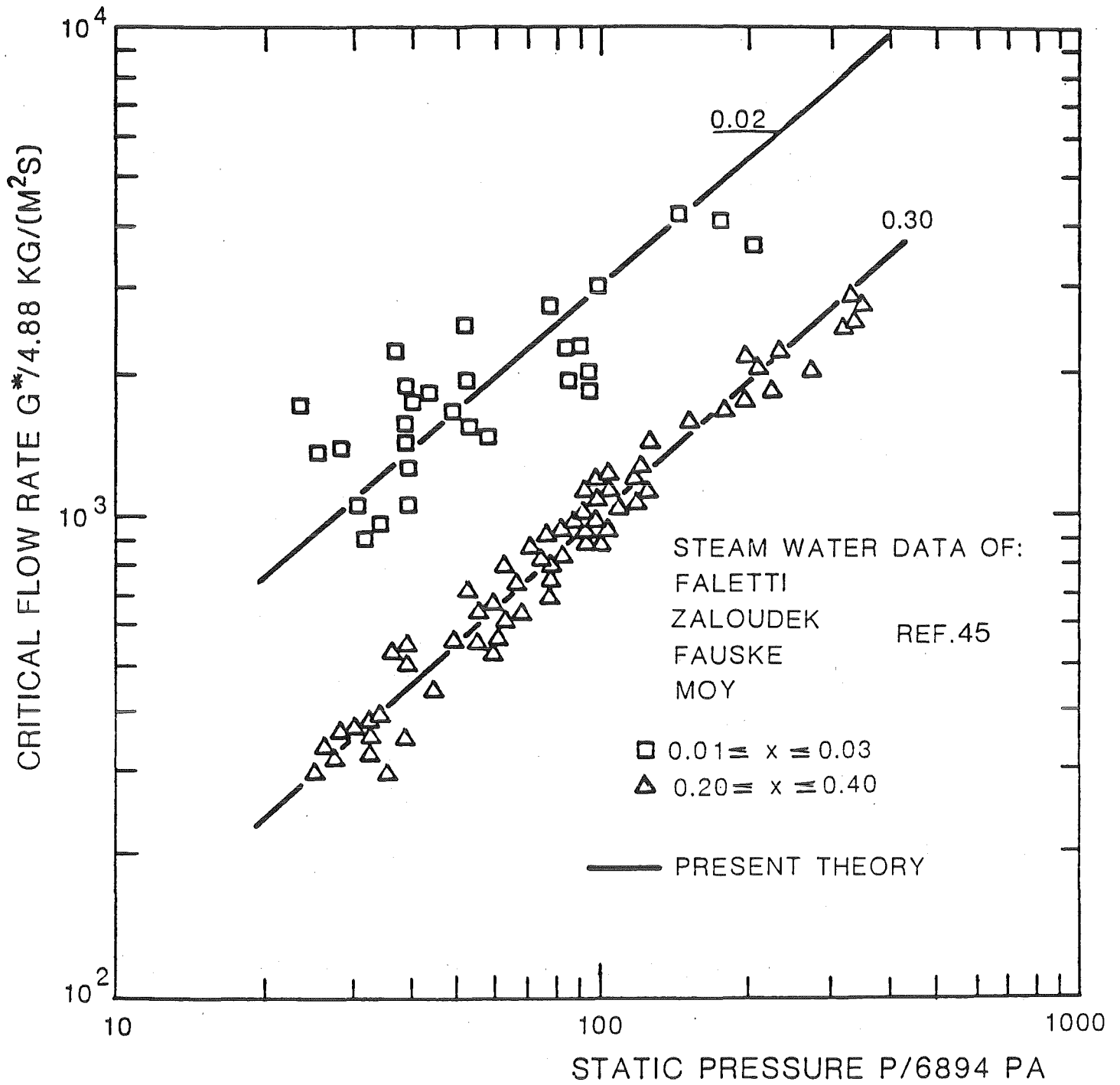


Abb. 13: Die lokale kritische Massenstromdichte als Funktion des Druckes,  $x_G = 0.02, 0.3$ .

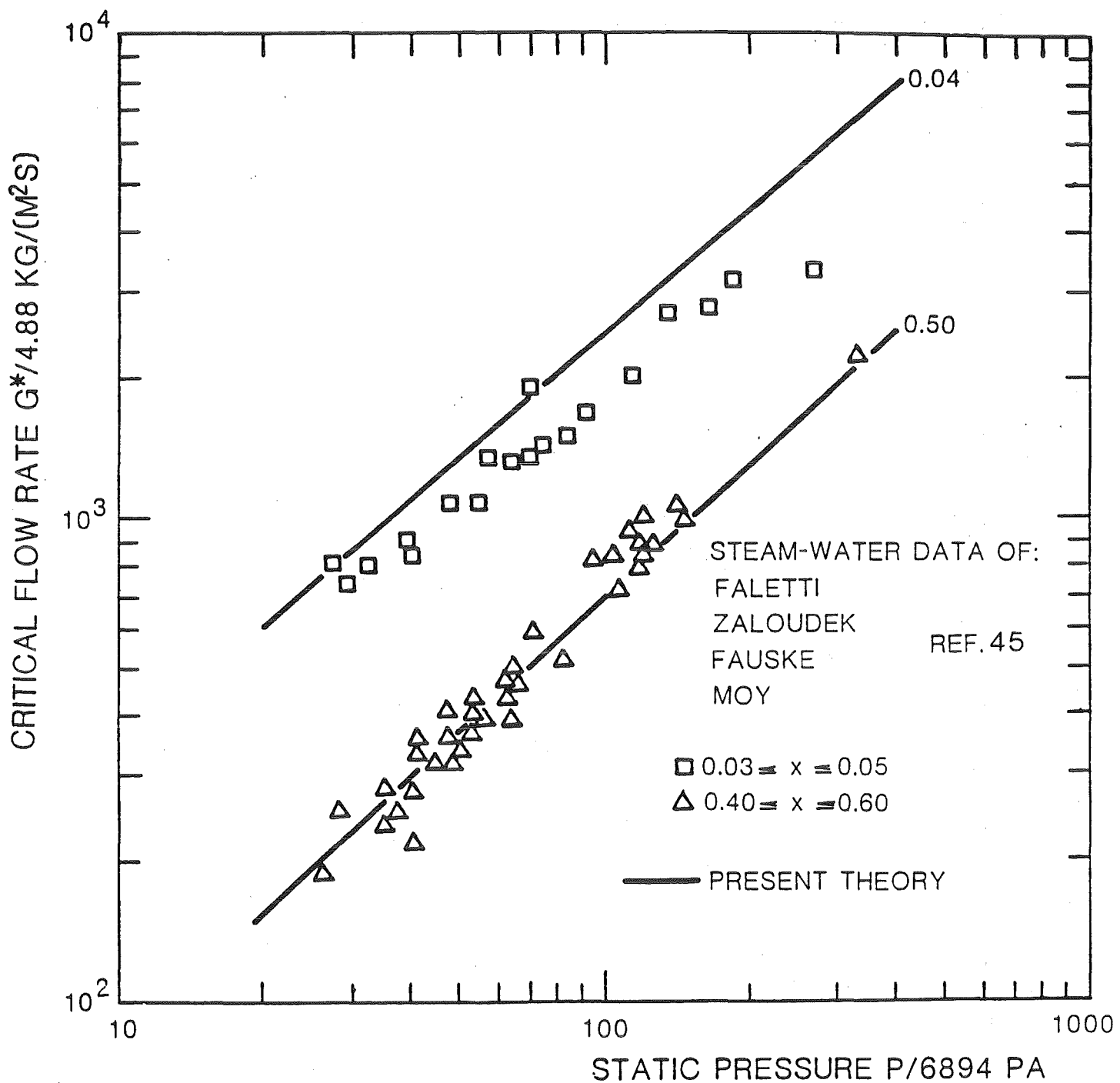


Abb. 14: Die lokale kritische Massenstromdichte als Funktion des Druckes,  $x_G = 0.04, 0.5$ .

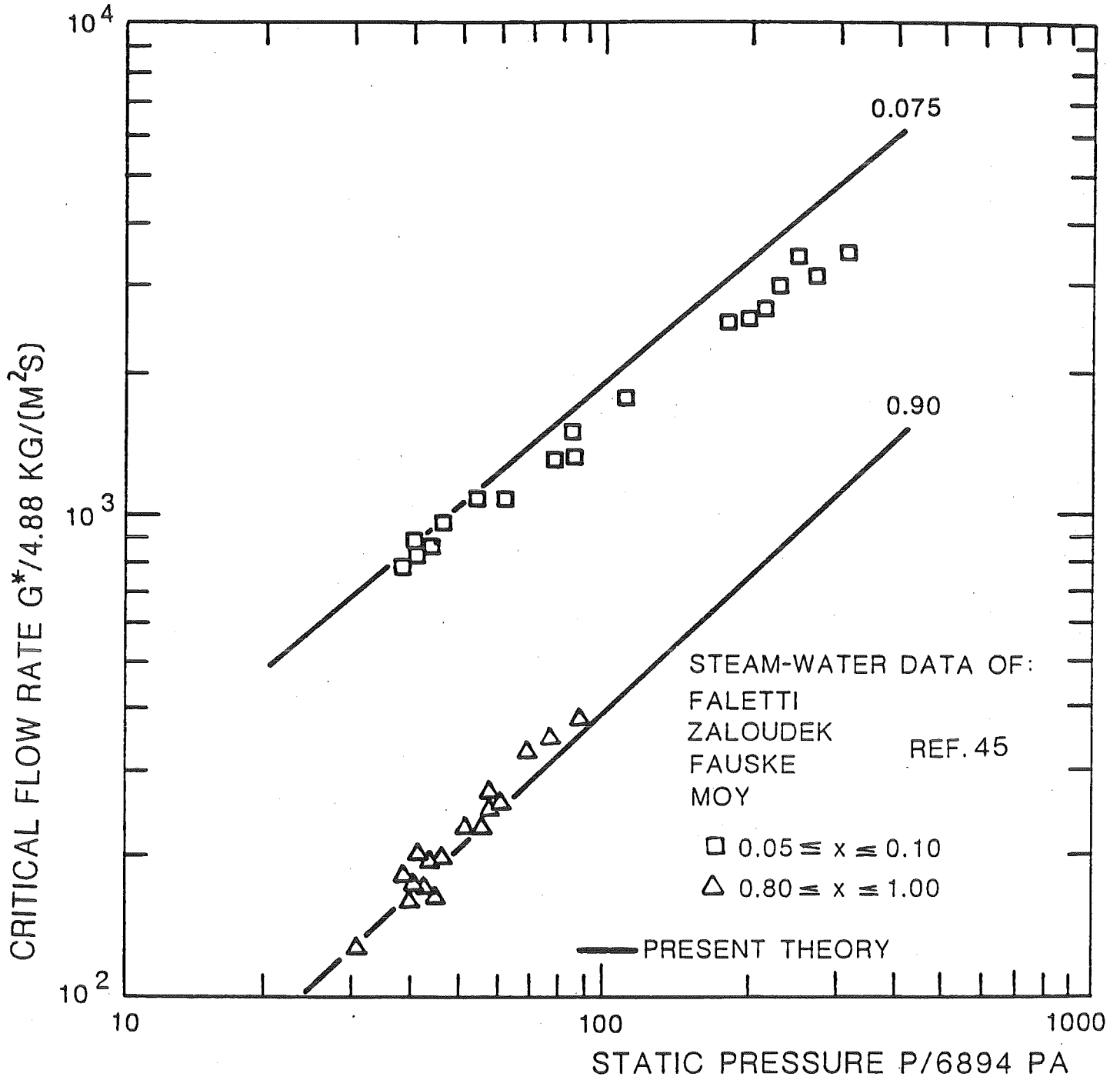


Abb. 15: Die lokale kritische Massenstromdichte als Funktion des Druckes,  $x_G = 0.075, 0.9$ .

