

# Dampfvolumenanteil und Druckabfall in der Blasenströmung

Von George Moussalli und Jogindar Mohan Chawla\*)

Herrn Prof. Dr.-Ing. Helmuth Glaser zur Vollendung seines 70. Lebensjahres gewidmet

Entgegen den bisher im Schrifttum bekannten Verfahren, die mindestens einen empirischen Parameter zur Berechnung des mittleren Dampfvolumenanteils und des Reibungsdruckabfalls in der Blasenströmung benötigen, wird in dieser Arbeit eine analytische Methode vorgestellt, die viel mehr Versuchswerte erfaßt als die bisher bekannten Verfahren.

## 1. Einleitung und Zielsetzung

Blasenströmung tritt bei kleinen Volumenstromverhältnissen von Gas und Flüssigkeit auf, wobei jedoch die Strömungsgeschwindigkeit genügend groß sein muß, eine Trennung der beiden Phasen infolge der Schwerkraft zu verhindern. Bei dieser Strömung liegt die flüssige Phase in zusammenhängender Form vor. Die Gasblasen sind dispers in der Flüssigkeit verteilt und strömen mit nahezu der gleichen Geschwindigkeit wie die Flüssigkeit im Rohr. Mit Zunahme des Gasvolumenstroms werden die Blasen größer; viele kleine Blasen koalieren und bilden große Blasen. Diese Strömungsform, Pfropfenströmung genannt, stellt einen Sonderfall der Blasenströmung dar.

Für die Berechnung des mittleren Dampfvolumenanteils<sup>1)</sup> und des Reibungsdruckabfalls bei der Blasenströmung sind im Schrifttum bis heute nur empirische oder halbempirische Verfahren bekanntgeworden [1 bis 4]. Diese Verfahren enthalten Größen, die an ganz bestimmte Versuchsbedingungen, hauptsächlich an Messungen am System Wasser/Wasserdampf angepaßt wurden. Diese Größen sind im allgemeinen auch dimensionsbehaftet und lassen sich daher

nicht in einfacher Weise auf andere Zweiphasensysteme übertragen. Weiterhin existieren weder experimentelle noch theoretische Angaben über Impulsprofile, mit deren Hilfe der Beschleunigungsdruckabfall vorausberechnet werden kann. Es ist daher das Ziel dieser Arbeit, ein allgemeingültiges Verfahren zur Berechnung des mittleren Dampfvolumenanteils, des Reibungs- und Beschleunigungsdruckabfalls bei beliebigen Ein- und Zweikomponenten-Zweiphasensystemen zu entwickeln, das sowohl für Blasen- als auch für Pfropfenströmung bis zum kritischen Durchfluß<sup>2)</sup> gültig sein soll.

## 2. Berechnung des mittleren Dampfvolumenanteils und des Druckabfalls im turbulenten Bereich

Um den mittleren Dampfvolumenanteil  $\alpha$  und den Druckabfall zu berechnen, wird von einer Modellvorstellung von S. G. Bankoff [1] ausgegangen. Dieser setzt voraus, daß der örtliche Schlupf zwischen beiden Phasen vernachlässigbar ist und das Zweiphasengemisch sich wie ein kontinuierliches Fluid mit einer variablen Dichte über den Rohrquerschnitt verhält. Es wird angenommen, daß der örtliche Wert für  $\alpha$  über dem Rohrquerschnitt mit dem Potenzansatz

$$\alpha/\alpha_{RM} = (y/r)^{1/n} \dots \dots \dots (1)$$

\*) Dr.-Ing. G. Moussalli und Priv.-Doz. Dr.-Ing. J. M. Chawla, Institut für Thermische Verfahrenstechnik der Universität Karlsruhe. Diese Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 62 der Universität Karlsruhe gefördert.

<sup>1)</sup> Vom Dampf bzw. Gas eingenommener Querschnitt dividiert durch den Strömungsquerschnitt.

<sup>2)</sup> Maximal erreichbarer Durchfluß bei konstant gehaltenem Druck am Rohrende.

