

## BOILING 5

### (Flow Boiling, Two Phase Flow)

Sitzung B 5, Sieden, Zweiphasenströmung

---

F. Mayinger, TU Hannover

- B 5.1 Stone J. R., *Cleveland, Ohio, USA*  
ON THE EFFECT OF HELICAL-FLOW INSERTS ON BOILING PRESSURE DROP.
- B 5.2 Thompson T. S., Murgatroyd W., *London, England*  
STABILITY AND BREAKDOWN OF LIQUID FILMS IN STEAM FLOW WITH HEAT TRANSFER.
- B 5.3 Toda S., *Tokai-mura*; Uchida H., *Tokyo, Japan*  
A STUDY OF MIST COOLING - THERMAL BEHAVIORS OF LIQUID FILMS FORMED FROM MIST DROPS ON A HEATED SURFACE AT HIGH TEMPERATURES AND HIGH HEAT FLUXES.
- B 5.4 Westendorf W. H., *Cincinnati, Ohio, USA*  
A MODEL FOR PREDICTING THE ONSET OF OSCILLATORY INSTABILITY OCCURRING WITH THE INTERMIXING OF HIGH-VELOCITY VAPOR WITH ITS SUBCOOLED LIQUID IN COCURRENT STREAMS.
- B 5.5 Zakharova E. A., Kolchugin B. A., Kornukhin I. P., Labuntsov D. A., Lobachiov A. G., *Moscow, USSR*  
VAPOR VOID FRACTION IN ANNULAR CHANNELS AT SEPARATED AND JOINT HEAT SUPPLIED.
- B 5.6 Bouré J. A., *Grenoble, France*  
SIMILITUDE DES ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES LIQUIDE-VAPEUR AVEC ÉCHANGES DE CHALEUR.
- B 5.7 Chawla J. M., *Karlsruhe, Germany*  
CORRELATION OF CONVECTIVE HEAT TRANSFER COEFFICIENT FOR TWO-PHASE LIQUID VAPOR FLOW.
- B 5.8 Deich M. E., Tsiklauri G. V., Seleznev L. I., Danilin V. S., Shanin V. K., *Moscow, USSR*  
NONEQUILIBRIUM TWO-PHASE FLOWS AT HIGH VELOCITIES.
- B 5.9 Dorresteijn W. R., *Amsterdam, Netherlands*  
EXPERIMENTAL STUDY OF HEAT TRANSFER IN UPWARD AND DOWNWARD TWO-PHASE FLOW OF AIR AND OIL THROUGH 70-mm TUBES.
- B 5.10 Frea W. J., *Houghton, Mich., USA*  
TWO PHASE HEAT TRANSFER AND FLOODING IN COUNTER CURRENT FLOW.
- B 5.11 Ishii M., Zuber N., *New York, N.Y., USA*  
THERMALLY INDUCED FLOW INSTABILITY IN TWO-PHASE MIXTURES.
- B 5.12 Ricque R., Roumy R., *Grenoble, France*  
ÉCHANGE THERMIQUE EN DOUBLE PHASE DANS DES TUBES VERTICAUX OU HORIZON-TAUX.
- B 5.13 Tarasova N. V., Leontiev A. I., *Moscow, USSR*  
EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF SOME CHARACTERISTICS FOR NON-EQUILIBRIUM TWO-PHASE FLOW.

Die in dieser Sitzung zur Diskussion stehenden 13 Arbeiten umfassen ein breites Spektrum aus dem Bereich des Wärme- und Stoffüberganges beim Sieden. Für einen besseren Überblick über den abzuhandelnden Problembereich und zur Straffung der Diskussion scheint es zweckmäßig, den Versuch zu unternehmen, die eingereichten Arbeiten in die 4 Themengruppen

- 1.) Ähnlichkeitsbetrachtungen und dimensionslose Kennzahlen
- 2.) Wärmeaustausch und kritische Heizflächenbelastung
- 3.) Dampfgehalt und Strömungsverteilung
- 4.) Verhältnisse bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten

zusammenzufassen.

#### 1.) Ähnlichkeitsbetrachtungen und dimensionslose Kennzahlen

Forschungs- und Entwicklungsarbeiten für zweiphasig durchströmte Anlagen und Apparate werden heute noch in der Regel unter Originalbedingungen und an Versuchsobjekten von Originalgröße vorgenommen, was mit äußerst hohen Versuchskosten und einer sehr beschränkten Übertragbarkeit der Messungen verbunden ist. In jüngster Zeit wird, wie z.B. die vor wenigen Monaten in Detroit abgehaltene Konferenz /1/ zeigte, zunehmend an Ähnlichkeitsbetrachtungen und Modellgesetzen gearbeitet. Im Rahmen dieser Sitzung leisten die Arbeiten von Bouré sowie von Ishii und Zuber einen Beitrag zu diesem Problem. Bouré setzt sich mit den Modellgesetzen für das Einsetzen der kritischen Heizflächenbelastung beim Sieden auseinander. Insbesondere untersucht er die Übertragbarkeit von Versuchen an Frigen auf die Verhältnisse bei Wasser. Die von ihm angestellten Ähnlichkeitsbetrachtungen sind eine theoretische Rechtfertigung und Verallgemeinerung der aus der Literatur bekannten Arbeiten von Stevens /2/. Aus der Erkenntnis, daß für Zweiphasenströmungen eine vollständige Ähnlichkeit ausgeschlossen ist, ist Bouré bemüht, strenge Grundlagen für eine angenäherte Ähnlichkeit anzugeben. Er unterscheidet zwischen primären und sekundären sowie zwischen funktionellen, unabhängigen und prinzipiellen Parametern, die den physikalischen Vorgang beeinflussen und stellt mit Hilfe der Dimensionsanalyse aus den primären Parametern eine Reihe dimensionsloser Kennzahlen  $\Pi_1$  auf, für die er dann aus den mit den sekundären Parametern gebildeten Kennzahlen  $\Omega_1$  Korrekturglieder  $k_1$  bestimmt.

In seiner Arbeit vergleicht Bouré zunächst für das Problem der Siedekrisis seine streng methodisch gefundenen Ergebnisse, mit den von Stevens mehr auf empirischem Wege angegebenen Kennzahlen. Bild 1 zeigt eine Zusammenstellung der Kennzahlen aus der Arbeit von Bouré. Die ersten drei Kennzahlen  $\Pi_1 - \Pi_3$  sind identisch mit denen von Stevens, wobei lediglich bei  $\Pi_3$  Bouré das Längendurchmesser Verhältnis  $L/D$  des Kanales explizit darstellt. Die Kennzahl  $\Pi_4$  bzw.  $\Pi_4'$ , stellt die Froudesche Zahl für ein senkrecht bzw. horizontal durchströmtes Rohr dar. Bouré erweitert schließlich seine Betrachtungen auf allgemeine Probleme des Wärmeübergangs bei Zweiphasenströmung und fügt der Liste der Einflußgrößen insbesondere den Druckabfall und die Viskosität hinzu. Dadurch kommt er zu drei weiteren Kennzahlen  $\Pi_5 - \Pi_7$ , die das Verhältnis von Druckabfall zu Staudruck der Strömung, das Längen- Durchmesser Verhältnis des Kanales sowie die Reynoldszahl darstellen.