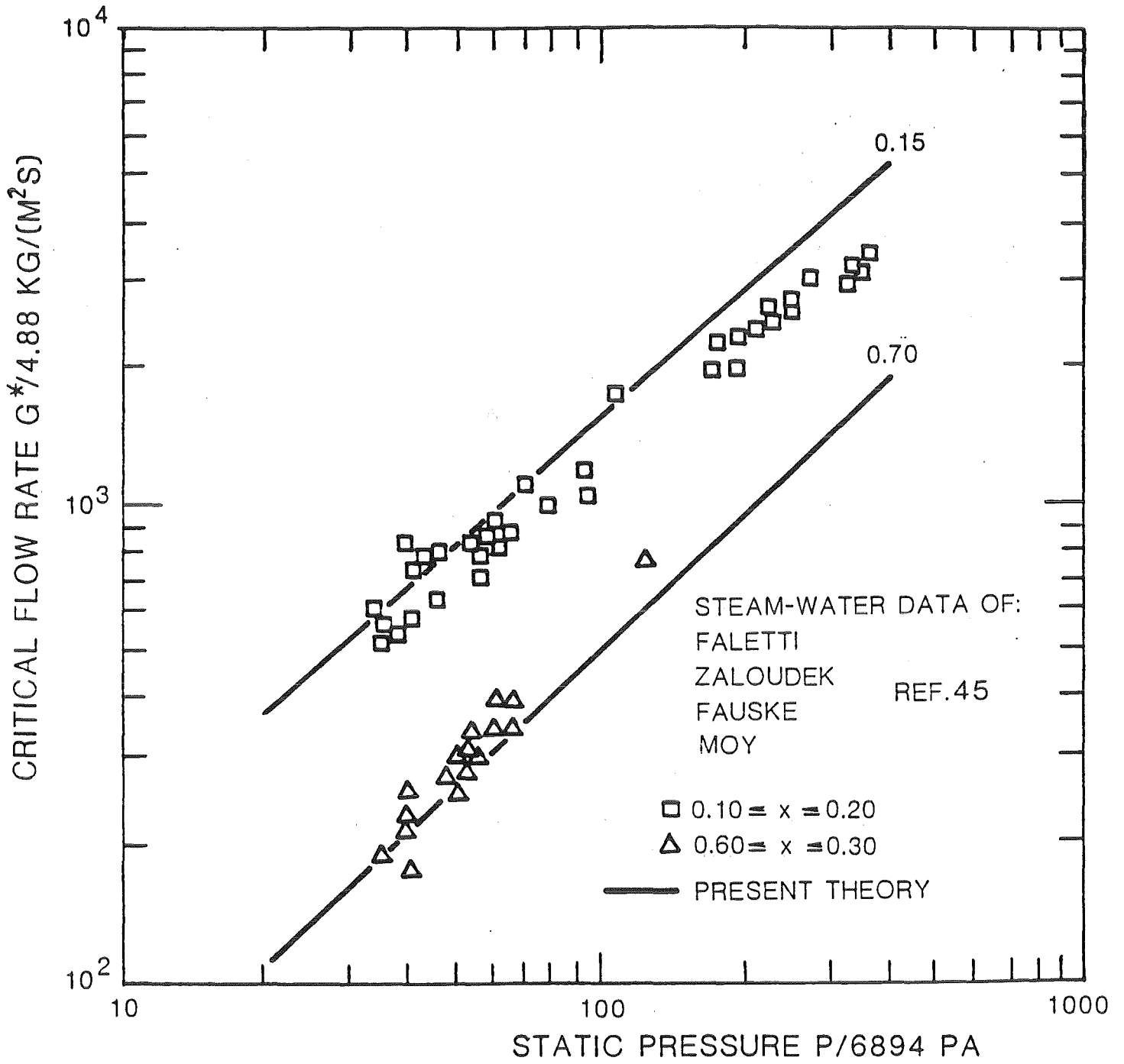


Abb. 16: Die lokale kritische Massenstromdichte als Funktion des Druckes,  $x_G = 0.15, 0.7$ .

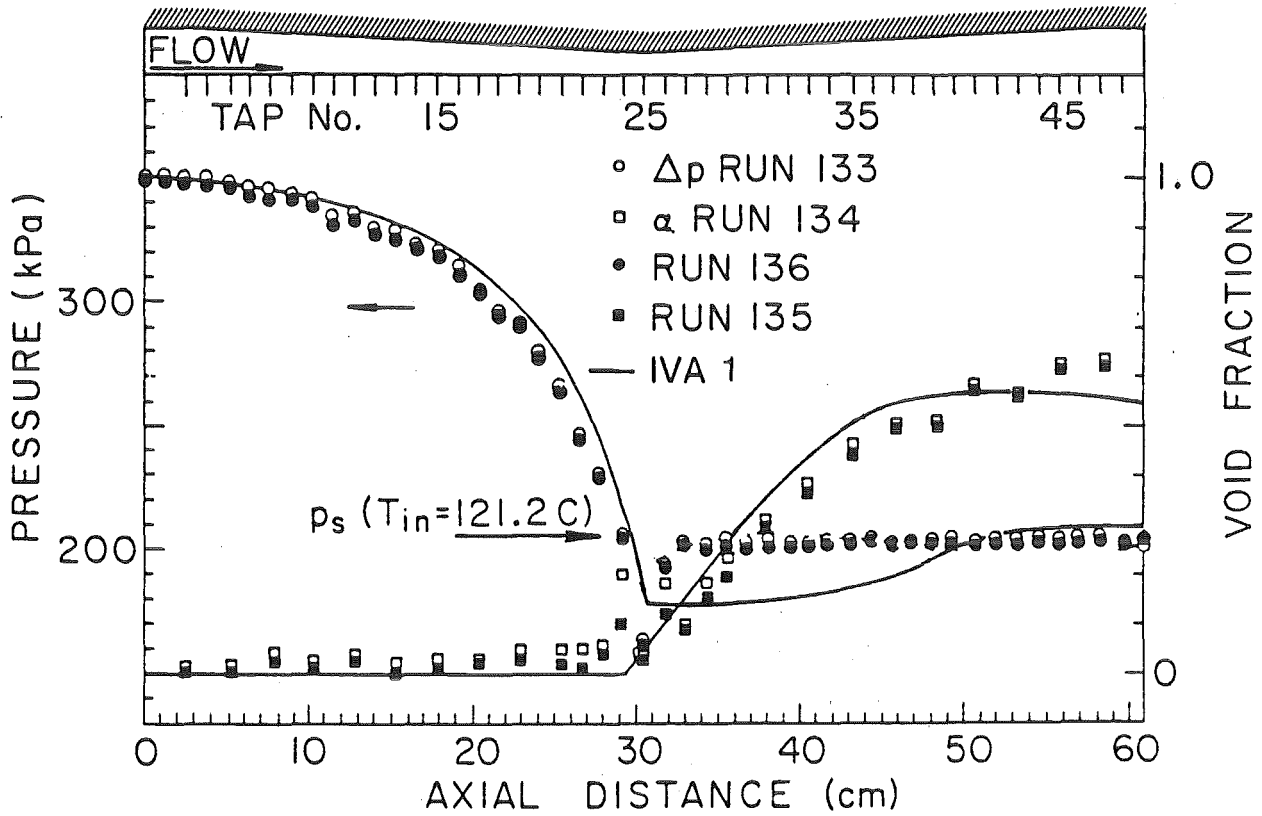


Abb. 17: Vergleich IVA 1 Berechnung ( $n_B = 1.0525 \cdot 10^{11}$ ) mit dem BNL Experiment /38/ für Druckverlauf und querschnittsgemittelten Dampfvolumenteil.  $p_{in} = 349$  kPa,  $T_{in} = 121.2^\circ\text{C}$ ,  $G_{in} = 4430$  kg/m<sup>2</sup>s.



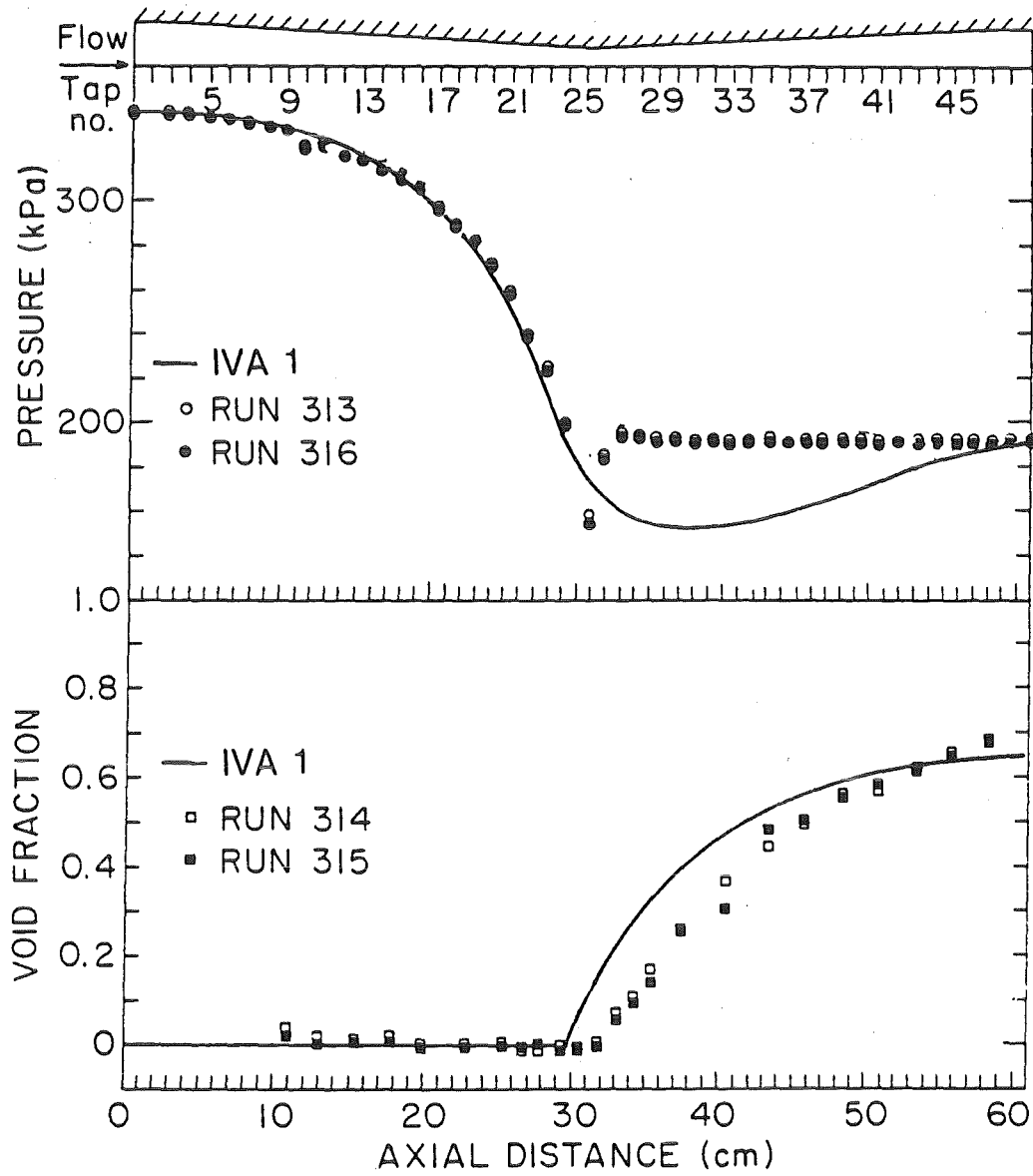


Abb. 18: Vergleich IVA 1 Berechnung ( $n_B = 1.099488 \cdot 10^{11}$ ) mit dem BNL Experiment /38/ für Druckverlauf und querschnittsgemittelten Dampfvolumenteil.  $p_{in} = 341$  kPa,  $T_{in} = 121^\circ\text{C}$ ,  $G_{in} = 4430$  kg/m<sup>2</sup>.

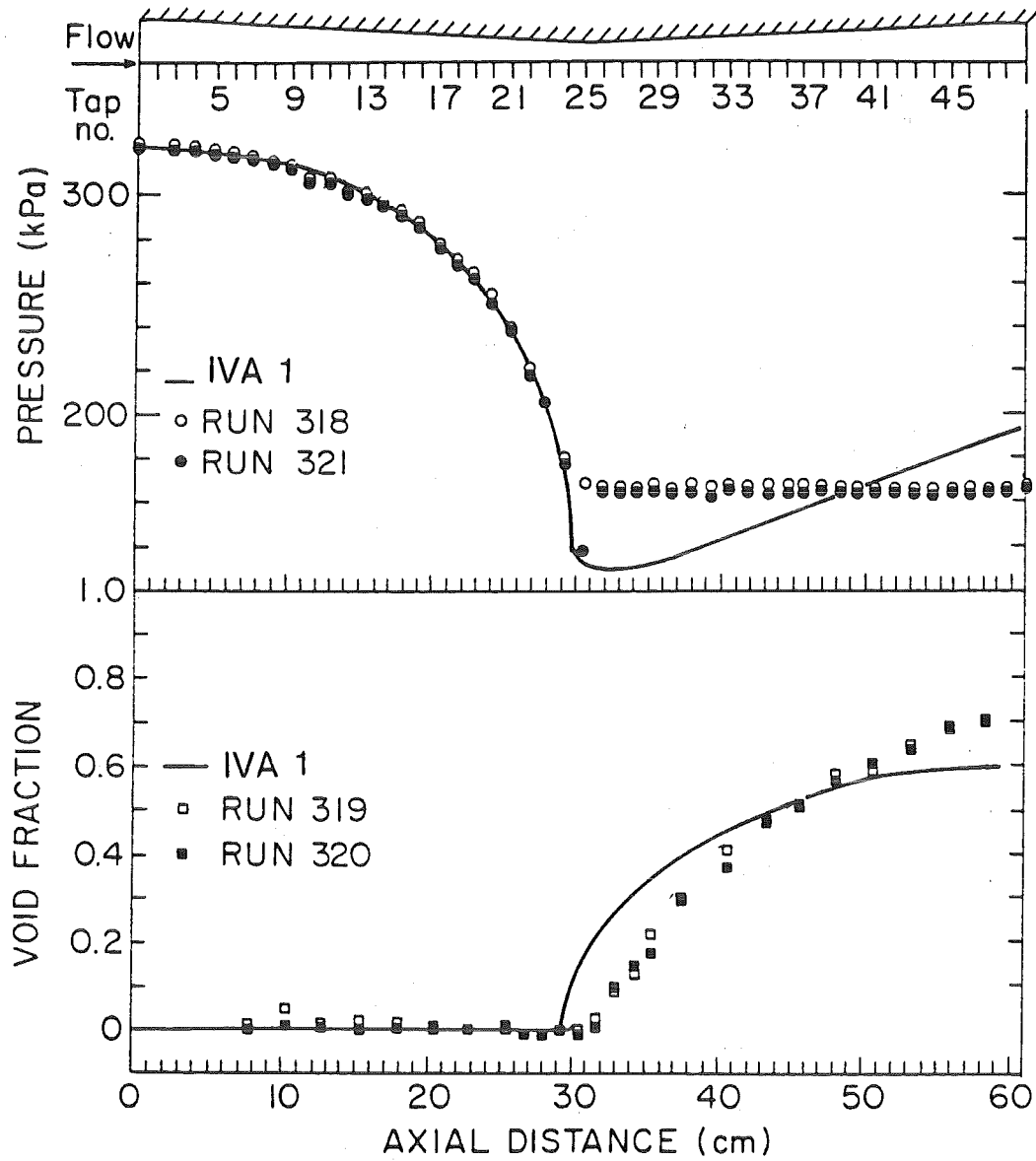


Abb. 19: Vergleich IVA 1 Berechnung ( $n_B = 1.026915 \cdot 10^{11}$ ) mit dem BNL Experiment /38/ für Druckverlauf und querschnittsgemittelten Dampfvolumenteil.  $p_{in} = 322 \text{ kPa}$ ,  $T_{in} = 121^\circ\text{C}$ ,  $G_{in} = 4430 \text{ kg/m}^2$ .