Formelzeichen		Einheit	$y$	Wandabstand	$m$
			$\alpha$	Dampfvolumenanteil	
$A$	Strömungsquerschnittsfläche	$m^2$	$\beta = \dot{V}_l/\dot{V}_g$	Volumenstromverhältnis	
$d$	Rohrdurchmesser	$m$	$\Delta$	Differenz	
$Fr$	Froudezahl, $Fr = (\dot{m} x/\rho_l)^2 R/g d$		$\eta$	dynamische Viskosität	$kg/ms$
$i$	Impulsflußdichte	$N/m^2$	$\Theta = \eta_l/\eta_g$	Viskositätsverhältnis	
$K$	Parameter in Gl. (3)		$\varrho$	Dichte	$kg/m^3$
$K_1$	Impulsparameter Gl. (15)		$\xi$	Reibungsbeiwert	
$K_2$	Impulsparameter Gl. (16)		$\tau$	Schubspannung	$N/m^2$
$m$	Exponent in Gl. (2)				
$\dot{m}$	Massenstromdichte	$kg/m^2s$	Indizes		
$\dot{M}$	Massenstrom	$kg/s$	$B$	Beschleunigung	
$n$	Exponent in Gl. (1)		$EP$	Einphasen	
$p$	Druck	$N/m^2$	$f$	Flüssigkeit	
$r$	Rohrradius	$m$	$g$	Gas	
$R = \rho_l/\rho_g$	Dichteverhältnis		$i$	innen	
$Re$	Reynoldszahl		$R$	Reibung	
$u$	Geschwindigkeit		$RM$	Rohrmitte	
$u_+ = \sqrt{\tau_w/\varrho}$	Schubspannungsgeschwindigkeit	$m/s$	$w$	Wand	
$\dot{V}$	Volumenstrom	$m^3/s$	$ZP$	Zweiphasen	
$x$	$\dot{M}_g/(\dot{M}_g + \dot{M}_l)$ Dampfgehalt		—	gemittelte Größen (über Rohrquerschnitt)	

beschrieben werden kann. Diese Voraussetzungen schließen also den Fall  $\alpha_{RM} = 1$  für  $y < r$  aus, s. Bild 1. Denn dieser Fall würde bedeuten, daß eine zusammenhängende Phase in Nähe der Rohrmitte (Gasphase mit Dichte des Zweiphasengemischs als Gasdichte) vorliegt und damit die Voraussetzungen einer variablen Dichte des Zweiphasengemischs und eines vernachlässigbaren Schlupfes zwischen den beiden Phasen nicht mehr gegeben sind.

Das Geschwindigkeitsprofil sowie die Wandschubspannung werden analog zu den bekannten Gesetzmäßigkeiten bei der Einphasenströmung beschrieben. Für das Geschwindigkeitsprofil wird ebenfalls ein Potenzansatz

$$u/u_{RM} = (y/r)^{1/m} \dots \dots \dots (2)$$

gemacht. In Gl. (1) und (2) sind  $n$  und  $m$  unbekannte Exponenten.

Die Integration von Gl. (1) und (2) über den Rohrquerschnitt liefert eine einfache Beziehung für den mittleren Dampfvolumenanteil  $\bar{\alpha}$  [1]:

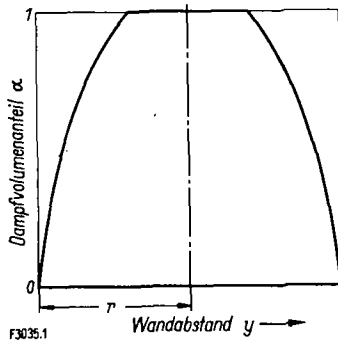
$$\bar{\alpha} = K/(1 + \beta) \dots \dots \dots (3)$$

mit  $\beta = \frac{\dot{V}_f}{\dot{V}_g} = \frac{1-x}{xR}$  und  $R = \frac{\rho_f}{\rho_g}$ . In Gl. (3) ist

$$K = \frac{2(m+n+mn)(m+n+2mn)}{(n+1)(2n+1)(m+1)(2m+1)} \dots (4).$$

$K$  hängt nur von den Exponenten  $m$  und  $n$  ab und variiert in einem großen Bereich dieser Exponenten zwischen etwa 0,6 und 1.

**Bild 1.**  
Änderung des Dampfvolumenanteils in Abhängigkeit vom Wandabstand für den Fall der zusammenhängenden Gasphase in der Nähe der Rohrmitte.



$$n_{1,2} = \frac{m(3m+2)}{2(m+1)(2m+1)} \frac{1}{\beta} \pm \sqrt{\left[ \frac{m(3m+2)}{2(m+1)(2m+1)} \frac{1}{\beta} \right]^2 + \frac{m^2}{(m+1)(2m+1)} \frac{1}{\beta}}$$

Auf Grund seiner Abhängigkeit von den unbekannten Exponenten  $m$  und  $n$  ist  $K$  der einzige unbekannte Parameter in diesem Modell. Für  $K$  wurden bisher nur empirische Beziehungen angegeben (z. B. [1]).

Es ist das Anliegen dieser Arbeit, eine allgemeingültige Beziehung für  $K$  aufzustellen, die auf analytischem Wege hergeleitet werden soll. Da  $K$  nur eine Funktion von  $m$  und  $n$  ist, läuft seine analytische Bestimmung auf die Bestimmung von  $m$  und  $n$  hinaus.