Dimensionslose Konstanten

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{g_L}{g_V} \\ \Pi_2 &= \frac{\Delta h_e}{h_{LV}} \\ \Pi_3 &= \frac{g_L}{h_{LV} \dot{m} D} \\ \Pi_4' &= \frac{\dot{m}}{g_L} \sqrt{\frac{D}{g}} \\ \Pi_4 &= \frac{\dot{m}}{g_L \sqrt{g L}} \quad (\text{Froude-Zahl}) \\ \Pi_5 &= \frac{\rho_1 \Delta P}{\dot{m}^2} \\ \Pi_6 &= \frac{L}{D} \\ \Pi_7 &= Re = \frac{\dot{m} D}{\eta} \end{aligned}$$

Bild 1 Ähnlichkeit Zweiphasenströmung  
Dimensionslose Gruppen (Bouré)

Wie oben erwähnt, sind diese primären Kennzahlen mit den Korrekturfaktoren  $K_1$  zu multiplizieren. Man geht dabei in der Regel davon aus daß für die erste Kennzahl der Faktor  $K_1 = 1$  ist, d.h. man wählt

das selbe Dichteverhältnis in Modell- und Originalfluid. Die übrigen Faktoren lassen sich dann gestützt auf Versuchsergebnisse mit Hilfe von Grenzwertbetrachtungen ableiten. Als wesentliches Ergebnis seiner Arbeit weist Bouré nach, daß die Korrekturfaktoren  $K_2 - K_4$  für die Kennzahlen  $\overline{\Pi}_2 - \overline{\Pi}_4$  den jeweiligen Verhältnissen, insbesondere denen der Geometrie und des Druckes, angepaßt werden müssen und somit die vereinfachten Stevenschen Annahmen nur eine beschränkte Gültigkeit haben.

Der zweite im Rahmen dieser Ähnlichkeitsbetrachtungen zu diskutierende Beitrag ist die Arbeit von Ishii und Zuber, die sich mit "Thermisch induzierten Strömungsinstabilitäten in Zweiphasengemischen" befaßt. Obwohl aus der Literatur eine Vielzahl von experimentellen und theoretischen Arbeiten über dieses Problem bekannt ist, war es kaum möglich, aus einem Modellversuch auf das Verhalten der Großanlage zu schließen, geschweige denn allgemein gültige Schlüsse für die Praxis zu ziehen. In ihren Betrachtungen bauen Ishii und Zuber auf den bekannten Bilanzgleichungen der Kontinuität des Impulses und der Energie auf, wobei die Kontinuitätsgleichung um ein von Zuber und Staub /3/ angegebenes Glied für die sogenannte Void Propagation ergänzt ist, und erweitern die bereits früher von Zuber /4/ auf dem Modell der kinematischen Wellen aufbauende Berechnungsmethode. Daraus leiten sie, wie in Bild 2 dargestellt, 3 neue Kennzahlen, nämlich die Unterkühlungszahl, die Driftzahl und die Phasenwechselzahl ab.

$$Re = \frac{\rho_f v_{fi} D}{\tau}$$

$$Fr = \frac{g l}{v_{fi}^2}$$

$$N_{sub} = \frac{\Delta \rho_{sub} \Delta g}{\Delta \rho_{fg} g}$$

$$N_D = \frac{v_{gj}}{v_{fi}}$$

$$N_{pch} = \frac{\Omega L}{v_{fi}} = \frac{\sqrt{g} \Delta \rho}{\rho_f} \frac{l}{v_{fi}}$$

Bild 2

Thermisch induzierte Strömungsinstabilitäten  
Kennzahlen (Ishii)

Für ihre Stabilitätsbetrachtungen nehmen sie noch die Reynoldssche und die Froudesche Kennzahl hinzu.

Mit Hilfe dieser Kennzahlen gelingt es Ishii und Zuber eine Diagrammform zu finden, bei der die Grenze für stabiles und instabiles Verhalten einer Zweiphasenströmung, wie Bild 3 zeigt, als einfacher Kurvenzug angegeben werden kann. Als Abszisse ist dort die Phasenwechselzahl, als Ordinate die Unterkühlungszahl aufgetragen. Instabiles Verhalten ist rechts von der angegebenen Stabilitätsgrenze, also im schraffierten Bereich zu erwarten. Die theoretische Vorhersage stimmt wie das Bild zeigt gut mit Messungen von Solberg /5/ überein. Die Arbeit gibt dem Ingenieur in der Praxis die Möglichkeit, das Stabilitätsverhalten einer Anlage, bzw. eines Apparates rasch und mit einfachen Mitteln abzuschätzen.

Zur umfassenden Auswertung und Übertragung der umfangreichen Siede- und Zweiphasenliteratur sind solche Ähnlichkeitsbetrachtungen eine vordringliche und wertvolle Aufgabe für zukünftige Arbeiten. Es ist dann möglich, den Wert der bisher in der Literatur vor-

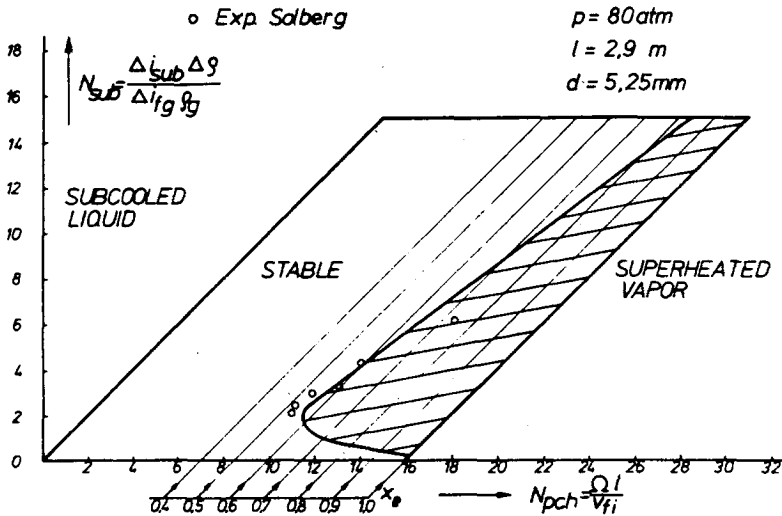


Bild 3 Thermisch induzierte Strömungsinstabilitäten Stabilitätsdiagramm (Ishii)

handenen Messungen durch Verallgemeinerung ihrer Aussage wesentlich zu erhöhen und in Zukunft die Untersuchungen auf dem Gebiet der Zweiphasenströmung mit um ein Vielfaches geringerem Kostenaufwand vorzunehmen.

## 2.) Wärmeaustausch und kritische Heizflächenbelastung

Die im Rahmen dieser Sitzung sich speziell mit dem Wärmeaustausch befassenden Arbeiten reichen von einer allgemeinen Betrachtung des Wärmeübergangs beim Blasensieden über die Sprühkühlung, über Vorgänge in typischen Rohrleitungskomponenten bis zur kritischen Heizflächenbelastung beim Sieden.