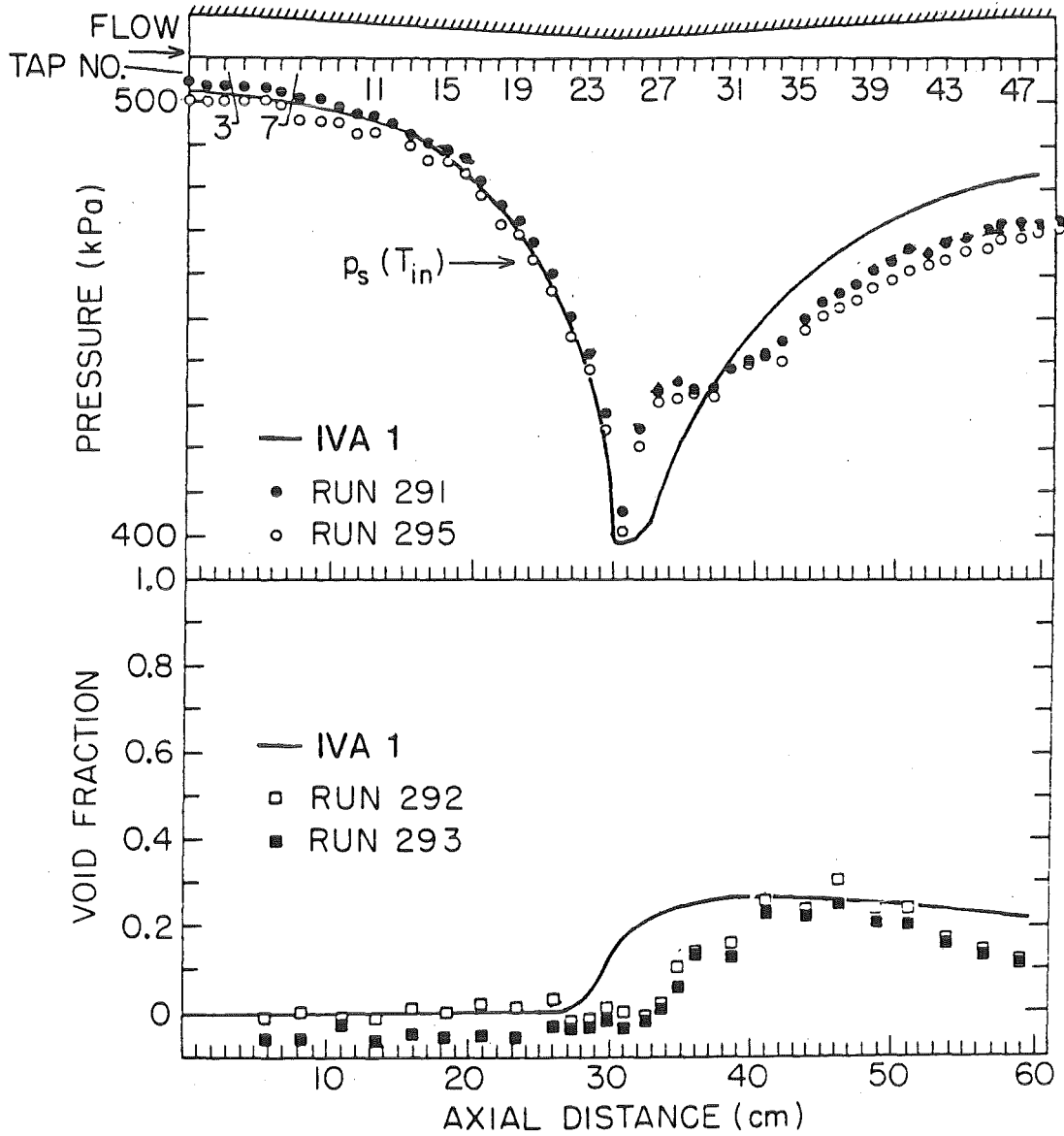


Abb. 20: Vergleich IVA 1 Berechnung ( $n_B = 1.1 \cdot 10^{12}$ ) mit dem BNL Experiment /38/ für Druckverlauf und querschnittsgemittelten Dampf-volumenanteil.  $p_{in} = 502$  kPa,  $T_{in} = 148.9^\circ\text{C}$ ,  $G_{in} = 3170$  kg/m<sup>2</sup>s.

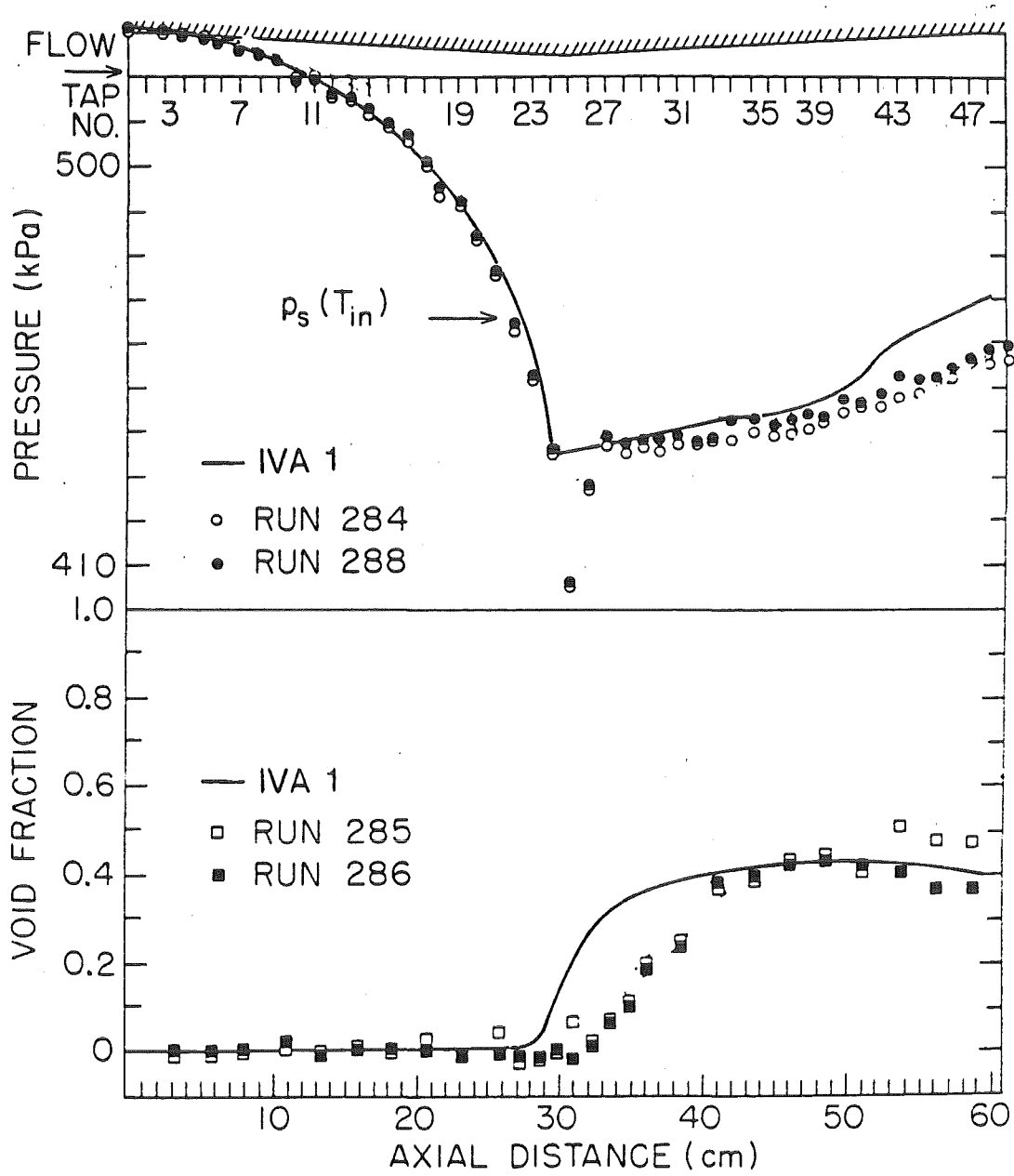


Abb. 21: Vergleich IVA 1 Berechnung ( $n_B = 1.73 \cdot 10^{12}$ ) mit dem BNL Experiment /38/ für Druckverlauf und querschnittsgemittelten Dampf-volumenanteil.  $p_{in} = 530 \text{ kPa}$ ,  $T_{in} = 149.2^\circ\text{C}$ ,  $G_{in} = 3580 \text{ kg/cm}^2\text{s}$ .

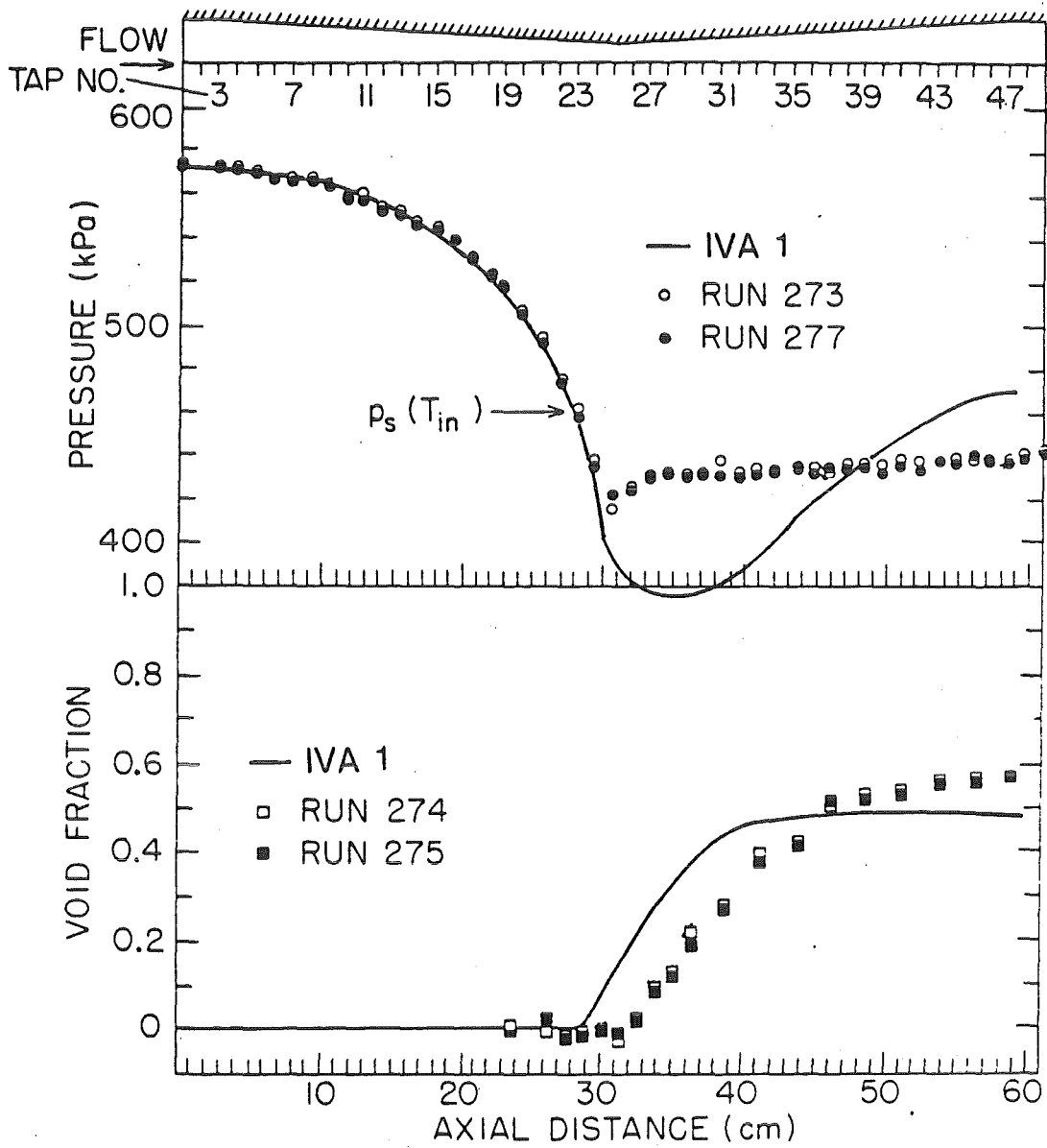


Abb. 22: Vergleich IVA 1 Berechnung ( $n_B = 2.725 \cdot 10^{13}$ ) mit dem BNL Experiment /38/ für Druckverlauf und querschnittsgemittelten Dampfvolumenteil.  $p_{in} = 573 \text{ kPa}$ ,  $T_{in} = 148.7^\circ\text{C}$ ,  $G_{in} = 4290 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .

Literatur

- /1/ Kolev N. I., Transiente Dreiphasen Dreikomponenten Strömung  
Teil 1: Formulierung des Differentialgleichungssystems, KfK 3910  
(1985)
  
- /2/ Lübesmeyer D., WOTAN - Ein Digitalprogramm für die Simulation von  
Durchlaufdampferzeugern (once through-type), TU Berlin (West),  
Dezember 1974
  
- /3/ Irvine T. F., P. E. Liley, Steam and Gas Tables with Computer Equa-  
tions, Academic Press, Inc. 1984
  
- /4/ Rivkin S. L., E. A. Kremenevskaya, Equations of State of Water and  
Steam for Computer Calculations for Process and Equipment at Power  
Stations, Teploenergetika 1977 24 (3) 69-73
  
- /5/ Meyer-Pittroff R., H. Vesper, U. Grigull, Einige Umkehrfunktionen und  
Näherungsgleichungen zur "1967 IFC Formulation for Industrial Use"  
für Wasser und Wasserdampf, Brennst.-Wärme-Kraft 21 (1969) Nr. 5 Mai,  
S. 239
  
- /6/ Rivkin S. L., A. A. Alexandrov, Termodinamizeskie svoistva vody i  
wodjanogo para, Energia Moskva 1975
  
- /7/ Liles D. R. et al., TRAC-PD2 An Advanced Best-Estimate Computer Program  
for Pressurized Water Reactor Loss-of-Coolant Accident Analysis,  
NUREG/CR-2054, LA-7709-MS (1981)
  
- /8/ Idelcik I. E., Spravocnik po gidravliceskich Soprotivlenijam, Moskva,  
Energia (1975)
  
- /9/ Hewitt G. F., H. Taylor, Annular Two-Phase Flow, Oxford-New York-  
Toronto-Sydney-Braunschweig 1970, Pergamon Press
  
- /10/ Paleev I. I., B. S. Filippovich, Phenomena of Liquid Transfer in Two-  
Phase Dispersed Annular Flow, Int. J. Heat Mass Trans. 9, p. 1089  
(1966)

- /11/ Taitel Y., D. Bornea, A. G. Dukler, Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes, ALCHÉ Journal (Vol. 26, No. 3) May 1980, p. 345
- /12/ Ishii, M., K. Mishima, Study of Two-Fluid Model and Interfacial Area, NUREG/CR-1873, ANL-80-111 (Dec. 1980)
- /13/ Ishii M., K. Mishima, Liquid Transfer and Entrainment Correlation for Droplet-Annular Flow, TF 20, Heat Transfer 1974, 5th Int. Heat Transf. Conf. Tokyo (1974) Vol. 4, pp. 307-312
- /14/ Ishii M., One-Dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion Between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes, ANL-77-47
- /15/ Ishii M., G. De Jarlais, Hydrodynamics of Post CHF Region, CONF-8404146-1 DE 84 011711, Pres. at the Int. Workshop on Fundamental Aspects of Post-Dryout Heat Transfer, Salt Lake City, Utah, April 2-4, 1984
- /16/ Ishii M., K. Mishima, I. Kataoka, G. Kocamustataogullari, Two-Fluid Model and Importance of the Interfacial Area in Two-Phase Flow Analysis, Proc. of the Ninth U.S. National Congress of Applied Mechanics, Ithaca, N.Y., June 21-26, 1982, ASME, pp. 73-80 (1982)
- /17/ Kataoka I., M. Ishii, Mechanism and Correlation of Droplet Entrainment and Deposition in Annular Two-Phase Flow, NUREG/CR-2885, ANL-82-44 (July 1982)
- /18/ Ishii M., K. Michima, Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations, NED 82 (1984) 107-126
- /19/ Holman J. P., Heat Transfer, Third Edition (McGraw-Hill Book Company, New York, 1972)
- /20/ Sieder E. N., G. E. Tate, Heat Transfer and Pressure Drop of Liquids in Tubes, Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 28, No. 12, pp. 1429-1435, December 1936

- /21/ Hughes E. D., Macroscopic Balance Equations for Two-Phase Models, NED 54 (1979) 239-259
- /22/ Thom I. R. S., et al., Boiling in Subcooled Water During up Heated Tubes or Annuli, Proc. Instr. Mech. Eng. pp. 1965-1966, Vol. 180, 3C (1966)
- /23/ Butterworth D., G. F. Hewitt, Two-Phase Flow and Heat Transfer, Oxford University Press (1977)
- /24/ Hausen H., Darstellung des Wärmeüberganges in Röhren durch verallgemeinerte Potenzbeziehungen, Verfahrenstechn. 9, H.4/5, 75-79 (1958)
- /25/ Collier J. G., Convection Boiling and Condensation, London: McGraw-Hill Book Company, Inc., 1972
- /26/ Miropolskij Z. L., Heat Transfer in Film Boiling of Steam-Water Mixture in Steam Generating Tubes, Teploenergetika Vol. 10, No. 5, pp. 49-53, 1963
- /27/ VDI-Wärmeatlas, 2. Auflage 1974, Jc 1, Kondensation von Dampf-Gas-Gemischen, VDI-Verlag
- /28/ Edelman Z., Elias E., Void Fraction Distribution in Low Flow Rate Subcooled Boiling, NED 66 (1981) 375-382
- /29/ Bowring R. W., Simple but Accurate Round Tube, Uniform Heat Flux, Dryout Correlation over the Pressure Range 0.7 to 17 MN/m<sup>2</sup> (100 to 2500 psia), AEEW-R-789
- /30/ Biasi L. et al., Studies on Burnout, Part 3, Energia Nucleare, 14, No. 9, p. 530, (1967)
- /31/ Zuber N., et al., The Hydrodynamic Crisis in Pool Boiling of Saturated and Subcooled Liquids, International Developments in Heat Transfer, Part 2, No. 27, 1961, Int. Heat Transfer Conf., Boulder, Colorado, pp. 230-236



- /32/ Smolin V. N., S. V. Shpanskii, V. I. Esikov, T. K. Sedova, Method of Calculating Burnout in Tubular Fuel Rods when Cooled by Water and a Water-Steam Mixture, Teploenergetika, 1977 24 (12) 30-35
- /33/ Kutateladse, S. S., A Hydrodynamic Theory of Changes in the Boiling Process Under Free Convection Conditions, Izv. Akad. Nauk SSSR, Otd. Tekh. Nauk 4 (1951) 529-36; AEC-tr-1991 (1954)
- /34/ Lellouche G. S., A Model for Predicting Two-Phase Flow, BNL-78625, 1974
- /35/ Delhaye J. M., M. Giot, M. L. Riethmüller, Thermodynamics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, Hemisphere Publ. Corp., McGraw-Hill Book Company, 1981
- /36/ Tolubinskij W. I., Teploobmen pri kipenii, Kiev, Naukova dumka 1980
- /37/ Abuat N., B. J. C. Wu, G. A. Zimmer, P. Saha, A Study of Nonequilibrium Flashing of Water in a Converging-Diverging Nozzle, NUREG/CR-1864, BNL-NUREG-51317, Vol. 1 of 3, June 1981
- /38/ Wu B. J. C., N. Abuat, P. Saha, A Study of Nonequilibrium Flashing of Water in a Converging-Diverging Nozzle, Vol. 2 - Modelling, NUREG/CR-1864, BNL-NUREG-51317 Vol. 2 of 3, June 1981
- /39/ Saha P., N. Abuat, B. J. C. Wu, A Nonequilibrium Vapor Generation Model for Flashing Flows, Trans. of the ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 106, Feb. 1984, p. 106
- /40/ Rivard W. C., J. R. Travis, A Nonequilibrium Vapor Production Model for Critical Flow, NSE: 74, 40-48 (1980)
- /41/ Algamir M., J. H. Lienhard, Correlation of Pressure Undershoot During Hot-Water Depressurisation, J. of Heat Transfer, Vol. 103, Nr. 1 (1981) p. 60
- /42/ F. Mayinger, Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen, Springer, 1982

- /43/ Tanaka M., Heat Transfer of a Spray Droplet in a Nuclear Reactor Containment, Nuclear Technology Vol. 47, Feb. 1980, p. 268
- /44/ Mamaev V. A., u. a., Dvizenie gasozidkostnych smesej v trubach, Moska-Nedra (1978)
- /45/ Moody E. J., A Pressure Pulse Model for Two-Phase Critical Flow Sonic Velocity, J. of Heat Transfer, August 1969, p. 371
- /46/ Kolev N. I., To the Modelling of the Transient Nonequilibrium Non-homogeneous System, Proc. of Heat Physics - 82 "Nuclear Reactor Safety of WWER NPS", ZSKS-SKODA, Karlovy Vary 3-7. v. 1982, pp. 129-147
- /47/ Reocreux M. L., Experimental Study of Steam-Water Choked Flow, Proc. of the CSNI Specialists Meeting "Transient Two-Phase Flow", August 3/4, 1976, Toronto, Vol. 2, p. 637
- /48/ Sabotinov L. S. Experimental Investigation of the Void Fraction in Subcooled Boiling for Different Low of Power Distribution along the Channel, Moska (1974), Ph.D. Thesis (russ.)
- /49/ C. C. St. Pierre, ANL-7041 (1965)
- /50/ R. A. Egen, D. A. Dingee and J. W. Chastain, BMI-1163 (1957)
- /51/ D. Nylund et al., Hydrodynamic and Heat Transfer Measurements on a Full-Scale Simulated 36-rod Marviken Fuel Element with Uniform Heat Flux Distribution, FRIGG-2, Danish Atomic Energy Commission (1968)
- /52/ Grundmann U. et al., Thermohydraulische Berechnungen zu ausgewählten Versuchen mit der Experimentalkassette EK-1, Kernenergie, Bd. 25, H.6, (1982), S. 254
- /53/ Bulavin V. V. et al., Der konstruktive Aufbau der Experimentalkassette EK-1, Kernenergie, Bd. 25, H.6, (1982), S. 229
- /54/ Kolev, N. I., Comparisons of the RALIZA-2/02 Two-Phase Flow Model with Experimental Data, NED (1985) acc. for publication
- /55/ Bennett A.W., G. F. Hewitt, H. A. Kearsey, R. K. F. Keays, AERE-R 5373 (1967)

Anhang 1

Entscheidungskriterien für Strömungsformen der vertikalen Strömung nach Ishii /12/

<p>Blasenströmung <math>\alpha_G &lt; 0.3</math></p>
<p>Kolbenströmung <math>0.3 &lt; \alpha_G &lt; \alpha_m</math></p> $\alpha_m = 1 + 0.813 \left\{ \frac{0.2 \left[ 1 - \left( \frac{\rho_G}{\rho_F} \right)^{1/2} \right]  j  + 0.35b}{ j  + 0.75 b b_1} \right\}^{0.75}$ <p><math>j = \alpha_G w_G + (1 - \alpha_G) w_F</math></p> <p><math>b = \left[ (\rho_F - \rho_G) g D_{hy} / \rho_F \right]^{1/2} ; \quad b_1 = \left[ \frac{(\rho_F - \rho_G) g D_{hy}^3}{\eta_F / \rho_F} \right]^{1/18}</math></p>
<p>Schaumströmung <math>(\alpha_m &lt; \alpha_G)</math> und <math>[(D_{hy} &lt; D_{hyc} \text{ und } w_G &lt; w_{G1}) \text{ oder } (D_{hy} &gt; D_{hyc} \text{ und } w_G &lt; w_{G2})]</math></p> <p><math>w_{G1} = (1 - 0.1/\alpha_G) \left[ (\rho_F - \rho_G) g D_{hy} / \rho_G \right]^{1/2}</math></p> <p><math>b_5 = 1. / \left[ g(\rho_F - \rho_G) / \sigma_F \right]^{1/2}</math></p> <p><math>N_{\eta_F} = \eta_F / \left[ \rho_F \sigma_F b_5 \right]^{1/2}</math></p> <p><math>C_o = 1.2 - 0.2(\rho_G / \rho_F)^{1/2}</math></p> <p><math>D_{hyc} = b_5 / \left[ N_{\eta_F}^{0.4} \left( \frac{1 - 0.1 C_o}{C_o} \right)^2 \right]</math></p> <p><math>w_{G2} = \left[ \sigma_F g (\rho_F - \rho_G) / \rho_G \right]^{1/4} / (\alpha_G N_{\eta_F}^{0.2})</math></p>