### 2.1 Analytische Bestimmung von $m$

Eine Beziehung für den Exponenten  $m$  in der Einphasenströmung kann wie folgt hergeleitet werden [5]: Die Geschwindigkeitsprofile in glatten und rauen Rohren lassen sich mit Hilfe des universellen Gesetzes

$$\frac{u_{RM} - u}{u_+} = -2,5 \ln \frac{y}{r} \dots \dots \dots (5)$$

darstellen [5]. Die Integration dieser Gleichung über den Rohrquerschnitt liefert die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$ . Es folgt

$$\bar{u} = u_{RM} - 3,75 u_+ \dots \dots \dots (6).$$

Für  $\bar{u}$  ergibt sich durch Integration von Gl. (2)

$$\bar{u} = \frac{2 m^2 u_{RM}}{(m+1)(2m+1)} \dots \dots \dots (7).$$

Setzt man  $\bar{u}$  sowie  $u_{RM}$  in Gl. (6) und Gl. (7) einander gleich, so folgt mit  $u_+ = \bar{u} \sqrt{\xi/8}$

$$u_+/\sqrt{\xi/8} = u_+/\sqrt{\xi/8} \frac{(m+1)(2m+1)}{2m^2} - 3,75 u_+ \dots (8);$$

$u_+$  kürzt sich heraus, und man erhält eine quadratische Gleichung für  $m$  als Funktion des Widerstandsbeiwerts  $\xi$ . Unter Vernachlässigung der negativen Wurzel erhält man

$$m = \frac{1}{5\sqrt{\xi/8}} (1 + \sqrt{1 + 3,333\sqrt{\xi/8}}) \dots \dots \dots (9).$$

Ist  $\xi$  bekannt, so läßt sich  $m$  nach Gl. (9) sofort ermitteln.

Da in diesem Modell das Zweiphasengemisch wie ein einziges Fluid behandelt wird, läßt sich der Exponent  $m$  für die Zweiphasenströmung nach Gl. (9) bestimmen. Dabei wird für die Bestimmung des Reibungsbeiwerts das Moody-Diagramm [6] verwendet, das einen Zusammenhang zwischen  $\xi$  und  $Re$  darstellt. Dazu wird eine geeignete Reynoldszahl des Zweiphasengemischs verwendet, auf die später eingegangen wird.

### 2.2 Analytische Bestimmung von $n$

Die Integration des örtlichen Dampfvolumenanteils  $\alpha$  nach Gl. (1) über den Rohrquerschnitt ergibt

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_{RM}} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} \dots \dots \dots (10).$$

Setzt man  $\bar{\alpha}$  aus Gl. (3) mit  $K$  nach Gl. (4) in Gl. (10) ein, so erhält man einen Zusammenhang zwischen  $\alpha_{RM}$ ,  $m$  und  $n$ . Es folgt

$$\alpha_{RM} = \frac{(m+n+mn)(m+n+2mn)}{n^2(m+1)(2m+1)} \frac{1}{1+\beta} \dots (11)$$

( $\alpha_{RM}$  kann nicht größer als 1 sein und variiert zwischen 0 und 1). Wie später gezeigt wird, führt der Fall  $\alpha_{RM} = 1$  zu einem Impulsminimum und ist damit als der wahrscheinlichste Fall in der Blasenströmung zu betrachten. Unter der Annahme  $\alpha_{RM} = 1$  erhält man aus Gl. (11)

$$n_{1,2} = \frac{m(3m+2)}{2(m+1)(2m+1)} \frac{1}{\beta} \pm \sqrt{\left[ \frac{m(3m+2)}{2(m+1)(2m+1)} \frac{1}{\beta} \right]^2 + \frac{m^2}{(m+1)(2m+1)} \frac{1}{\beta}}$$

Die negative Wurzel liefert negative Werte für  $n$  ( $\alpha_{y=0} = \infty$ ), ist also physikalisch nicht sinnvoll und wird nicht berücksichtigt. Für  $n$  erhält man die Gleichung

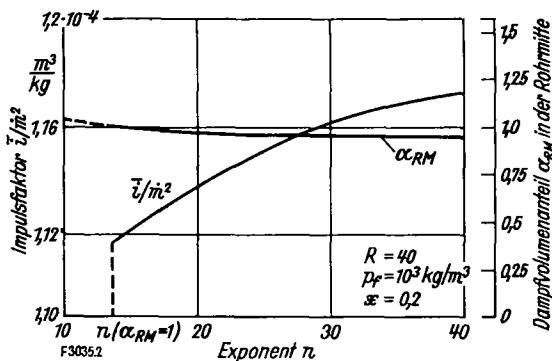
$$n = \frac{m(3m+2)}{2(m+1)(2m+1)} \frac{1}{\beta} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4(m+1)(2m+1)}{(3m+2)} \beta} \right] \dots \dots (12).$$