Eine allgemeine Betrachtung des konvektiven Wärmeübergangs für eine Zweiphasen-Flüssigkeit-Dampfströmung gibt Chawla. Er führt einen Zweiphasen-Strömungsparameter  $\xi$  ein, der den Impulsaustausch zwischen den Phasen berücksichtigt und eine charakteristische Größe für den Schlupf ist. Ursprünglich entwickelte Chawla /6/ diesen Parameter als Korrekturfaktor für eine Druckverlustbeziehung im Zweiphasenbereich, die unter Annahme von Ringströmung auf dem Blasiuschen Widerstandsgesetz aufbaut. Dieser Zweiphasenströmungsparameter ist eine Funktion der Reynolds-, der Froudezahl des Dichte- und Zähigkeitsverhältnisses zwischen den Phasen sowie der relativen Rauigkeit der Kanalwand. Chawla behandelt diesen Parameter jetzt als Korrekturgröße, die die Verhältnisse in der Zweiphasenströmung von denen der einphasigen unterscheidet und erweitert entsprechend, wie in Bild 4 angegeben, die Definition der Nußeltschen Zahl um diesen Parameter sowie um den Dampfgehalt  $x$  und das Dichteverhältnis zwischen den beiden Phasen, wobei er die Nußelt-Zahl auf die flüssige Phase der Strömung bezieht.

$$Nu_L^* = \frac{\alpha \cdot d_L}{\lambda_L} = \frac{\alpha \cdot d_L}{\lambda_L} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{1-x}{x \cdot \xi \cdot \rho_V} \right)^{0,5} \right]$$

für  $Re_L \cdot Fr_L < 109$

$$Nu_L^* = 0,0066 (Re_L Fr_L)^{0,475} \frac{x}{1-x} \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,3} \left( \frac{\eta_L}{\eta_V} \right)^{0,8} Re_L^{0,35} Pr_L^{0,42}$$

für  $Re_L \cdot Fr_L > 109$

$$Nu_L^* = 0,015 (Re_L Fr_L)^{0,3} \frac{x}{1-x} \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,3} \left( \frac{\eta_L}{\eta_V} \right)^{0,8} Re_L^{0,35} Pr_L^{0,42}$$

mit:

$$Nu_L^* = \frac{\alpha \cdot d_L}{\lambda_L} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{1-x}{x \cdot \xi \cdot \rho_V} \right)^{0,5} \right] \quad Fr_L = \left[ \dot{M} \cdot (1-x) \right]^2 / g d \rho_L^2 \quad Re_L = \dot{M} \cdot (1-x) \cdot d / \eta_L$$

Bild 4 Wärmeübergangsbeziehungen bei Zweiphasenströmung (Chawla)

Es gelingt ihm damit, die aus der Literatur bekannten Meßwerte als Funktion von Reynolds und Froude darzustellen. Das untersuchte Gebiet ist in 2 Bereiche in Abhängigkeit vom Produkt Reynolds  $\times$  Froude aufgeteilt, für das er verschiedene Gleichungen abgibt.

Vereinfachend gesprochen, liegt der Arbeit von Chawla der Gedanke zugrunde, daß der Wärmeaustausch in einer siedenden Zweiphasenströmung hauptsächlich vom Impuls- und Stoffaustausch zwischen den beiden Phasen bestimmt wird, und daß analog wie in der einphasigen Strömung der Druckverlust und damit der Zweiphasenströmungsparameter  $\xi$  mit der Wärmeübergangszahl direkt in Beziehung gesetzt werden kann.

Insbesondere aber mißt Chawla der Schwerkraft einen erheblichen Einfluß auf den Wärmeübergang beim Sieden zu, was dadurch zum Ausdruck kommt, daß die Froudesche Kennzahl in die Wärmeübergangsgleichung mit aufgenommen ist.

Der Parameter  $\xi$  gestattet nach Chawla eine universellere und genauere Darstellung, sowohl der Wärmeübergangs- als auch der Druckverlustwerte als es mit Hilfe des Martinelli-Parameters möglich ist.

Mit dem Problem des Dryout von dünnen flüssigen Filmen befassen sich in dieser Sitzung 2 Arbeiten, nämlich die von Thompson und Murgatroyd sowie die von Toda und Uchida. Das Vorgehen ist in beiden Arbeiten stark unterschiedlich. Thompson stellt eine sorgfältige Betrachtung der Kräfte im flüssigen Film an und Toda postuliert ein sehr einfaches Siedemodell.

In früheren Untersuchungen über das Zusammenbrechen des flüssigen Filmes und die Stabilität des dabei entstandenen trockenen Fleckes hatte Murgatroyd /7/ als Kriterium für das Wiederbenetzen eines trockenen Fleckes Gleichgewicht zwischen dem Staudruck im flüssigen Film und der Oberflächenspannung der Flüssigkeit angenommen. Messungen von Hewitt /8/ zeigten, daß eine Wiederbenetzung erst bei einem Verhältnis von 1 zu 8 zwischen den Kräften aus Staudruck und Oberflächenspannung eintritt.

Zur Klärung dieser Diskrepanz unternahmen Thompson und Murgatroyd in der vorliegenden Arbeit eine sorgfältige experimentelle und theoretische Analyse der in einer Zweiphasenströmung im Flüssigkeits-

film herrschenden Kräfte. Sie konnten sich dabei vor allem auf die von ihnen gemessenen Randwinkel zwischen Flüssigkeitsfilm und Heizfläche stützen und machten die Beobachtung, daß Oberflächenwellen das Wiederbenetzen stark fördern, wenn nicht sogar erst ermöglichen. In ihrer systematischen Betrachtung der Kräfte für die Bild 5 drei ausgewählte Beispiele zeigt, bestätigen Thompson und Murgatroyd zunächst, daß die Kräfte  $F_g$  und  $F_b$  aus der Oberflächenspannung und dem mittleren Staudruck der Wasserfilm-Strömung die übrigen Kräfte, wie z.B. aus der Schubspannung, dem Formwiderstand und dem Gewicht des Wasserfilmes um Größenordnungen übertreffen.

Nr.	Dampfstrom kg/h	Wasserstrom kg/h	Dampfgehalt %	q W/cm <sup>2</sup>	Strömungs -		
					$F_s$ Oberflächenspannung	$F_b$ Beschleunigung	$F_{bwk}$ Beschl. Wellenkopf
1	143,5	43,3	77,0	15,7	33,2	48,5	638
2	169,0	29,7	85,1	16,3	33,2	28,3	426
3	229,0	20,2	92,0	19,3	33,2	18,0	337

Nr.	Kräfte N/m · 10 <sup>3</sup>				$\delta^*$ Dicke Oberfl. Welle	$U_{gem}$ m/sec	$U_{ber}$ (log) m/sec
	$F_s$ Schub zw. Phasen	$F_D$ Widerstand	$F_g$ Gewicht des Filmes	$F_{TK}$ Thermo-kapillark.			
1	5,2	0,04	0,23	4,1	÷	÷	÷
2	4,1	0,03	0,12	3,1	40,8	0,82	0,89
3	3,9	0,02	÷	2,3	32,7	1,23	1,04

Bild 5 Stabilität flüssiger Filme  
Kräfte am Film (Thompson)

Eine weitere noch wesentlich wirksamere Einflußgröße finden Thompson und Murgatroyd jedoch in den Beschleunigungsvorgängen im Wellenkopf des Wasserfilmes, die, wie die in Bild 5 eingerahmten Zahlen zeigen, die beiden erstgenannten Kräfte um das Zehnfache übertreffen und damit maßgebend für die Wiederbenetzung eines trockenen Fleckes sind.