Schaumströmung mit Entrainment kann entstehen bei

$$(D_{hy} > D_{hyc} \text{ und } |w_G| > w_{G3}) \quad /17/$$

wobei

$$w_{FS} = (\alpha_F w_F + \alpha_T w_T) / (1 - \alpha_G)$$

$$Re_{FS} = \rho_F (1 - \alpha_G) |w_{FS}| D_{hy} / \eta_F$$

$$Re_{FS} \geq 1635 \quad b_8 = N_{\eta F}^{0.8}$$

$$Re_{FS} < 1635 \quad b_8 = 11.78 N_{\eta F}^{0.8} / Re_{FS}^{1/3}$$

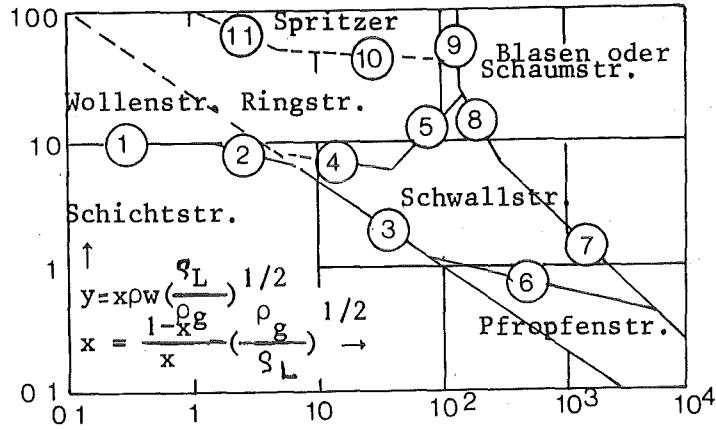
$$w_{G3} = b_8 \sigma_F / \left[ \eta_F \alpha_G \left( \frac{\rho_G}{\rho_F} \right)^{1/2} \right]$$

Filmströmung ( $\alpha_m < \alpha_G$ ) und .NOT.  $\left[ (D_{hyg} < D_{hyc} \text{ und } w_G < w_{G1}) \text{ oder } (D_{hy} > D_{hyc} \text{ und } w_G < w_{G2}) \right]$

Filmströmung mit Entrainment kann entstehen bei  $w_G > w_{G3}$

Anhang 2

Entscheidungskriterien für Strömungsformen der horizontalen Strömung



Baker-Diagramm für waagerechte Rohre

Approximation der Grenzbereiche in dem Baker-Diagramm

Ansatz  $y_j = b_j x^{c_j}$

j	$b_j$	$c_j$	$x_1 < x < x_2$	
1	10,	0	0,1	1
2	11,855	0,227	1,	8
3	24,48	0,690	0,1	$3 \cdot 10^3$
4	10,91	0,138	4,4	35
5	0,23	-0,896	35,	140
6	2,98	0,20976	80,	$5 \cdot 10^3$
7	$1,4 \cdot 10^3$	0,912	$3 \cdot 10^2$	$10^4$
8	$1,905 \cdot 10^5$	1,7	140,	$3 \cdot 10^2$
9			x = 140	
10	51,639	0,065	4,4	1,40
11	100	0,613	1,0	4,4

Anhang 3

Entrainment /17/ and Deposition /10/

$$w_{FS} = (\alpha_F w_F + \alpha_T w_T)(1 - \alpha_G)$$

$$Re_{FS} = \rho_F (1 - \alpha_G) |w_{FS}| D_{hy} / \eta_F \quad \text{Totale Flüssigkeits-Reynoldszahl}$$

$$We = \rho_G (\alpha_G w_G)^2 D_{hy} \left( \frac{\rho_F - \rho_G}{\rho_G} \right)^{1/3} / \sigma_F \quad \text{Weber-Zahl}$$

$$E_n = \tanh(7.25 \cdot 10^{-7} We^{1.25} Re_{FS}^{1/4})$$

$$Re_{FU} = Re_{FS} (1 - E_n) \quad \text{Gleichgewichtsfilm-Reynoldszahl}$$

$$Re_F = \rho_F \alpha_F |w_F| D_{hy} / \eta_F \quad \text{Film Reynoldszahl}$$

Einlauffilm

$$Re_F > Re_{FU}$$

$$Re_F = \max(Re_{FU}, 1.)$$

$$\dot{\epsilon} = \frac{\eta_F}{D_{hy}} \left[ \frac{1.2 \cdot 10^3 (Re_F - Re_{FU})^2}{Re_{FS}^{1/2} Re_{FU}^{1/4} We^{1.5}} + 6.6 \cdot 10^{-7} Re_{FS}^{0.74} Re_F^{0.185} We^{0.925} \left( \frac{\eta_G}{\eta_F} \right)^{0.26} \right]$$

Ausgebildete Ringströmung

$$Re_F < Re_{FU} \quad Re > 160.$$

$$\dot{\epsilon} = 6.6 \cdot 10^{-7} Re_{FS}^{0.74} Re_F^{0.185} We^{0.925} \left( \frac{\eta_G}{\eta_F} \right)^{0.26}$$

$$\bar{a}_{GF} = 4(1 - \alpha_F)^{1/2} / D_{hy}$$

$$\mu_{FT} = \dot{\epsilon} \cdot \bar{a}_{GF}$$

Deposition

$$\alpha_T > 0.0001$$

$$\dot{d} = \frac{\eta_T}{D_{hy}} 0.022 \left( \frac{\eta_G}{\eta_T} \right)^{0.26} (Re_{FS} - Re_F)^{0.74}$$

$$\mu_{TF} = \dot{d} \cdot \bar{a}_{GF}$$

Anhang 4

Schlupfkorrelationen

Reine Flüssigkeitsströmung	$\alpha_G = 0, \alpha_T = 0$	1
Flüssigkeit und feste Partikel	$\alpha_G = 0$	2,3
$v = \frac{x_T}{\rho_T} + \frac{1-x_T}{\rho_F}$ $\alpha_T = \frac{x_T}{\rho_T} / v \quad \text{erste Näherung}$ $\Delta w = \frac{d_{TB}}{4} \left\{ \frac{[g(\rho_T - \rho_F)]^2}{\eta_F \rho_F} \right\}^{1/3} (1 - \alpha_T)^{1.5} \quad /17/$ $\alpha_T = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{Gv}{\Delta w} - \left[ \left(1 + \frac{Gv}{\Delta w}\right)^2 - \frac{4x_T G}{\Delta w \rho_T} \right]^{1/2} \right\} \quad \Delta w \neq 0$ $\alpha_F = 1 - \alpha_T$ $w_T = \frac{x_T G}{\alpha_T \rho_T}; \quad w_F = \frac{(1-x_T)G}{(1-\alpha_T)\rho_F}; \quad w_G = w_F \cdot$		
Blasenströmung	$\alpha_T = 0$	4,5
$v = \frac{x_G}{\rho_G} + \frac{1-x_G}{\rho_F}$ $\alpha_G = \frac{x_G}{\rho_G} / v \quad \text{erste Näherung}$ <p>Lellouche /34/</p>		



$$V_{gj} = 1.41 \left[ \frac{\sigma g (\rho_F - \rho_G)}{\rho_F \rho_G} \right]^{1/4}$$

$$K_1 = 0.833$$

$$A_0 = K_1 + (1 - K_1) p / 22115000.$$

$$B_0 = \frac{1}{1 - A_0} \left( 1 + 1.57 \frac{\rho_G}{\rho_F} \right)$$

$$C_0 = 1 / \left[ A_0 + (1 - A_0) \alpha_G^{B_0} \right]$$

$$\alpha_G = \frac{x_G}{\rho_G} / \left( C_0 v + \frac{V_{gj}}{G} \right)$$

$$\alpha_F = 1 - \alpha_G$$

$$w_G = \frac{x_G G}{\alpha_G \rho_G} ; \quad w_F = \frac{1 - x_G}{1 - \alpha_G} \cdot \frac{G}{\rho_F} ; \quad w_T = w_G$$

Pfropfenströmung /35/

$$\alpha_T = 0$$

6

$$v = \frac{x_G}{\rho_G} + \frac{1 - x_G}{\rho_F}$$

$$C_0 = 0.$$

$$V_{gj}^* = \left[ \frac{g (\rho_F - \rho_G) D_{hy}^*}{\rho_F} \right]^{1/2}$$

$$g^* = g \cos \phi$$

$$D_{hy} \leq 0.05$$

$$V_{gj} = 0.35 V_{gj}^*$$

$$D_{hy} > 0.05$$

$$V_{gj} = 0.56 V_{gj}^*$$

$$\alpha_G = \frac{x_G}{\rho_G} \cdot \frac{G}{V_{gj}} \quad \text{für } V_{gj} \neq 0$$

$$\alpha_G = \frac{x_G}{\rho_G} / v \quad \text{für } V_{gj} = 0$$

$$w_G = \frac{x_G G}{\alpha_G \rho_G} ; \quad w_F = \frac{1 - x_G}{1 - \alpha_G} \cdot \frac{G}{\rho_F}$$

$$w_T = w_G$$

Schaumströmung - wie Blasenströmung	$\alpha_T = 0$	7
Filmströmung	$\alpha_T = 0$	8
$v = \frac{x_G}{\rho_G} + \frac{1-x_G}{\rho_F}$ $\alpha_G = \frac{x_G}{\rho_G} / v \quad \text{erste Näherung}$ $C_o = 1 + \frac{1-\alpha_G}{\alpha_G + \left[ \frac{(1+75(1-\alpha_G))\rho_G}{\alpha_G^{1/2} \rho_F} \right]^{1/2}} \quad /14/$ $V_{gj} = (C_o - 1) \left[ \frac{gD_{hy}(1-\alpha_G)(\rho_F - \rho_G)}{0.015\rho_F} \right]^{1/2} \quad /14/$ $\alpha_G = \frac{x_G}{\rho_G} / \left( C_o v + \frac{V_{gj}}{G} \right) \quad \alpha_F = 1 - \alpha_G$ $w_G = \frac{x_G G}{\alpha_G \rho_G} \quad w_F = \frac{1-x_G}{1-\rho_G} \frac{G}{\rho_F} \quad w_T = w_G$		
Filmströmung mit tröpfchenbeladenem Gaskern		9,10
$S_T = 1. \quad \text{erste Näherung}$ $x_F = 1 - x_F - x_G$ $Re_G = x_G  G  D_{hy} / \eta_G$ $d_T = 0.01 \frac{\sigma_T \rho_G}{(x_G G)^2} Re_G^{2/3} \left( \frac{\rho_T}{\rho_G} \right)^{1/3} \left( \frac{\eta_G}{\eta_T} \right)^{1/3} \quad /17/$ $\alpha_d = \frac{S_T x_T}{\rho_T} / \left( \frac{S_T x_T}{\rho_T} + \frac{x_G}{\rho_G} \right)$		

$$\rho_{\text{core}} = \alpha_d \rho_T + (1 - \alpha_d) \rho_G$$

$$S_{\text{core}} = (\rho_T / \rho_{\text{core}})^{1/2} \quad \text{erste Näherung}$$

$$x_{\text{core}} = x_G + x_T$$

$$\alpha_{\text{core}} = \frac{x_{\text{core}}}{\rho_{\text{core}}} + \frac{S_{\text{core}} x_F}{\rho_F}$$

Iterative Berechnung von  $\alpha_F$ ,  $w_F$  /17/

$$C_o = 1 + \frac{\alpha_F}{\alpha_{\text{core}} + \left[ \frac{(1 + 75\alpha_F) \rho_{\text{core}}}{\alpha_{\text{core}}^{1/2} \rho_F} \right]^{1/2}}$$

$$V_{\text{corej}} = (C_{\text{ocore}} - 1) \left[ \frac{(\rho_F - \rho_{\text{core}}) D_{\text{hy}} 9.81 \alpha_F}{\rho_F 0.015} \right]^{1/2}$$

$$\alpha_{\text{core}} = \frac{x_{\text{core}}}{\rho_{\text{core}}} / \left[ C_{\text{ocore}} \left( \frac{x_{\text{core}}}{\rho_{\text{core}}} + \frac{x_F}{\rho_F} \right) + \frac{V_{\text{corej}}}{G} \right]$$

$$w_{\text{core}} = \frac{(1 - x_F) G}{\alpha_{\text{core}} \rho_{\text{core}}}$$

$$\alpha_F = 1 - \alpha_{\text{core}}$$

$$w_F = \frac{w_{\text{core}} G}{\alpha_F \rho_F}$$

$$S_{\text{core}} = w_{\text{core}} / w_F$$

$$\alpha_{\text{core}} = \frac{x_{\text{core}}}{\rho_{\text{core}}} + \frac{S_{\text{core}} w_F}{\rho_F}$$

Ende der Iteration

$$\Delta w \hat{=} w_G - w_T = \frac{d_T}{4} \left\{ \frac{[g(\rho_T - \rho_G)]^2}{\eta_G \rho_G} \right\}^{1/3} (1 - \alpha_d)^{1.5} \quad /17/$$

$$a = \Delta w / G$$

$$b = - \left[ \frac{\Delta w}{G} (1 - \alpha_F) + \frac{x_G}{\rho_G} + \frac{x_T}{\rho_T} \right]$$

$$c = (1 - \alpha_F) \frac{x_G}{\rho_G}$$

$$\alpha_G = [-b - (b^2 - 4ac)^{1/2}] / (2a)$$

$$w_G = \frac{x_G G}{\alpha_G \rho_G}$$

$$w_T = w_G - \Delta w$$

$$S_T = w_G / w_T$$

$$\alpha_T = 1 - \alpha_F - \alpha_G$$

$$\alpha_d = \alpha_T / (1 - \alpha_F)$$

$$\rho_{\text{core}} = \alpha_d \rho_T + (1 - \alpha_d) \rho_G$$

Filmströmung mit festen Partikeln tragendem Gaskern

11,12

Wie Filmströmung mit tröpfchenbeladenem Gaskern  
wobei  $d_T \hat{=} d_{TB}$  ist.