Die Grenzwerte für  $n$  sind mit Gl. (12) richtig erfaßt:

$$\begin{array}{llll} x \rightarrow 0 & \beta \rightarrow \infty & n \rightarrow 0 & K \rightarrow 0,816 \quad \bar{\alpha} \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 1 & \beta \rightarrow 0 & n \rightarrow \infty & K \rightarrow 1 \quad \bar{\alpha} \rightarrow 1 \end{array}$$

Da nun  $m$  und  $n$  bekannt sind, läßt sich auch die mittlere Impulsflußdichte  $\bar{i}$  bestimmen. Der Wert für  $\bar{i}$  ergibt sich aus der Integration der örtlichen Impulsprofile über den Rohrquerschnitt

$$\bar{i} = \frac{1}{A} \int_A [\rho_g \alpha u_g^2 + \rho_f (1-\alpha) u_f^2] dA \dots \dots (13).$$



**Bild 2.** Impulsfaktor nach Gl. (14) und Dampfvolumenanteil in der Rohrmittle nach Gl. (11) als Funktion des Exponenten  $n$ .

Mit  $u_g = u_l = u$  sowie  $u$  und  $\alpha$  nach Gl. (2) bzw. (1) folgt

$$\dot{i} = \dot{m}^2 K_1 [1 + x(R-1)] [1 - x(R-1)(K_2-1)] / \rho_l \quad (14)$$

mit

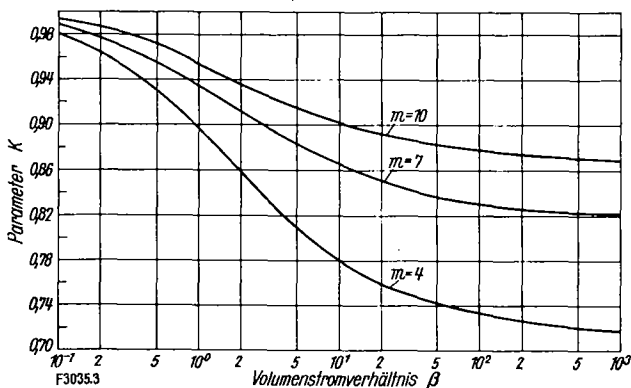
$$K_1 = \frac{(m+1)(2m+1)^2}{4m^2(m+2)} \quad (15)$$

und

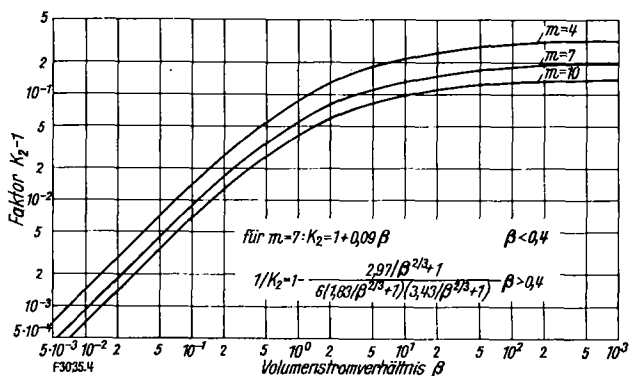
$$K_2 = \frac{2(m+n+mn)(m+n+2mn)(\pi r+2)}{(m+2n+mn)(m+2n+2mn)(2m+1)} \quad (16)$$

In Gl. (14) sind die Grenzwerte für  $x \rightarrow 0$  und  $x \rightarrow 1$  enthalten.

In Bild 2 ist der Impulsfaktor  $MM = \dot{i}/\dot{m}^2$  nach Gl. (14) für  $m=7$  und für einen konstanten Wert von  $\beta$  als



**Bild 3.** Parameter  $K$  als Funktion des Volumenstromverhältnisses  $\beta$  mit dem Exponenten  $m$  aus Gl. (2) als Parameter.



**Bild 4.**  $K_2 - 1$  als Funktion des Volumenstromverhältnisses  $\beta$  mit  $m$  als Parameter.

Funktion von  $n$  dargestellt. Gleichzeitig ist in dieser Abbildung der Dampfvolumenanteil  $\alpha_{RM}$  in der Rohrmittle nach Gl. (11) über  $n$  aufgetragen. Es zeigt sich, daß  $\dot{i}$  mit Abnahme von  $n$  kleiner wird und gleichzeitig  $\alpha_{RM}$  zunimmt; eine Phasenverteilung mit  $\alpha_{RM} = 1$  führt zum kleinstmöglichen Impuls bei vorgegebenem Wert von  $\beta$ .