Ebenfalls mit dem Problem des Dryout, jedoch speziell angewandt auf die Kühlung von Heizflächen durch einen vertikal auftreffenden Sprühstrom befassen sich Toda und Uchida. Ähnlich der Darstellung in der Nukijama-Kurve unterscheiden sie drei Wärmeübergangsbereiche, wobei jedoch im ersten Bereich keine Blasen im dünnen Film der Flüssigkeit auftreten.



sigkeit vorhanden sind, sondern stilles Sieden auf der freien Flüssigkeitsoberfläche herrscht. Für den Wärmetransport durch den Film nehmen Toda und Uchida reine Wärmeleitung an und die Filmdicke wird durch die statistisch berechnete Tropfengröße und den Verdampfungsvorgang bestimmt. Dieser flüssige Film ist nach Toda und Uchida solange stabil, als er aufgrund der aus der Wärmezufuhr, bzw. der Temperaturdifferenz  $T_s$  resultierenden Verdampfungsrate, wie in Bild 6 angegeben, eine gewisse kritische Dicke  $b^*$  nicht unterschreitet.

$$b^* = c_2 \Delta T_s^{-m_2}$$
$$c_2 = 1,55 \cdot 10^{-3}$$
$$m_2 = 1,5$$

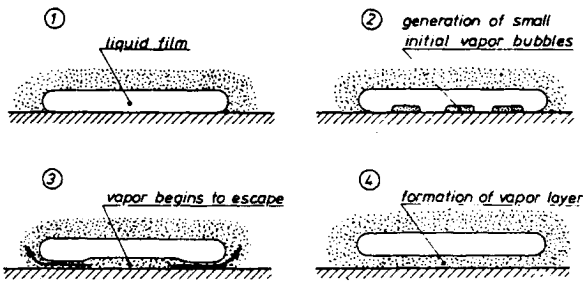


Bild 6 Sprühkühlung  
kritische Filmdicke (Toda, Uchida)

Wird der Wasserfilm zu dünn, so sollen sich nach Toda und Uchida, wie in Bild 6 skizziert, zwischen Heizfläche und Wasserfilm zunächst kleine Dampfblasen bilden, die durch Vereinigung und Anwachsen schließlich zum Filmsieden führen. Die kritische Filmdicke  $b^*$  ist einzig und allein eine Funktion der Differenz zwischen Heizflächen- und Siedetemperatur.

Sicher sind die dynamischen Kräfte im Wasserfilm im vorliegenden Fall wegen der ausgedehnten Stauzone durch die senkrechte Anströmung unterschiedlich zur Längs-Anströmung. Es verwundert jedoch, daß es den Verfassern trotz Außerachtlassung aller in der Flüssigkeit herrschenden Kräfte, wie sie gerade in der vorher diskutierten Arbeit von Thompson und Murgatroyd so eingehend behandelt wurden, gelingt, relativ gute Übereinstimmung zwischen ihren Messungen und ihrem Be-

rechnungsmodell zu erzielen. Die physikalische Realität dieses Siedemodells ist nicht klar und es ist zu fragen, warum Blasen in der Flüssigkeitsschicht erst unterhalb einer kritischen Dicke auftreten. Es wäre sicher interessant und aufschlußreich, diese Arbeit mit dem aus der Literatur bekannten Schrifttum über Dryout bei dünnen Wasserfilmen und Sprühkühlung zu vergleichen. Das Literaturverzeichnis der Arbeit enthält leider nur einen Hinweis auf fremde Untersuchungen bei 5 Zitaten eigener Arbeiten.

Ebenfalls mit dem Problem des Dryout, bzw. des Burnout, jedoch unter wesentlich anderen und spezielleren hydrodynamischen Bedingungen als die oben genannten Arbeiten beschäftigen sich die Beiträge von Ricque und von Frea. Ricque untersuchte mit Freon als Versuchsfluid an vertikalen und horizontalen Rohren den Einfluß von vorgeschalteten Krümmern auf die kritische Heizflächenbelastung beim Sieden. Diese Untersuchungen geben insbesondere für die wärmetechnische Auslegung von Kesseln und Dampferzeugern wertvolle Hinweise. Bei senkrechter Anordnung der Rohre führte Ricque Messungen mit Krümmern von  $90^\circ$  und  $180^\circ$  Umlenkwinkel durch und stellte dabei fest, daß unabhängig vom Dampfgehalt der Strömung die Wand des Krümmers immer über den ganzen Umfang mit einem flüssigen Film überzogen ist. In dem Rohr hinter dem Krümmer trat der Dryout, wie zu erwarten, in der Regel auf der zur Krümmerinnenseite gelegenen Mantellinie zuerst auf. In Bild 7 ist über die Länge des dem Krümmer nachgeschalteten Rohres der kritische Dampfgehalt, d.h. derjenige Dampfgehalt, bei dem bei gegebener

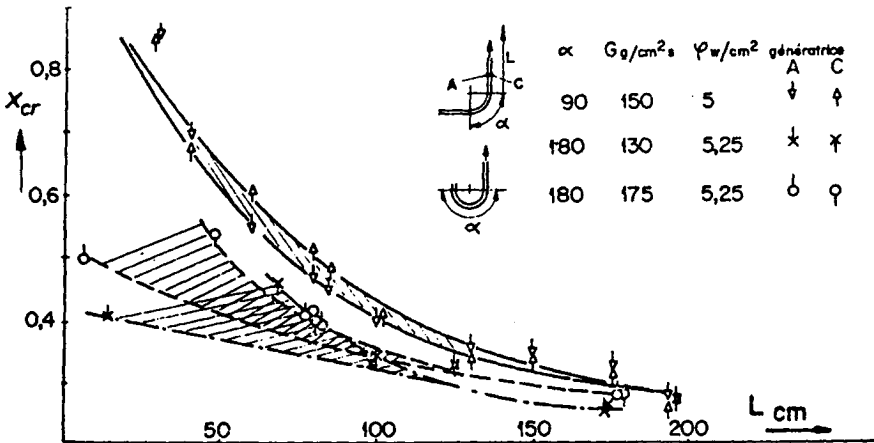


Bild 7 Wärmeübertragung, Zweiphasenströmung hinter Rohrbögen, krit. Heizflächenbelastung Ricque

Heizflächenbelastung Dryout einsetzt, aufgetragen. Man sieht, daß mit zunehmender Umlenkung des Fluids, besonders in der krümmernahen Zone, die Unterschiede im Dryoutverhalten zwischen Außen- und Innenphase immer stärker werden.