Tröpfchenströmung  $\alpha_F = 0.$

$$v = \frac{x_T}{\rho_T} + \frac{1 + x_T}{\rho_G}$$

$$\alpha_T = \frac{x_T}{\rho_T} / v \quad \text{erste Näherung}$$

$$Re_G = x_G |G| D_{hy} / \eta_G$$

$$d_T = 0.01 \frac{\sigma_T \rho_G}{(x_G G)^2} Re_G^{2/3} \left\{ \frac{\rho_T}{\rho_G} \right\}^{1/3} \left\{ \frac{\eta_G}{\eta_T} \right\}^{2/3} \quad /17/$$

$$\Delta w = \frac{d_T}{4} \left\{ \frac{[g(\rho_T - \rho_G)]}{\eta_G \rho_G} \right\}^{1/3} (1 - \alpha_T)^{1.5} \quad /17/$$

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{Gv}{\Delta w} - \left[ \left( 1 + \frac{Gv}{\Delta w} \right)^2 - 4 \frac{x_T G}{\rho_T \Delta w} \right]^{1/2} \right\} \quad \Delta w \neq 0$$

$$\alpha_G = 1 - \alpha_T$$

$$w_T = \frac{x_T G}{\alpha_T \rho_T} \quad w_G = \frac{x_G G}{\alpha_G \rho_G} \quad w_F = w_G$$

Gas und feste Partikel  
wie bei Tröpfchenströmung, wobei  $d_T \cong d_{TB}$  ist.

Geschichtete Strömung

$$v = \frac{x_G}{\rho_G} + \frac{1-x_G}{\rho_F}$$

$$Fr_C = \frac{Gv}{g D_{hy}} \quad 4 < Fr_C < 1000$$

$$C_o = 1.23 / (1 - e^{-2.2 Fr_C^{1/2}}) \quad \text{Mamaev /44/}$$

$$\alpha_G = \frac{x_G}{\rho_G} / (C_o v)$$

$$w_G = \frac{x_G G}{\alpha_G \rho_G} \quad w_F = \frac{1-x_G}{1-\alpha_G} \frac{G}{\rho_F} ; \quad w_T = w_G$$

Anhang 5

Blasen-Schlupfströmung: Strukturparameter, Wärme- und Stoffübergang

Strukturparameter:

$$\begin{aligned}
 \alpha_0 &= 0.001 \\
 \alpha_B^* &= 0.3 \\
 \alpha_F^* &= 0.95 \\
 \alpha_{gg} &= 0.99
 \end{aligned}
 \quad
 \alpha_1 = \begin{cases} \alpha_0 & \alpha \leq \alpha_0 \\ \alpha_G & \alpha_0 < \alpha \leq \alpha_B^* \\ \alpha_B^* & \alpha_B^* < \alpha \leq 1 \end{cases}
 \quad
 \alpha_2 = \begin{cases} \alpha_F^* & \alpha \leq \alpha_F \\ \alpha_F^* & \alpha_F < \alpha \leq \alpha_{gg} \\ \alpha_{gg} & \alpha_{gg} < \alpha \leq 1 \end{cases}$$
  

$$\alpha_3 = \begin{cases} \alpha_B^* & 0 < \alpha \leq \alpha_B^* \\ \alpha & \alpha_B^* < \alpha \leq \alpha_F^* \\ \alpha_F^* & \alpha_F^* < \alpha \leq 1 \end{cases}$$

Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit der Strömung

$$n_{Bo} \begin{cases} n_{Bo} & \alpha_G < 0.0131 \\ \frac{n_{Bo}}{(100\alpha_G)^{1.8}} & \alpha_G \geq 0.0131 \end{cases}
 \quad
 n_{Bo} \cong \text{frei wählbarer Parameter } (\sim 10^9)$$

Gemeinsame Oberfläche

$$a_{GF} = 6 \left( \frac{\pi}{6} n_B \right)^{1/3} \alpha_1^{2/3} \cdot \frac{\alpha_F^{*- \alpha_3}}{\alpha_F^{*- \alpha_B^*}} + \frac{4}{D_{hy}} \sqrt{1 - \alpha_2} \cdot \frac{\alpha_3 - \alpha_B^*}{\alpha_F^{*- \alpha_B^*}}$$

Blasendurchmesser

$$d_{BN} = 2 \left( \frac{\alpha_G}{\frac{4}{3} \pi n_B} \right)^{1/3}$$

$$d_B = \begin{cases} d_{BN} & d_{BN} < D_{hy} \\ D_{hy} & d_{BN} \geq D_{hy} \\ 2 \left( \frac{\alpha_0}{\frac{4}{3} \pi n_B} \right)^{1/3} & \alpha < \alpha_0 \end{cases} \quad n_B = \frac{\alpha_G}{\frac{\pi}{6} D_{hy}^3}$$

Quotient der Länge der Taylorblase zu der Länge des Schlupfelements bei der Schlupfströmung

$$\frac{L_{TB}}{L_S} = \frac{\alpha - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}$$

Verdampfung überhitzten Flüssigkeit

Maximalmöglicher Druckabfall unter dem Sättigungsdruck  $p'(T_F)$  /41/

$$\Delta p_{Fio} = \frac{0.252 \sigma^{1.5} \left( \frac{T_F}{T_C} \right)^{13.73}}{(k T_C) \left( 1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right)}$$

$$T_C = 647.3 \text{ K}$$

$$k = 1.3803 \cdot 10^{-23}$$

$$\Delta p_{Fi} = \Delta p_{Fio} \left[ 1 + 14 \cdot \left( \frac{\text{div.} p}{10^6} \right)^{0.8} \right]$$

$$\text{div.} p = \frac{\partial p}{\partial \tau} + w_F \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$p_{Fi} = p'(T_F) - \Delta p_{Fi}$$

( $F_i \hat{=}$  Beginn der spontanen Blasenverdampfung)

Verdampfungsrate

$$Ja = \frac{\rho' c_p' (T_F - T_S)}{\rho'' (h'' - h')}$$

$$T_S = T_S(p)$$

$$a_F = \frac{\lambda'}{\rho' c_p'}$$

$$\mu_{FG} = \underbrace{14.89 n_B^{2/3} \alpha_1^{1/3} \rho'' Ja^2 a_F \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6Ja}\right)^{2/3} + \frac{\pi}{6Ja}\right)}_{\text{Lobunzov /36/}} \frac{\alpha_F^{*3} - \alpha_B^{*3}}{\alpha_F^{*2} - \alpha_B^{*2}}$$

$$+ \frac{4}{D_{ny}} \underbrace{0.0073 \rho_F w_F}_{\text{}} p_F \frac{T_F - T_S}{h'' - h'} \frac{\alpha_3 - \alpha_B^{*}}{\alpha_F^{*2} - \alpha_B^{*2}}$$

Wärmeübergangskoeffizient (Filmoberfläche - Film innen)  
/39/ - nicht gesichert!

Energiesprung an der Oberfläche

$$\dot{q}_{FGI}''' = 0.$$

$$\dot{q}_{IF}''' = -\mu_{FG} (h'' - h_{FF}) - \dot{q}_{FGI}'''$$

Kondensation in unterkühlter Flüssigkeit

$$\alpha_G > 0.00001$$

$$x_L^* > 0.02$$

$$Ja = \frac{c_{pF} (T_S - T_F)}{h'' - h'} \cdot \frac{\rho_F}{\rho''}$$

$$Re_B = d_B \rho_F |w_G - w_F| / \eta_F ; \quad Pe_F = d_B \rho_F |w_G - w_F| c_{pF} / \lambda_F$$

$$Nu_B = \begin{cases} 2 \\ 2 + 0.65 Pe_F^{1.7} / (1 + Pe_F^{1.3}) \\ 2 + Re_B^{1/2} Pr_F^{1/3} \\ 1000 \cdot Re_B^{1/3} Pr_F^{2/3} Ja^{0.27} \left(\frac{\rho_G}{\rho_F}\right)^{0.79} \end{cases}$$

alternativ

Nordman /42 S. 192/  
p < 4 bar



$$\mu_{GF} = \left[ 6 \left( \frac{\pi}{B} n_B \right)^{1/3} \alpha_1^{2/3} \frac{\lambda_F}{d_B} \underbrace{Nu_B}_{\frac{\alpha_F^* - \alpha_3}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}} \right]$$

Wärmeübergangszahl flüssigseitig bei Blasen-  
Kondensation

$$+ \frac{4}{D_{ny}} \underbrace{0.0073 \rho_F^w c_{pF}}_{\frac{\alpha_3 - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}} \left] \frac{T_S - T_F}{h_{GD} - h'}$$

Wärmeübergangszahl flüssigseitig bei Kondensation an Film  
/39/ - nicht gesichert

Energiesprung an der Oberfläche

$$\dot{q}_{IF}''' = \mu_{GF} (h_{GD} - h')$$

Kondensation einer Dampfblase in unterkühlter Flüssigkeit in Präsenz von  
Luft

$$p_D = p - p_L$$

$$p_{D1} = \max(p_D, 612.)$$

$$T_{SKON} = T'(p_{D1})$$

$$T_F < T_{SKON} \quad \text{und} \quad x_L^* > 0.02$$

$$p_{ST} = p'(T_F)$$

$$\mu_{GF} = a_{GF} \frac{\lambda_F}{d_B} Nu_B \cdot \frac{M_D \ln \frac{p - p_{ST}}{p_L}}{c_{pG} \left( \frac{\lambda_G}{\rho_G c_{pG} p_{DL}} \right)^{0.667} \left( M_L \frac{p_L}{p} + M_D \frac{p - p_L}{p} \right)}$$