In Bild 3 und 4 sind die Größen  $K$  und  $(K_2 - 1)$  für verschiedene Werte von  $m$  über  $\beta$  aufgetragen.

### 2.3 Die Wandschubspannung

Aus der Einphasenströmung ist bekannt, daß bei der turbulenten Strömung einer fluiden Phase in Rohren der Reibungsdruckabfall hauptsächlich aus den Impulsverlusten in der Nähe der Rohrwand resultiert, die ihrerseits vom Gesamtimpuls abhängen. Die Wandschubspannung wird daher dem Gesamtimpuls proportional gesetzt. Man verwendet im allgemeinen den Ansatz

$$\tau_{w,EP} = \xi_{EP} \rho_{EP} \bar{u}_{EP}^2 / 8 \quad (17)$$

Das Produkt  $\rho_{EP} \bar{u}_{EP}^2$  ist darin die mittlere Impulsflußdichte und  $\xi_{EP} = \xi_{EP}(Re_{EP})$  eine Funktion der Reynoldszahl

$$Re_{EP} = \rho_{EP} \bar{u}_{EP} d / \eta_{EP} = \dot{m} d / \eta_{EP} \quad (18)$$

mit  $\eta_{EP}$  als einer über den Rohrquerschnitt konstanten Viskosität.

In Gl. (17) wird die mittlere Impulsflußdichte der Einfachheit halber mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_{EP}$  gebildet. Aus der Integration über den Rohrquerschnitt ergibt sich die mittlere Impulsflußdichte  $\bar{i}_{EP} = \frac{1}{A} \int \rho_{EP} u_{EP}^2 dA$  und nicht  $\rho_{EP} \bar{u}^2$ . Das Verhältnis  $\frac{1}{A} \int \rho_{EP} u_{EP}^2 dA / \rho_{EP} \bar{u}^2$  wird als Impulskorrektur bezeichnet. Diese Korrektur kann bei Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilung über den Rohrquerschnitt in einfacher Weise ermittelt werden. Mit Hilfe des Potenzansatzes für das Geschwindigkeitsprofil

$$\frac{u_{EP}}{u_{EP,RM}} = \left( \frac{y}{r} \right)^{1/m} \quad (19)$$

ergibt sich

$$\frac{\int \rho_{EP} u_{EP}^2 dA}{A \rho_{EP} \bar{u}_{EP}^2} = K_1 \quad (20)$$

$$\text{mit } K_1 = \frac{(m+1)(2m+1)^2}{4m^2(m+2)}, \text{ s. Gl. (15).}$$

Die Impulskorrektur liegt nahe bei 1 und beträgt z. B. für  $m=7$   $K_1 = 1,02$ . Gl. (17) kann also mit sehr guter Genauigkeit in der Form

$$\tau_{w,EP} = \xi_{EP} \bar{i}_{EP} / 8 \quad (21)$$

geschrieben werden.

Bei der Blasenströmung läßt sich die Wandschubspannung wegen der Voraussetzungen dieses Modells analog zur Einphasenströmung mit  $\bar{i}_{ZP}$  aus Gl. (14) berechnen:

$$\tau_{w,ZP} = \xi_{ZP} \bar{i}_{ZP} / 8 \quad (22)$$

Der Reibungsbeiwert  $\xi$  wird mit Hilfe des Moody-Diagramms bestimmt [6]. Die in diesem Diagramm zu verwendende Reynoldszahl ist eine geeignete Reynoldszahl des Zweiphasengemischs; sie wird analog zu der in der Einphasenströmung, Gl. (18), definiert:

$$Re_{ZP} = \dot{m} d / \bar{\eta}_{ZP} \quad (23)$$

mit  $\bar{\eta}_{ZP}$  als einer äquivalenten mittleren Viskosität des Zweiphasengemischs.