Bei seinen Versuchen an horizontal angeordneten Rohren stellte Ricque einen starken Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbildung des Dryouts fest, der sich bis auf einige Meter hinter den Krümmer erstrecken kann. In einer kritischen Betrachtung hat Ricque die Übertragbarkeit seiner an Freon gemessenen Werte auf die für praktische Zwecke interessanteren Verhältnisse bei Wasser geprüft und sich dabei der Modellgesetze von Stevens bedient. An geradlinigen Rohren ohne Krümmer gemessene Werte ließen sich unter Einführung der Siedelänge sehr gut als Funktion des Stevenschen Parameters  $GD^{0,25}(D/L)^{0,59}$  darstellen, wobei höchstens ein leichter Einfluß des Mengenstroms festzustellen war. Diese Übereinstimmung wird wesentlich schlechter bei der Strömung hinter vorgeschalteten Krümmern, so daß hier die Stevensche Ähnlichkeit nicht ohne weiteres mehr als gegeben vorausgesetzt werden kann. Trotz dieser Schwierigkeiten der Übertragbarkeit auf siedendes Wasser vermitteln die Versuche wertvolle qualitative Hinweise für die Auslegung von Dampferzeugern.

In verschiedenen wärmetechnischen Apparaten, z.B. Rieselfilmverdampfern oder dem sogenannten Wärmerohr, erfolgt der Wärmetransport durch einen abwärtsströmenden Rieselfilm und einen im Gegenstrom aufsteigenden Dampf. Frea untersuchte experimentell und theoretisch für den Fall des Thermosyphon die Grenzleistungen, bis zu denen solche Systeme betrieben werden können. Die für den Stoff- und Wärmetransport beim Thermosyphon maßgebende Schwerkraft wurde zwischen 0,1 und 100-facher Erdbeschleunigung variiert. Da der Wärmetransport hier durch die im Gegenstrom fließenden Mengen des Dampfes und des Wassers erfolgt, ist für die Grenzleistung eine enge Verknüpfung mit dem Flutvorgang zu erwarten, der nach Frea durch den Impuls- und Reibungsaustausch zwischen den beiden Phasen bestimmt ist. Es ist zu prüfen, inwieweit die Welligkeit des Flüssigkeitsfilmes hier einen stärkeren Einfluß hat.

Gestützt auf frühere Arbeiten, z.B. von Collier und Wallis /9/ baut Frea seine Betrachtungen auf drei Kenngrößen auf, bei denen Trägheits-, Zähigkeits- und Auftriebskräfte sowie die Viskosität der beiden Phasen, wie Bild 8 zeigt, ins Verhältnis gesetzt sind.

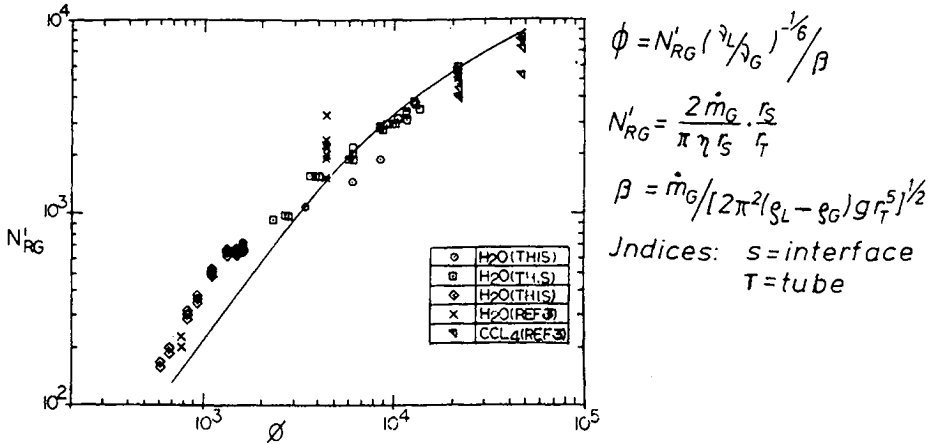


Bild 8 Fluten und Kritische Heizflächenbelastung bei Phasengegenstrom (Frea)

Zusammengefaßt ergeben sie eine neue Kennzahl  $\phi$ , die Frea als Abszisse in dem Diagramm des Bildes 8 verwendet. Mit diesen Kenngrößen lassen sich sowohl die Flutversuche, als auch die Werte der kritischen Heizflächenbelastung im Thermosyphon in einer einheitlichen Funktion darstellen, was bedeutet, daß hier der maximal erreichbare Wärmetransport durch das Einsetzen des Flutens bestimmt wird.

Den Wärmeübergang einer Zweikomponenten-Zweiphasenströmung ohne Sieden untersucht Dorresteiijn an einem Luft-Öl-Gemisch in vertikalen aufwärts und abwärts durchströmten Rohren. Er zeigt, daß die Strömungsform, d.h. die Verteilung der Phasen im Querschnitt auf den Wärmeübergang von erheblichem Einfluß sein kann. Bei der Auswertung seiner Messungen unternimmt er den Versuch, das Zweiphasengemisch unter Wahl geeigneter Bezugsgrößen für die Stoffeigenschaften und die Strömungsgeschwindigkeit wie eine einphasige Strömung zu behandeln und den Wärmeübergang nach der Sieder-Tate-Gleichung zu berechnen. Er definiert dabei mit Hilfe eines einfachen Schlupfansatzes eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit sowie eine scheinbare Viskosität des Gemisches nach einem volumetrischen Mischungsansatz. Trotz der von Dorresteiijn gefundenen guten Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung scheint hier die Frage angebracht, ob eine Zweiphasenströmung als Newtonsche Flüssigkeit behandelt werden kann und damit der gemachte Ansatz streng zulässig ist.

An interessanten Einzelheiten findet Dorresteiijn, daß Gas im Öl nur bei höheren Geschwindigkeiten den Wärmeübergang merklich verbessert, bei kleinen Gasgeschwindigkeiten sogar eine Verschlechterung eintreten kann. Die Strömungsrichtung wirkt sich, wie das obere Diagramm von Bild 9 zeigt, nur bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten aus, wo in der Abwärtsströmung die Wärmeübergangszahl, vermutlich infolge Mischkonvektion, sehr kleine Werte aufweist, die noch unterhalb denen für einphasige Strömung liegen. Dorresteiijn selbst führt dies auf die Zunahme der Viskosität und die speziellen Gegebenheiten der Strömungsform zurück, was indirekt auf ein nicht-newtonsches Verhalten hinweist. Ein Vergleich mit anderen Autoren zeigt, wie man aus dem unteren Diagramm von Bild 9 sieht, wenig Übereinstimmung.