/27/

$$M_L = 28.96$$

$$M_D = 18.96$$

$$\dot{q}_{IF}''' = \mu_{GF} (h'' - h')$$

Anhang 6

Wärme- und Stoffübergang an der Tröpfchenoberfläche

$Re = d_T \rho_G  w_G - w_T  / \eta_G$ $Nu_{GT} = 2 + 0.74 Re^{1/2} Pr_G^{1/3}$ $\alpha_k = \frac{\lambda_G}{d_T} Nu_{GT}$
$T_T \geq T_S$ Verdampfung
$T_G > T_T$ $Nu_{TGI} = 2 + 0.74 Re^{1/2} Pr_G^{1/3}$ $\dot{q}_{TGI}''' = \frac{\lambda_G}{d_T} Nu_{TGI} (T_S - T_G) a_{GT}$ $\dot{q}_{IT}''' = 0$ $\mu_{TG} = - (\dot{q}_{TGI}''' + \dot{q}_{IT}''') / (h'' - h_{TF})$
$T_G < T_T$ $Nu_{IT} = 0.01$ nicht gesichert (als Parameter ansehen) $\dot{q}_{IT}''' = \frac{\lambda'_I}{d_T} Nu_{IT} (T_S - T_T) a_{GT}$ $Nu_{TGI} = 0.$ nicht gesichert (als Parameter ansehen) $\dot{q}_{TGI}''' = \frac{\lambda_G}{d_T} Nu_{TGI} (T_S - T_G) a_{GT}$ $\mu_{TG} = - (\dot{q}_{TGI}''' + \dot{q}_{IT}''') / (h'' - h_{TF})$

$$x_L^* < 0.02 \quad \text{oder} \quad (x_L^* > 0.02 \quad T_S \geq T_G \geq T_{SKON})$$

$$T_T < T_S \quad T_G < T_S \quad \text{kein Massentransport}$$

$$\dot{q}_{GT}''' = \alpha_k (T_G - T_F) a_{GT}$$

$$x_L^* > 0.02 \quad T_G < T_{SKON}$$

$$p_D = p - p_L \quad p_{D1} = \max(p_D, 612.)$$

$$T_{SKON} = T_S(p_{D1})$$

$$p_{ST} = p_S(T_T)$$

$$v_{DT} = v_D''(T_T) \quad \rho_{DT} = 1/v_{DT}$$

$$p_{LT} = p - p_{ST}$$

$$\rho_{LT} = (p - p_{ST}) / (R_L T_T) \quad R_L = 287.04$$

$$x_{LT}^* = \frac{\rho_{LT}}{\rho_{LT} + \rho_{DT}}$$

$$Sc_G = \frac{\eta_G}{\rho_G^D DL}$$

$$Re_T = d_T \rho_G |w_G - w_T| / \eta_G$$

$$\beta = \frac{D_{DL}}{d_T} (2 + 0.6 Re_T^{1/2} Sc_G^{1/3}) 1.39 \frac{\left(\frac{x_{LT}^*}{x_L^*}\right)^{0.52}}{\left[1 + \frac{x_L^*}{x_{LT}^*}\right]^{0.48} x_{LT}^*} \quad /43/$$

$$\mu_{GT} = a_{GT} \rho'' \beta (x_{LT}^* - x_L^*)$$

$$\dot{q}_{IT}''' = \mu_{GT} (h'' - h') + a_{GT} \alpha_k (T_G - T_T)$$

Anhang 7

Wärme- und Stoffübergang an der Filmoberfläche

Konvektive Wärmeübergangskoeffizienten - gasseitig	
$Re_G > 1450$	$\alpha_k = 0.021 \frac{\lambda_G}{D_{heatG}} Re_G^{0.8} Pr_G^{0.4} \left( \frac{T_G}{T_F} \right)^{1/2}$ McEligot /19/
$Re_G \leq 1450$	$\alpha_k = 3.66 \frac{\lambda_G}{D_{heatG}} \left( \frac{T_G}{T_F} \right)^{1/4}$ Hausen /24/
$p_D = p - p_L$ $p_{D1} = \max(p_D, 612.)$ $T_{SKON} = T_S(p_{D1})$	
$T_{SKON} < T_F < T_S$ $x_L^* > 0.02$ $\dot{q}_{GF}''' = \frac{4}{D_{heatG}} \alpha_k (T_G - T_F)$ kein Massentransport	
$T_F < T_S$ $x_L^* < 0.02$ $\alpha_1 = 1.766 \left[ \frac{\rho_F (\rho_F - \rho_G) \lambda_F^3 \cos \phi}{ G  D_{hyG}} \right]^{1/3}$ Collier /25/ $\alpha_t = 0.065 \frac{\lambda_F}{\eta_F} \rho_F^{1/2} \cdot \frac{0.023 \rho_G w_G^2}{Re_G^{1/4}} \cdot Pr_F^{1/2}$ Collier /25/ $\alpha_{KON} = \max(\alpha_1, \alpha_t)$	

$T_G < T_S$  Filmkondensation unterkühlter Dampf

$$\dot{q}_{FGI}''' = \frac{4}{D_{heatG}} \alpha_{KON} (T_S - T_G)$$

$$\mu_{GF} = \dot{q}_{FGI}''' / (h_{GD} - h')$$

$T_G > T_S$  Wärmeübergang von überhitztem Dampf an unterkühlte Flüssigkeit

$$\dot{q}_{GF}''' = \frac{4}{D_{heat}} \alpha_k (T_G - T_S)$$

Filmkondensation von Luft-Dampf Gemisch

$$p_{ST} = p_S(T_F)$$

$$\mu_{GF} = \frac{4}{D_{heatG}} \cdot \alpha_k \frac{M_D}{M_G} \frac{\ln \frac{p - p_{ST}}{p_L}}{c_{pG} Le^{2/3}} ; \quad Le = \frac{\lambda_G}{\rho_G c_{pG} D_{DL}} ; \quad /27/$$

$$M_G = M_L \frac{p_L}{p} + M_D \frac{p - p_L}{p}$$

$$\dot{q}_{IF}''' = \mu_{GF} (h'' - h')$$

$$M_L = 28.96$$

$$M_D = 18.96$$

Verdampfung überhitzter Film

$$T_F > T_S$$

$$\mu_{FG} = \frac{4}{D_{heatG}} \cdot \alpha_{verd.} (T_F - T_S) / (h'' - h')$$

$$\dot{q}_{IF}''' = - \mu_{FG} (h'' - h')$$

$\alpha_{verd.} = 0.01$  Wärmeübergangskoeffizient flüssigkeitsseitig - als Parameter ansehen (nicht gesichert).

Anhang 8

Wärmeübergangsmechanismus an der Wand

Unterkritische Heizflächenbelastung

reine Flüssigkeit

$$T_{FM} = \min(647., T_w) \quad (w \hat{=} \text{Wand})$$

$$\rho_{FW}, \eta_{FW} = f(T_{FM})$$

$$Re = D_{hy} \rho_F |w_F| / \eta_F$$

$$Gr_F = 9.81 |\rho_F - \rho_{FW}| \rho_F D_{hy}^3 / \eta_F$$

$$Gr_{FQ} = Gr_F / Re^2$$

$$Gr_{FQ} \leq 1$$

$$Re \geq 2300 \quad \alpha_k = 0.023 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} Re^{0.8} Pr_F^{1/3} \left( \frac{\eta_F}{\eta_{FW}} \right)^{0.14} \quad \text{Sieder-Tate /20/}$$

$$Re < 2300 \quad \alpha_k = 1.86 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Re Pr_F)^{1/3} \left( \frac{\eta_F}{\eta_{FW}} \right)^{0.14}$$

Holman /19/

$$Gr_{FQ} > 1$$

$$Gr_F \leq 1.109 \quad \alpha_k = 0.59 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Gr_F Pr_F)^{1/4} \quad \text{laminar}$$

$$1 \cdot 10^9 < Gr_F < 1 \cdot 10^{13} \quad \alpha_k = 0.021 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Gr_F Pr_F)^{0.4} \quad \text{turbulent}$$

$$1 \cdot 10^{13} < Gr_F \quad \alpha_k = 0.1 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Gr_F Pr_F)^{1/3} \quad \text{turbulent}$$

$$T_w = T_F + q_w'' / \alpha_k$$

$$\alpha_B^* = 1942 \exp(p/4.35 \cdot 10^6)$$

Thom /22/

$$\alpha_{Rk} = 0.4 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} Re^{0.662} Pr_F$$

Kondensation entlang eines Rohrbündels  
Hancox-Nicolli /21/

$$T_{FB}^* = T_S - \left\{ \frac{\left[ 4\dot{q}_W''(\alpha_{Rk} + \alpha_k) + \alpha_k^2 \frac{\alpha_{Rk}}{\alpha_B^*} \right]^{1/2} - \alpha_k \left( \frac{\alpha_{Rk}}{\alpha_B^*} \right)^{1/2}}{2(\alpha_{Rk} + \alpha_k)} \right\}^2$$

Hughes /21/

$$T_{FB} = \min(T_S, T_{FB}^*)$$

$T_w < T_{FB}$  Wärmeübergang an unterkühlter Flüssigkeit

$$a_{WF} = 4/D_{heat} ; \quad \dot{q}_{WF}''' = a_{WF} \dot{q}_W'' ; \quad \alpha = \alpha_k, \quad T_{Bezug} = T_F \quad \text{MODE}=1$$

$T_w > T_{FB}$  Wärmeübergang beim unterkühlten Blasensieden

$$T_w = T_S + \left[ \frac{\dot{q}_W'' - \alpha_k (T_S - T_F)}{\alpha_B^*} \right]^{1/2}$$

Wandtemperatur

$$\dot{q}_B'' = \alpha_B^* (T_w - T_S)^2$$

Blasenverdampfung Thom /22/

$$\dot{q}_k'' = \alpha_k (T_S - T_F)$$

Konvektiver Wärmeübergang

$$\dot{q}_{Rk}'' = \alpha_{Rk} (T_S - T_F)$$

Rückkondensation Hancox-Nicolli /21/

$$a_{WF} = 4/D_{heat} ; \quad \dot{q}_{WF}''' = a_{WF} (\dot{q}_k'' + \dot{q}_{Rk}'')$$

in die Flüssigkeit eingeführte  
Wärmestromdichte

$$\mu_{FG} = a_{WF} (\dot{q}_W'' - \dot{q}_k'') / (h'' - h')$$

Verdampfung

$$\mu_{GF} = a_{WF} \dot{q}_{Rk}'' / (h'' - h')$$

Rückkondensation

$$\alpha = \dot{q}_W'' / (T_w - T_F) ; \quad T_{Bezug} = T_F$$

MODE=2

auch für kleine G und P

$$Pe_F = |G| D_{hy} c_{pF} / \lambda_F$$

$$Pe_F \leq 70000. \quad x_B^* = -0.002 \dot{q}_W'' D_{hy} \frac{c_{pF}}{\lambda_F (h'' - h')} \quad \text{Saha-Zuber /28/}$$

$$Pe_F > 70000. \quad x_B^* = \frac{154 \dot{q}_W''}{|G| (h'' - h')}$$

$x_B < x_B^*$  Wärmeübergang an unterkühlter Flüssigkeit

$x_B \geq x_B^*$  Blasensieden

$$T_W = T_S + \{ [\dot{q}_W'' - \alpha_k (T_S - T_F)] / \alpha_B^* \}^{1/2}$$

$$\alpha = \dot{q}_W'' / (T_W - T_F)$$

$$a_{wF} = 4 / D_{heat}$$

$$\mu_{FG} = a_{wF} \dot{q}_W'' \frac{1}{h'' - h'} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x_B}{x_B^*}\right) - 1 \right]$$

$$\dot{q}_{wF}''' = a_{wF} \dot{q}_W'' - \mu_{FG} (h'' - h')$$

$$T_{\text{Bezug}} = T_F$$

MODE=4

Erzwungene Zweiphasenkonvektion

Chen /23/

$$\frac{1}{x_{tt}} = \left( \frac{x_G}{1 - x_G} \right)^{0.9} \left( \frac{\rho'}{\rho''} \right)^{1/2} \left( \frac{\eta''}{\eta'} \right)^{0.1}$$

$$\frac{1}{x_{tt}} < 0.1 \quad F = 1.$$



$$\frac{1}{x_{tt}} > 0.1 \quad F = 2.35 \left( \frac{1}{x_{tt}} + 0.213 \right)^{0.736}$$

$$Re^* = G D_{hy} / \eta'$$

$$Re = \max(Re^*, 2300.)$$

$$Re_{Tp} = Re(1-x_G) F^{1.25} \cdot 10^{-4}$$

$$Re_{Tp} \leq 32.5 \quad S = 1 / (1 + 0.12 Re_{Tp}^{1.14})$$

$$32.5 < Re_{Tp} < 70 \quad S = 1 / (1 + 0.42 Re_{Tp}^{0.38})$$

$$70 < Re_{Tp} \quad S = 0.1$$

$$Pr = c_p' \eta' / \lambda'$$

$$\alpha_k = 0.023 \frac{\lambda'}{D_{hy}} F [(1-x_G) Re]^{0.8} Pr^{0.4}$$

$$C = 0.00122 S \left( \frac{\lambda' c_p'}{\sigma} \right)^{1/2} Pr^{-0.29} \rho^{1/4} \left[ \frac{c_p' \rho'}{\rho'' (h'' - h')} \right]^{0.24}$$

$$T_{Fw} = \min(T_w, 647.)$$

$$p_{Sw} = p_S(T_{Fw})$$

$$\Delta p = p_{Sw} - p$$

$$Cl = C \cdot \Delta p^{0.75}$$

$$T_w = T_S + \dot{q}_w'' / \alpha_k \quad \text{Anfangswert}$$

Iterative Verbesserung von  $T_w$  und  $\alpha$

Iterative Verbesserung von  $T_w$

$$T_{FW} = \min(T_w, 647.)$$

$$p_{Sw} = p_S(T_{FW})$$

$$\Delta p = p_{Sw} - p$$

$$C1 = C \Delta p^{0.75}$$

$$\alpha_{NB} = C1(T_w - T_S)^{0.24}$$

$$T_w = (\dot{q}_w'' + \alpha_k T_F + \alpha_{NB} T_S) / (\alpha_k + \alpha_{NB})$$

Abschließend Berechnung von  $\alpha$

$$\alpha = \dot{q}_w'' / (T_w - T_S), \quad T_{\text{Bezug}} = T_S$$

$$a_{wF} = 4. / D_{\text{heat}} ; \quad \mu_{FG} = a_{wF} \dot{q}_w'' / (h'' - h')$$