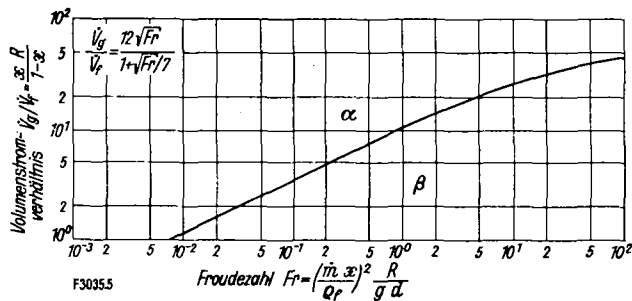
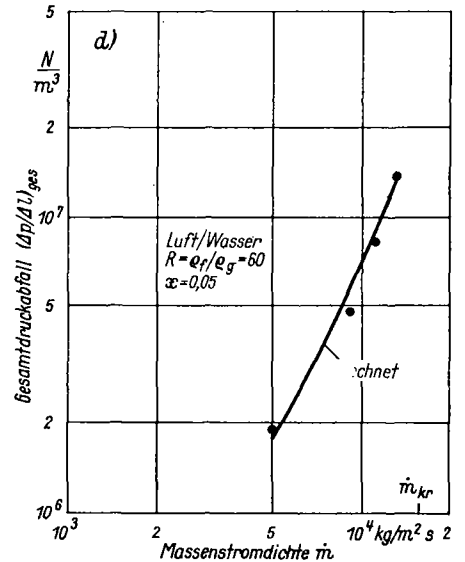
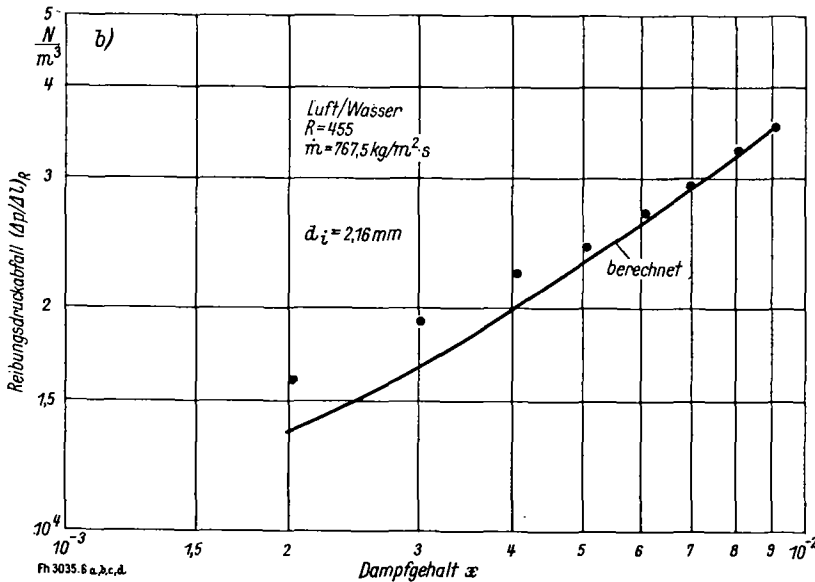
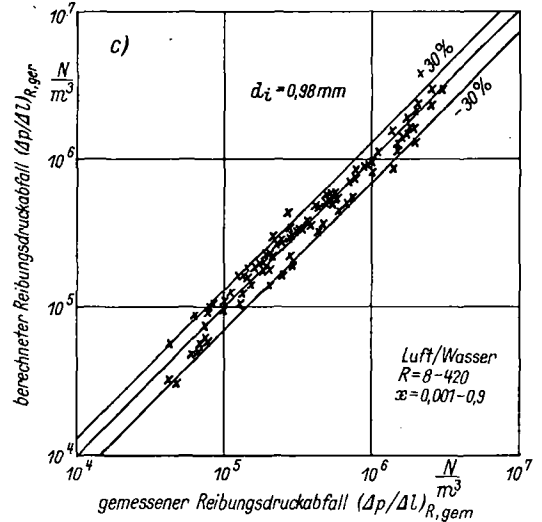
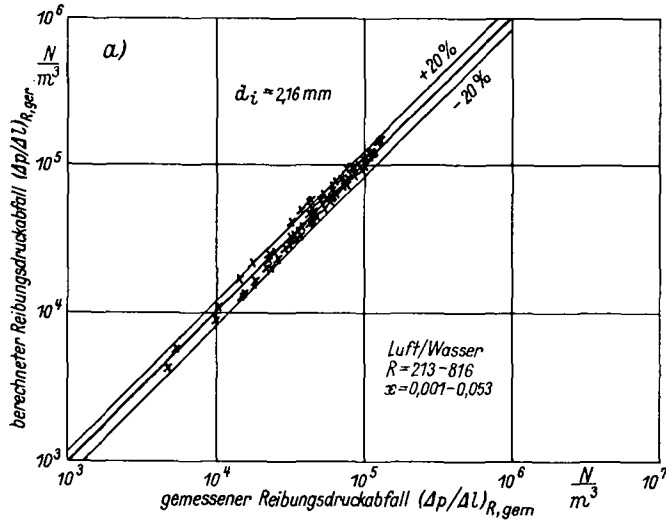


Bild 5. Grenzcurve.

Bild 6. Vergleich des berechneten Reibungsdruckabfalls mit gemessenen Werten.

a) und b) Messungen am Kapillarrohr  $d_i = 2,16 \text{ mm}$  [5], c) Messungen am Kapillarrohr  $d_i = 0,98 \text{ mm}$  [6], d) Vergleich des berechneten Gesamtdruckabfalls mit eigenen Messungen bei hohen Massenstromdichten.