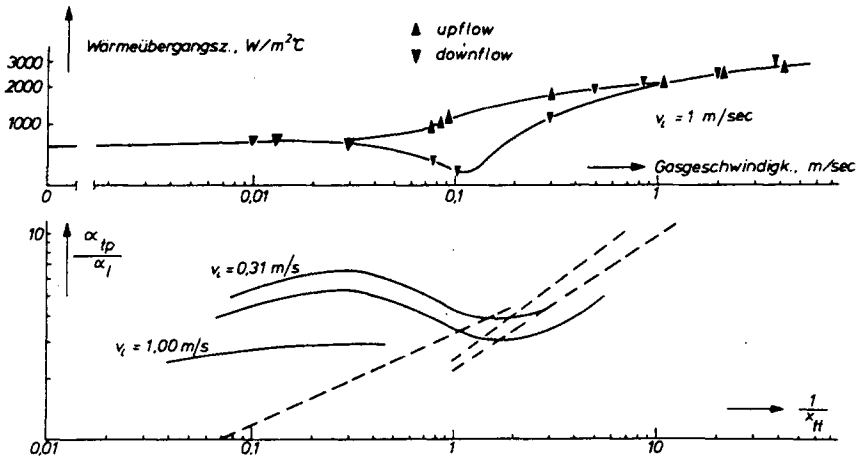


Bild 9 Wärmeübergang  
Zweiphasenströmung ohne Sieden (Dorresteiijn)

Bei diesem Vergleich ist zu ergänzen, daß bei Dorresteiijn der Einlauf zu der abwärts durchströmten Meßstrecke über einen  $180^\circ$ -Krümmer erfolgte, der wie Ricque zeigte, eine asymmetrische Verteilung der Phasen und ungleiche Wärmeübergangsverhältnisse erwarten läßt.

Für die wirtschaftliche Auslegung eines wärmetauschenden Systems interessiert nicht nur die Wärmeübergangszahl, sondern auch die zum Betrieb notwendige Pumpleistung. Solche Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen sind insbesondere dann angebracht, wenn strömungstechnische Einbauten zur Verbesserung des Wärmeübergangs vorgesehen sind.

Stone untersucht den Einfluß von wendel- und schraubenförmigen Einbauten auf den Zweiphasendruckabfall. Er hat sich dabei das Ziel gesetzt, einen einfachen und für die Praxis bequem zu handhabenden Berechnungsansatz zu erarbeiten.

Er stützt seine Auswertung auf frühere eigene Meßergebnisse und nimmt an, daß die Einbauten sich nur auf den Reibungsanteil des Druckverlustes auswirken und vernachlässigt damit die Rotation der Strömung. Die theoretischen Betrachtungen zielen in ihrer Anwendung auf flüssige Metalle, durchgeführt wurden die Versuche mit Wasser niedrigen Druckes. Wie in der ersten Gleichung des Bildes 10 angegeben, gibt Stone den Zweiphasen-Reibungs-Druckverlust dadurch an, daß er den Staudruck der Strömung mit einem Korrekturfaktor multipliziert,

glatte Rohre

$$\begin{aligned} \Delta P_F &= f_{TP} \left( \frac{L}{D} \right) \left( \frac{G^2}{g_1} \right) (R_1 + 2) \\ R_1 &= (1 + x_g (\sqrt{g_1/g_g} - 1))^2 - 1 \\ Re_1 &= \frac{DG}{\nu_1} (1 - x_g / 2) \\ Re_g &= \frac{DG}{\nu_g} (x_g / 2) \\ f_{TP} &= 0,020 Re_g^{-0,2} (1 + 0,027 Re_1^{0,5}) \end{aligned}$$

Rohre mit spiralförmigen Einbauten

$$f_{TP} Re_g^{0,2} = 0,020 + 0,42 \left( \frac{D}{p} \right)^2 + 0,00054 \left( 1 + \frac{D}{p} \right)^3 Re_1^{0,5}$$

Bild 10 Druckabfall  
(Stone)

der eine Funktion des Dampfgehaltes sowie des Schlupfes ist.

Für den Reibungsbeiwert der Zweiphasenströmung in glatten Rohren kommt damit Stone zu der vorletzten Gleichung in Bild 10, die als Variable lediglich die Reynoldszahlen der Gas- und der Flüssigkeitsströmung enthält. Bei Einbau von Drallerzeugern kommt als zusätzliche Einflußgröße, wie die letzte Gleichung in Bild 10 zeigt, das Verhältnis von Rohrdurchmesser zur Steigung der Wendel hinzu.

Diese einfache Art des empirischen Ansatzes von Stone hat den Vor-

teil, daß die Verhältnisse im Siederohr nicht genau bekannt sein müssen und damit die Gleichung für den Praktiker einfach zu handhaben ist sowie zeitraubende Iterationsrechnungen vermeidet.

### 3.) Dampfgehalt und Strömungsverteilung bei unterkühltem Sieden

Wie bekannt, entstehen bei hohen Wärmestromdichten Dampfblasen an der Heizfläche, obwohl die Temperatur des Fluids im Mittel noch nicht die Sättigungstemperatur erreicht hat. Es stellt sich dabei ein komplizierter Siede- und Kondensationsvorgang ein, bei dem Flüssigkeit und Dampf nicht in thermodynamischem Gleichgewicht stehen. Zwei russische Arbeiten dieser Sitzung befassen sich bei weitgehender Ähnlichkeit in den hydro- und thermodynamischen sowie geometrischen Parametern mit diesem Problem.

Tarasova und Leontiev untersuchten an runden innendurchströmten Rohren bei Drücken zwischen 30 und 150 bar den Siedebeginn, das Erreichen der Sättigungstemperatur in der Flüssigkeit und den Druckabfall. Gemessen wurden die Temperaturverteilung in der Heizfläche und in der Flüssigkeit sowie der Druckabfall längs des horizontal angeordneten Rohres. Die Messungen sind bei nicht zu kleinen Mengenströmen durchgeführt und gestützt auf frühere Untersuchungen von Armand /10/ ist kein Einfluß der Strömungsorientierung auf den Schlupf zu erwarten. Der auf die Masse bezogene und der volumetrische Dampfgehalt wurden über Energiebetrachtungen und einen einfachen Schlupfansatz aus den Temperaturmessungen berechnet.

Bild 11 gibt einen Teil der Meßergebnisse wieder.

Als unmittelbare Aussage der Messung ist die Temperatur  $t_c$  im Flüssigkeitskern zu werten, während der Reibungsdruckverlust  $\Delta P_f$  bereits eine Beschleunigungskorrektur aufweist. Die Messungen zeigen, daß thermodynamisches Gleichgewicht in Wirklichkeit erst erreicht wird, wenn die auf dem ersten Hauptsatz aufbauende Energiebilanz bereits einen Dampfgehalt von 5 - 10% voraussagt, was in den Diagrammen daraus abzulesen ist, daß die tatsächliche Temperatur des Flüssigkeitskernes  $t_c$  mit der aus der Energiebilanz errechneten mittleren Temperatur  $t_f$  zusammenfällt. Mit zunehmenden Werten von Heizflächenbelastung und Druck wächst die Verzögerung in der Einstellung des Gleichgewichtszustandes. Für die Berechnung des Druckabfalls kann