MODE=5

Wärmeübergang an Gas bei erzwungener Gaskonvektion

$$Re = D_{hy} \rho_G |w_G| / \eta_G$$

$$Re \geq 1450. \quad \alpha_k = 0.021 \frac{\lambda_G}{D_{hy}} Re^{0.8} Pr_G^{0.4} \left( \frac{T_G}{T_w} \right)^{1/2} \quad \text{McEligot /24/}$$

$$Re < 1450. \quad \alpha_k = 3.66 \frac{\lambda_G}{D_{hy}} \left( \frac{T_G}{T_w} \right)^{1/4} \quad \text{laminar} \quad \text{Hausen /24/}$$

$$p_D = p - p_L$$

$$T_{S, \text{kon}} = T_S [\max(612, p_D)]$$

$$T_w > T_{S, \text{kon}}$$

Iterative Berechnung von  $T_w$

$T_w = \dots$  McEligot bzw. Hausen

$$T_w = T_G + \dot{q}_w'' / \alpha_k$$

Abschließend

$$a_{wG} = 4./D_{heat} ; \quad \dot{q}_{wG}''' = a_{wG} \cdot \dot{q}_w'' \quad \alpha = \alpha_k, \quad T_{Bezug} = T_G \quad \text{MODE}=6$$

Dampfkondensation an kalter Wand

Collier /25/

$$T_w < T_{S,kon} \quad x_L^* < 0.02$$

$\cos\phi \neq 1$                       laminar - geneigtes Rohr

$$\alpha_l = 1.756 \left[ \frac{\rho' (\rho' - \rho'') \lambda'^3 \cos\lambda}{\rho'' |w_G| D_{hy}} \right]^{1/3}$$

$\cos\phi = 1$                       laminar-senkrechttes Rohr

$$C = 0.296 \left[ \frac{\rho' (\rho' - \rho'') \lambda'^3 g \cdot (h'' - h')}{D_{hy}^3 n'} \right]^{1/4} \quad T_w = T_S - (-\dot{q}_w'' / C)^{4/3}$$

$$\alpha_l = \dot{q}_w'' / (T_S - T_w)$$

Turbulente Kondensation

$$\alpha_t = 0.065 \frac{\lambda' \rho'^{1/2}}{n'} \cdot \frac{0.023 \rho' w_G^2}{Re^{1/4}} \cdot Pr'^{1/2}$$

$$\alpha = \max(\alpha_l, \alpha_t) ; \quad T_{w,Bezug} = T_G$$

$$a_{wG} = 4./D_{heat} ; \quad \mu_{GF} = - a_{wG} \alpha (T_w - T_S) / (h'' - h') ;$$

$$\dot{q}_w'' = a_{wG} \alpha (T_w - T_S)$$

MODE=7

Wandkondensation von einem Luft-Dampfgemisch /27/

$$T_w < T_{S,KON} \quad x_L^* > 0.02$$

Iterative Berechnung von  $T_w$  bzw.  $\alpha$

$$p_S = p_S(T_w)$$

$$a_{wG} = 4./D_{heat}$$

$$\mu_{GF} = a_{wG} \alpha^k \frac{18.02 \ln \left( \frac{p-p_S}{p_L} \right)}{c_{pG} \left[ \frac{\lambda_G}{\rho_G c_{pG} D_{DL}} \right]^{2/3} \left[ 28.96 \frac{p_L}{p} + 18.96 \frac{p-p_L}{p} \right]}$$

$$\alpha = \mu_{GF} (h''-h') \frac{D_{heat}}{4} / (T_w - T_{S,KON}) ; \quad T_w = T_{S,KON} + \dot{q}_w'' / \alpha ; \quad T_{Bezug} = T_{S,KON}$$

MODE=8

Wärmeübergang bei kritischer Heizflächenbelastung

Miropolskij /26/

Gültigkeitsbereich

$$40 \cdot 10^5 \leq p \leq 220 \cdot 10^5$$

$$400. \leq G \leq 2100.$$

$$0.06 \leq x_B \leq 1$$

$$x_B \geq 1$$

$$Y = 1$$

$$Re = D_{hy} G / \eta''$$

$$0.06 \leq x_B \leq 1$$

$$Y = 1 - 0.1 \left( \frac{\rho''}{\rho'} - 1 \right)^{0.4} (1 - x_B)^{0.4}$$

$$Re = D_{hy} G \left[ \frac{\rho''}{\rho'} (1 - x_B) + x_B \right] / \eta''$$

$$x_B < 0.06$$

$$Y = 1$$

$$Re = D_{hy} G \frac{\rho''}{\rho'} / \eta''$$

Iterative Berechnung von  $T_w$  bzw.  $\alpha$

$$c_{pG}, \lambda_G, \eta_G = f[\max(647., T_w), p] \rightarrow Pr_G = c_{pG} \eta_G / \lambda_G$$

$$\alpha_k = 0.023 \frac{\lambda_G}{D_{hy}} Re^{0.8} Pr^{0.8} \gamma$$

$$T_w = T_G + \dot{q}_w'' / \alpha_k$$

$$a_{wG} = 4. / D_{heat}$$

$$\alpha_F > 0.0001$$

$$\mu_{FG} = \dot{q}_w'' a_{wG} / (h'' - h')$$

$$\alpha_F \leq 0.0001$$

$$\alpha_T > 0.0001$$

$$\mu_{TG} = \dot{q}_w'' a_{wG} / (h'' - h')$$

MODE=12

Anhang 9

Korrelationen für kritische Heizflächenbelastung

$h = [(1-x_L^*)x_G h_{GG} + (1-x_{FB}^*)x_F h_{FF} + (1-x_{TB}^*)x_T h_{TF}] / (1-x_L^*x_G - x_{FB}^*x_F - x_{TB}^*x_T)$ $x_B = (h-h') / (h''-h')$
<p>Smolin /32/</p>
<p>Gültigkeitsbereich</p> $30 \cdot 10^5 \leq p \leq 200 \cdot 10^5$ $G \leq 7500$ $T_S - T_F < 75$ $0.004 < D_{hy} < 0.025$ $1. < L$ $x_0 = 1.5 \frac{\rho''}{\rho'' + \rho'} - 0.1 \quad \text{Übergang von Blasen zur Filmströmung}$ $\dot{q}_{kr,0}'' = 0.18 \left[ \left( \frac{v''}{v'} \right)^{1/2} - 1 \right] (h''-h') \rho''^{1/2} [\sigma(\rho' - \rho'')]^{1/4}$ $x_B \geq x_0$ $\dot{q}_{kr,2}'' = \dot{q}_{kr,0}'' / \exp \left[ 0.2 \left( \frac{D_{hy}}{\rho' \sigma} \right)^{1/3} G^{2/3} (x_B - x_0) \right] \quad \text{Filmströmung}$ $x_B < 0.$ $\dot{q}_{kr}'' = \dot{q}_{kr,2}'' \quad \text{MODE=3}$

$$x_0 \geq x_B \geq 0$$

$$\dot{q}_{kr,3}'' = 0.22(h''-h') \frac{\eta''}{\eta'} \left[ \frac{\eta'' \rho'' \rho'}{D_{hy}(\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} G^{2/3} (1-x_B)^2 / [x_B(\rho' - \rho'') + \rho'']^{1/3}$$

Spritzströmung

$$\dot{q}_{kr,2}'' = \frac{(h''-h')(\rho' - \rho'')}{45} \left( \frac{\sigma \cdot g}{\rho''} \right)^{1/4} \ln \left[ \frac{0.9(\rho'' \sigma)^{1/2} \left( \frac{v''}{v'} \right)^{2/3} (1-x_B)^{1/3}}{\eta'^{2/3} G^{2/3} D_{hy}^{1/6} x_B} \right]$$

Austrocknung des  
Wandfilms

$$\dot{q}_{kr}'' = \min(\dot{q}_{kr,2}'', \dot{q}_{kr,2}''^*, \dot{q}_{kr,3}'') \quad \text{MODE=4}$$

$$p < 98 \cdot 10^5 \quad x_B < x_0$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \dot{q}_{kr,0}'' + 8.4 \cdot 10^{-3} (h''-h') \rho''^{1/2} \{ [\sigma g (\rho' - \rho'')] \}^{1/4} \left( \frac{\eta'}{\eta''} \right)^{1.25}$$

$$\cdot \left[ \frac{G}{\rho'} \left( \frac{\rho' - \rho''}{\sigma g} \right)^{1/4} \right]^{2/3} (x_0 - x_B) \quad \text{unterkühltes Sieden} \quad (1)$$

oder Blasensieden

MODE=2

$$x_B < x_0, \quad p > 98 \cdot 10^5$$

$$\dot{q}_{kr,2,x_0}'' = \dot{q}_{kr,0}''$$

$$\dot{q}_{kr,3,x_0}'' = 0.22(h''-h') \frac{\eta''}{\eta'} \left[ \frac{\eta'' \rho'' \rho'}{D_{hy}(\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} G^{2/3} (1-x_0)^2 / [x_0(\rho' - \rho'') + \rho'']^{1/3}$$

Übergang von Film- zu Spritz-  
strömung - hydraulisch

$$\dot{q}_{kr,2,x_0}'' > \dot{q}_{kr,3,x_0}''$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \text{Gl. (1)} \quad \text{Unterkühltes Sieden oder Blasensieden} \quad \text{MODE=2}$$

$$\dot{q}_{kr,2,x_0}'' < \dot{q}_{kr,3,x_0}''$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \dot{q}_{kr,3,x_0}'' + 0.01(h''-h') \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{1/2} [\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho'')]^{1/4} \left[ G \left(\frac{\rho' - \rho''}{\sigma \cdot g}\right)^{1/4} \right]^{1/2} \cdot (x_0 - x_B) \quad \text{MODE=1}$$

Kutateladze /33/ Natürliche Konvektion

$$\dot{q}_{kr}'' = 0.05(h''-h') \rho''^{1/2} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{1/4} \left[ 1000 \cdot \left(\frac{9.81 \sigma}{\rho' - \rho''}\right)^{1/4} \left(\frac{\rho''}{p}\right)^{1/2} \right]^{2/3} \quad \text{MODE=6}$$

Mod. Zuber /31/ Natürliche Konvektion

$$\dot{q}_{kr}'' = 0.23164(h''-h') \rho''^{1/2} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{1/4} (0.96 - \alpha_G) \left(\frac{\rho'}{\rho'' - \rho'}\right)^{1/2} \quad \text{MODE=5}$$

Biasi /30/

$$G^* = G/10$$

$$D_{hy}^* = D_{hy} 100.$$

$$p^* = p/10^5$$

$$D_{hy}^* > 1. \quad n = 0.4$$

$$D_{hy}^* \leq 1. \quad n = 0.6$$

$$G^* = 20. \quad G^* = 20.$$

$$FP = 0.7249 + 0.099 p^* / \exp(0.032 p^*)$$

$$HP = -1.159 + 0.149 p^* / \exp(0.012 p^*) + 8.99p / (10 + p^{*2})$$

$$\dot{q}_{kr,1}'' = \frac{1.883 \cdot 10^7}{D_{hy}^* n G^{*1/6}} \left( \frac{FP}{G^{1/6}} - x_B \right)$$



$$\dot{q}_{kr,2}'' = \frac{3.78 \cdot 10^7}{D_{hy}^* n_G^{*0.6}} HP(1-x_B)$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \max \left[ 1000, \min(\dot{q}_{kr,1}'', \dot{q}_{kr,2}'') \right]$$

MODE=8

$$\bar{p} = 0.145 \cdot 10^{-6} p \quad \text{Bowring /29/}$$

Gültigkeitsbereich

$$\bar{p} \leq 1$$

$$2 \cdot 10^5 < p < 190 \cdot 10^5$$

$$F1 = \{ \bar{p}^{18.942} \exp[20.89(1-\bar{p})] + 0.917 \} / 1.917$$

$$136 < G < 18600.$$

$$F1F2 = \{ \bar{p}^{1.3160} \exp[2.444(1-\bar{p})] + 0.309 \} / 1.309$$

$$0.002 < D_{hy} < 0.045$$

$$F2 = F1 / F1F2$$

$$0.15 < L < 3.7$$

$$F3 = \{ \bar{p}^{17.023} \exp[16.658(1-\bar{p})] + 0.667 \} / 1.667$$

$$F4F3 = \bar{p}^{1.649}$$

$$F4 = F4F3 \cdot F3$$

$$\bar{p} > 1$$

$$F1 = \frac{\exp[0.648(1-\bar{p})]}{\bar{p}^{0.368}}$$

$$F2 = \frac{F1 \exp[0.245(1-\bar{p})]}{\bar{p}^{0.448}}$$

$$F3 = \bar{p}^{-0.219}$$

$$F4F3 = \bar{p}^{1.649}$$

$$F4 = F4F3 \cdot F3$$

$$SN = 2 - 0.5\bar{p}$$

$$B = 0.25D_{hy} G$$

$$A = 2.317(h'' - h')B \cdot F1 / (1 + 0.0143 \cdot F2 \cdot D_{hy}^{1/2} G)$$

$$C = 0.077 \cdot F3 \cdot D_{hy} \cdot G / \left[ 1 + 0.347 \cdot F4 \cdot \left( \frac{G}{1356} \right)^{SN} \right]$$

$$\dot{q}_{kr}'' = [A - B(h'' - h') \times_B] / C$$

MODE=9