## 2.4 Die mittlere Viskosität des Gemischs

Für die mittlere Viskosität des Zweiphasengemischs gibt es im Schrifttum sehr wenige theoretische Beziehungen. Für ein Fluid, in dem kleine Blasen mit kleinen Konzentrationen suspendiert sind, liegt eine theoretische Lösung von G. I. Taylor [7] vor, die unter der Annahme, die kleinen Blasen seien kugelförmig, hergeleitet wurde. Sie lautet:

$$\frac{\eta_{ZF}}{\eta_f} = 1 + \frac{5}{2} \bar{\alpha} \frac{2/5 + 1/\Theta}{1 + 1/\Theta} \dots \dots \dots (24)$$

mit  $\Theta = \eta_f / \eta_g$ .

Diese Formel stimmt für kleine  $\Theta$  mit der theoretischen Lösung von A. Einstein [8] überein, die für eine Suspension

von Feststoffkugeln in einem Fluid ( $\Theta \ll 1$ ) hergeleitet wurde:

$$\eta_{ZF} / \eta_f = 1 + 5 \bar{\alpha} / 2.$$

Die Beziehung für  $\eta_{ZF}$  nach Gl. (24) wurde im Bereich  $0 \leq \bar{\alpha} \leq 0,3$  von S. Hinata und M. Ohki [9] experimentell mit Hilfe eines Rotationsviskosimeters bestätigt. Bei größeren  $\bar{\alpha}$ -Werten wachsen die Blasen zusammen und sind leicht deformierbar; Gl. (24) verliert dann ihre Gültigkeit. In diesem Gebiet ( $\bar{\alpha} > 0,3$ ) existieren für  $\eta_{ZF}$  nur Erfahrungsbeziehungen, die verschiedene Interpolationen zwischen den Grenzwerten für  $x = 0$  und  $x = 1$  darstellen.

Da bei Blasenströmung die Rohrwand mit Flüssigkeit benetzt ist und der Druckabfall hauptsächlich durch die

Impulsverluste in Rohrwandnähe verursacht wird, ist die charakteristische Viskosität des Zweiphasengemischs ungefähr gleich der Flüssigkeitsviskosität. Eine Beziehung, die diese Tatsache berücksichtigt, wurde von A. Cicchitti u. a. [10] vorgeschlagen:

$$\eta_{ZF}/\eta_l = 1 - x(1 - 1/\Theta) \dots \dots \dots (25).$$

Nach dieser Gleichung ist der Einfluß des Gases auf die Viskosität erst bei großen x-Werten spürbar. Diese Beziehung enthält außerdem den Grenzwert  $\eta_{ZF} \rightarrow \eta_g$  für  $\alpha \rightarrow 1$ . Um den Rechengang bei diesem Verfahren zu vereinfachen, wird für  $\eta_{ZF}$  im gesamten  $\alpha$ -Bereich die Beziehung nach Gl. (25) verwendet.

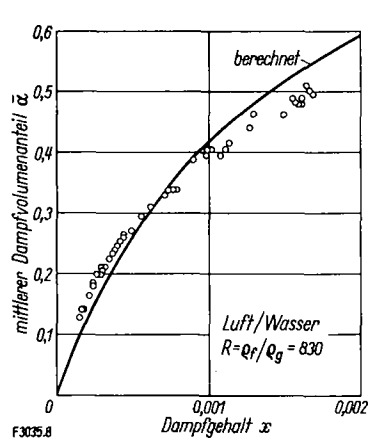
### 2.5 Der Beschleunigungsdruckabfall

Der Beschleunigungsdruckabfall ergibt sich zu

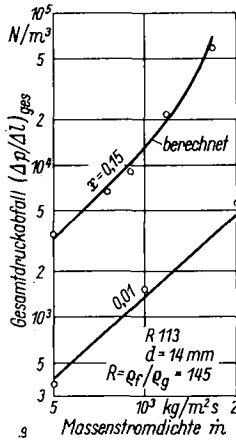
$$(\Delta p)_B = \frac{\Delta \dot{v}}{2-1} = K_1 \frac{\dot{m}^2}{q_t} \frac{\Delta}{2-1} \{ [1 + x(R-1)] [1 - x(R-1)(K_2-1)] \} \dots (26).$$

### 3. Gültigkeitsbereich dieses Verfahrens und Vergleich mit Messungen

Anhand sehr vieler Messungen aus dem Schrifttum sowie eigener Messungen wurde zum Abgrenzen dieses Verfahrens eine Kurve ermittelt, Bild 5. Der Anwendungsbereich dieses Verfahrens liegt unterhalb dieser Kurve (mit  $\beta$  gekennzeichnet). Oberhalb der Kurve liegt die Gasphase als eine zusammenhängende Phase vor. Hierbei gelten andere Gesetzmäßigkeiten für den Reibungsdruckabfall und den Dampfvolumenanteil [11; 12].