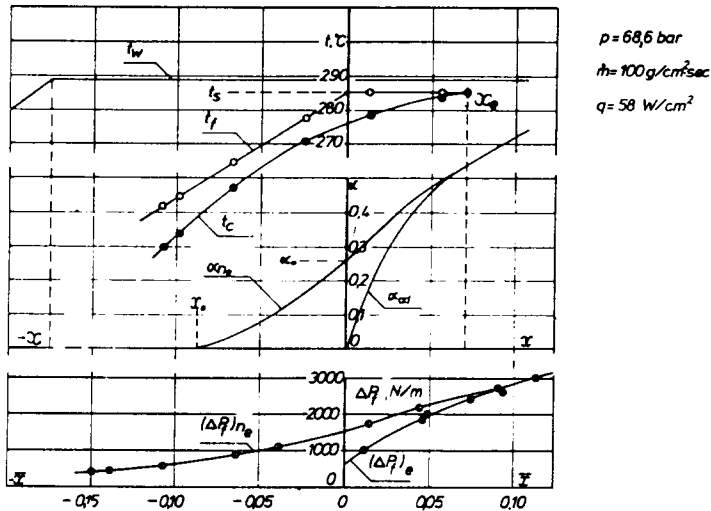


Bild 11 Unterkühltes Sieden  
 Kerntemperatur, Dampfgehalt, Reibungsdruck-  
 verlust (Tarasova)

das unterkühlte Sieden wie eine Strömung im thermodynamischen Gleichgewicht behandelt werden, wenn man den wahren volumetrischen Dampfgehalt in die Rechnung einführt.

An Ringkanälen senkrechter Orientierung führten Zakharova und Mitarbeiter Messungen des Dampfgehalts durch, wobei sie insbesondere den Einfluß der Wärmeflußverteilung in dem den Ringspalt bildenden beiden Rohren untersuchten. Die Messungen überdecken den Bereich zwischen 10 und 100 bar, wobei jedoch hier der volumetrische Dampfgehalt unmittelbar mit der Gammastrahl-Schwächungsmethode bestimmt wurde.

Bei ihrer Analyse gehen die Autoren davon aus, daß die Verhältnisse in einer einphasigen turbulenten Strömung auf die Bedingungen des unterkühlten Siedens extrapoliert werden können und man so eine Enthalpie- bzw. Dampfgehaltsverteilung über den Strömungsquerschnitt erhält. Sie teilen dabei den Strömungsquerschnitt in zwei Zonen, in eine zweiphasige Grenzschicht und einen sogenannten kalten Kern. Das Verhältnis beider Flächen wird als Maß für den volumetrischen



Dampfgehalt benützt. Der Enthalpiefluß zwischen beheizter Wand und Kernströmung wird unter Annahme eines konstanten Geschwindigkeitsfeldes im wesentlichen als Wärmeübertragungsproblem in einphasiger turbulenter Strömung behandelt. Bild 12 zeigt einen Ausschnitt der dabei gewonnenen Ergebnisse.

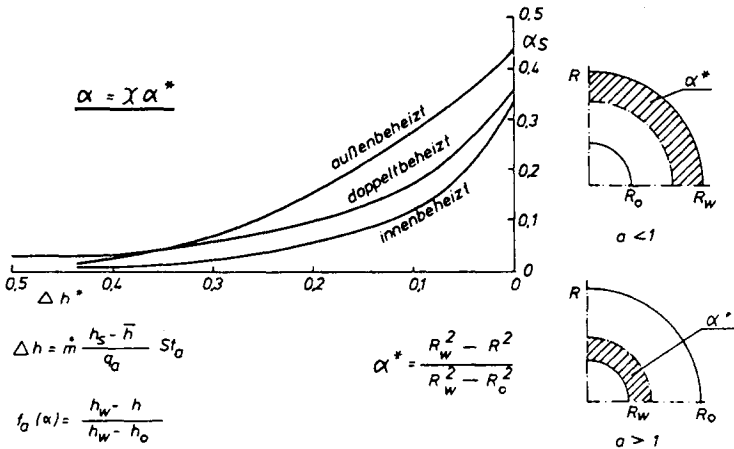


Bild 12 Dampfgehalt unterkühltes Sieden  
Beheizungseinfluß  
(Zakharova)

Die kleinsten Werte für den volumetrischen Dampfgehalt stellen sich ein, wenn das innere Rohr allein beheizt ist, während die größten Werte nicht wie zu erwarten bei gleichmäßiger Beheizung von außen und innen auftreten, sondern bei einseitiger Beheizung von außen. Es wäre sicher von großem Interesse, sowohl die Meßergebnisse, insbesondere aber auch die aus dem Rechenmodell ermittelten Werte mit anderen Theorien, z.B. von Bowring /11/ von Lavinge /12/ oder von Levy /13/ zu vergleichen. Es können sich dadurch wertvolle Anregungen und Ergänzungen über den Einfluß der Wärmestromverteilung und die dadurch hervorgerufene Mischung zwischen den Phasen ergeben.

#### 4.) Verhältnisse bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten

Fehlendes thermodynamisches Gleichgewicht ist nicht nur bei unterkühltem Sieden, sondern insbesondere auch bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten, bei raschen Entspannungsvorgängen und bei Mischung

von Dampf und Wasser zu beobachten. Hiermit beschäftigen sich die beiden letzten noch zur Diskussion stehenden Arbeiten dieser Sitzung.

Deich untersucht auf theoretischem und experimentellem Wege das hydro- und thermodynamische Verhalten einer Sprühströmung in konvergenten - divergenten Düsen. Wegen der kurzen Verweilzeit während der Expansion kann sich kein Gleichgewicht zwischen Wassertropfen und Dampf einstellen und der Vorgang wird deshalb nach Deich durch die Entspannungsunterkühlung des Dampfes und anschließende Kondensations-Stoßfronten beherrscht. Messungen der Druckverteilung zeigten zwei unterschiedliche Strömungsbereiche, nämlich Überschallströmung bei hohem und Unterschallströmung bei niedrigem Dampfgehalt. Im ersten Bereich sind deutlich Kondensationsschläge und Stoßwellen zu beobachten. Aus den im Bild 13 aufgetragenen Linien für den Druckverlauf ist zu ersehen, daß der tatsächliche Druck am Ende der Düse höher ist als es die Berechnung unter Annahme isentroper Entspannung oder ohne Wärme- und Stoffaustausch zwischen den Phasen, d.h. bei sogenanntem eingefrorenem Modell vorhersagt.

Aus diesen Messungen des Druckverlaufes schließt Deich auf den Wirkungsgrad der Düse, der als das Verhältnis des tatsächlichen spezifischen Impulses der Strömung am Ende der Düse zum maximal möglichen Impuls bei isentroper Entspannung definiert ist. Der Düsen-

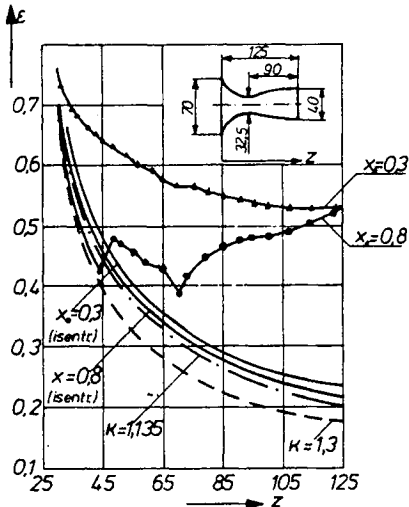
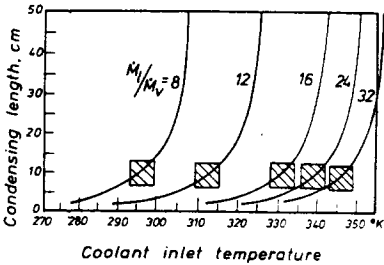


Bild 13  
Druckverlauf in der Düse  
(Deich)

wirkungsgrad nimmt mit zunehmendem Wassergehalt der Strömung stark ab. Deich zieht aus seinen Betrachtungen den Schluß, daß der Transportprozeß zwischen den Phasen allein durch den Impulsaustausch beherrscht wird, der zu einem Verlust der Dissipationsenergie und zu abnehmenden Werten der Stauparameter des Dampfes führt, woraus sich trotz Unterschallgeschwindigkeit im divergenten Teil der Düse die dort gemessene Beschleunigung der Strömung erklärt. Die maximalen Impulsverluste treten in Bereichen auf, in denen der Schlupf zwischen den Phasen am kleinsten ist.