**Bild 8.** Vergleich des berechneten Dampfvolumentanteils mit Meßwerten von Rose (zitiert in [14]).

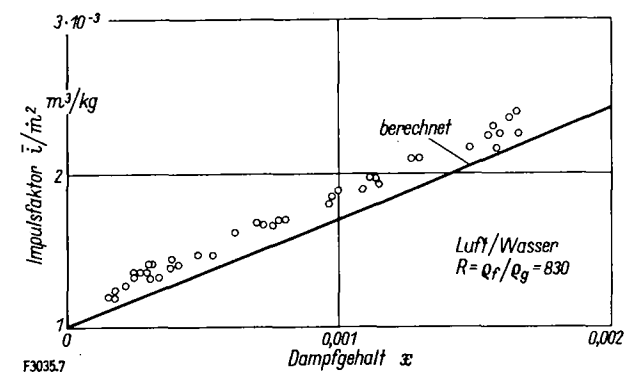


**Bild 9.** Gemessener und berechneter Gesamtdruckabfall in Abhängigkeit von der Massenstromdichte für R-113-Flüssigkeits-Dampf-Gemische [11].

In Bild 6 bis 9 sind Vergleiche der berechneten Werte nach diesem Verfahren mit eigenen [5] und aus dem Schrifttum [13] bekannten Messungen bei verschiedenen Zweiphasensystemen durchgeführt. Die Vergleiche zeigen einen Streubereich, der i. allg. kleiner ist als  $\pm 30\%$ .

### 4. Schrifttum

[1] Bankoff, S. G.: A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow. J. Heat Transfer, Trans. ASME Ser. C Bd. 82 (1960) Nr. 11, S. 265/72.



**Bild 7.** Vergleich der berechneten Impulsflußdichte mit Meßwerten von Rose (zitiert in [14]).

[2] Armand, A. A., u. G. G. Trescher: Investigation of the resistance during the movement of steam-water mixtures in heated pipes at high pressure. Izvest. Vseson. Toplotek. Inst. (1947) Nr. 4, S. 1/5; übersetzt in: AERE Lib./Trans. 816. U. K. A. E. A. Res. Group, Harwell.

[3] Jones, A. B.: Hydrodynamic stability of a boiling channel. Knolls Atomic Power Laboratory 2170, 2 (Okt. 1961).

[4] Hughmark, G. A.: Holdup in gas-liquid flow. Chem. Engng. Progr. Bd. 58 (1962) Nr. 4, S. 62/65.

[5] Moussalli, G.: Dampfvolumenteil und Druckabfall in der Blasenströmung. Diss. Univ. Karlsruhe 1975.

[6] Moody, L. F., u. N. J. Princeton: Friction factors for pipe flow. J. Heat Transfer, Trans. ASME Ser. C Bd. 66 (1944) Nr. 11, S. 671/84.

[7] Taylor, G. I.: The viscosity of a fluid containing small drops of another fluid. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A Bd. 138 (1932) S. 41.

[8] Einstein, A.: New determination of molecular dimensions. Annalen der Physik Bd. 19 (1906) Nr. 2, S. 289 (Korrektur dazu Bd. 34 (1911) S. 591).

[9] Hinata, S., u. M. Ohki: The relationship between the apparent viscosity and the void fraction in two-phase flow. Bull. Jap. Soc. Mech. Engrs. (JSME) Bd. 14 (1971) Nr. 75, S. 951/59.

[10] Cicchitti, A., u. a.: Two-phase cooling experiments. Pressure drop, heat transfer and burnout measurements. Energ. Nucl. Bd. 7 (1960) Nr. 6, S. 407/25.

[11] Kesper, B.: Wandschubspannung und konvektiver Wärmeübergang bei Zweiphasen-Flüssigkeits-Dampf-Strömung hoher Geschwindigkeit. Diss. Univ. Karlsruhe 1974.

[12] Chawla, J. M.: Reibungsdruckabfall bei der Strömung von Flüssigkeits/Gas-Gemischen in waagerechten Rohren. Chemie-Ing.-Techn. Bd. 44 (1972) Nr. 1/2, S. 58/63.

[13] Dukler, A. E.: Two-phase flow data-bank. Univ. Houston, Texas/USA 1964.

[14] Andeen, G. B., u. P. Griffith: Momentum flux in two-phase flow. J. Heat Transfer, Trans. ASME Ser. C Bd. 90 (1968) Nr. 5, S. 211/22.