Beim Einsprühen von Wasser in einen Dampfstrom werden in der Praxis häufig heftige Pulsationserscheinungen festgestellt. Westendorf beobachtete bei seinen Versuchen über die Mischung von Dampf und Wasser bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten drei Zonen unterschiedlichen strömungstechnischen Verhaltens und leitete ein Rechenmodell für die Vorhersage von Pulsationen ab. Bei seinen Versuchen mischte er Wasser verschiedener Unterkühlungsgrade über eine Ringdüse einem Dampfstrahl zu. Bei hohen Unterkühlungsgraden des Wassers beobachtete er von der Kondensation des Dampfes herrührende hochfrequente Druckschwankungen großer Amplituden bei sonst stationären Verhältnissen. Mit Verringerung des Unterkühlungsgrades traten nach einer Übergangsphase niedrigfrequente Druckschwankungen auf, die aber jetzt von Schwingungen im Mengenstrom sowie starken Pulsationen der Phasengrenze begleitet waren. Westendorf fand, wie Bild 14 zeigt, eine



$$L_c = (M_v h_{fg}) / (k_{\pi} D_v \Delta T_L)$$

$$k_{\pi} D_v = 0,198 \Delta T_L m_r - 38,47$$

$$m_r = \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_V}$$

Bild 14

Instabilitäten bei Dampf-Wasser-  
mischungen (Westendorf)

hyperbolische Abhängigkeit der Kondensationslänge des Dampfstrahles von der Unterkühlungstemperatur des zugemischten Wassers und leitet daraus eine für die Stabilität der Strömung kritische Phase ab - sie ist in Bild 14 durch Schraffur gekennzeichnet - nämlich den Bereich, in dem die Kondensationslänge anfängt stark zuzunehmen und in dem bereits kleine Temperaturschwankungen des Wassers große Unterschiede in der Kondensationslänge ergeben.

Westendorf beobachtete weiterhin, daß dieser rasche Anstieg in der Kondensationslänge mit einem plötzlichen Wechsel von Blasen- zu Ringströmung in der Kondensationszone verbunden ist. Der kritische Bereich wurde für alle Verhältnisse der Mengenströme zwischen Dampf und Wasser bei einer konstanten Kondensationslänge von 7 - 8 cm beobachtet.

In seinen theoretischen Betrachtungen zur Berechnung der Kondensationslänge nimmt Westendorf an, daß der Dampf als geschlossener konischer Kern bis zu seiner Kondensation strömt und ihn das Kühlwasser als zylindrischer Ring umgibt. Die Kondensationslänge  $L_c$  berechnet sich dann wie in der ersten Gleichung des Bildes 14 dargestellt aus der einfachen Energiebilanz, in der die im Dampfstrom enthaltene Verdampfungswärme der an der Grenzfläche der Phasen ausgetauschten Wärmemenge gleichgesetzt ist. Für den Wärmeübergang an der Phasengrenze fand Westendorf die zweite in Bild 14 angegebene Beziehung. Damit ist ein zwar einfaches, gleichzeitig aber auch hinreichend genaues Berechnungsmodell für die Vorhersage des Strömungsverhaltens bei der Dampfkondensation mittels Wasserzumischung gegeben.

##### 5.) Schlußbetrachtung

Die Literatur der Zweiphasenströmung ist in jüngster Zeit, begünstigt vor allem durch die Entwicklung in der Kernenergie, exponentiell angewachsen und die Zahl der bis heute veröffentlichten Arbeiten wird die Grenze von 10.000 sicher überschritten haben. Ohne Zweifel haben wir dadurch eine unschätzbare Zahl von Detailkenntnissen erworben. Unser Wissen um die übergeordneten physikalischen Zusammenhänge und unser fundiertes Verständnis des gesamten Problemkreises ist aber nicht immer und überall in gleichem Maße besser geworden. Dies liegt sicher z.T. an der Komplexität des Problems.

Es sind deshalb Arbeiten besonders zu begrüßen, die sich bemühen, die physikalischen Zusammenhänge von einer übergeordneten Warte aus zu sehen und die dem in der Praxis stehenden Ingenieur allgemeiner gültige Beziehungen zur Auslegung der wärme- und strömungstechnischen Apparate an die Hand geben, aber auch dem Wissenschaftler die Auswertung der vorhandenen Literatur und damit die Zielsetzung seiner eigenen Arbeiten verbessern helfen.

### L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

1. Detroit Konferenz:  
Fluid to Fluid Modelling of Two-Phase Phenomena  
May 1970, ASME Nucleonics Heat Transfer Committee
2. G.F. Stevens:  
An experimental investigation into forced convection burn out in freon, with reference to burn out in water  
rapports AEEW R321 (1964) R 327 (1964) R 468 (1966)  
AEEW - Atomic Energy Establishment Winfrith
3. N. Zuber, F.W. Staub:  
An Analytical Investigation of the Transient Response of the Volumetric Concentration in a Boiling Forced Flow System, Nuclear Science and Eng., Vol. 30, P. 268, 1967
4. N. Zuber:  
Flow Excursions and Oscillations in Boiling, Two-Phase Flow Systems with Heat Addition. Sym. on Two-Phase Flow Dynamics, Vol. 1, P. 1071, EURATOM, Eindhoven, September 1967
5. K.O. Solberg:  
Resultats des Essais d'Instabilites sur la Boucle "Caline" et Comparaisons avec un Code de Calcul.  
CENG Note 225, 1966  
(CENG - Centre Etude Nucléaire Grenoble)
6. J.M. Chawla:  
Reibungsdruckabfall bei der Strömung von Flüssigkeits-Gas-Gemischen in waagerechten Röhren.  
Forsch.-Ing.-Wes., Vol 34, No. 2, p. 47/54 (1968)
7. W. Murgatroyd:  
The role of shear and form forces in the stability of a dry patch in two-phase film flow.  
Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 8, p. 297, 1965
8. G.F. Hewitt, P.M.C. Lacey:  
The breakdown of the liquid film in annular two-phase flow  
AERE- R 4303. 1963  
(AERE - Atomic Energy Research Establishment Harwell)

9. J.G. Collier, G.B. Wallis:  
"Two-Phase Flow and Heat Transfer", Notes for a Summer Course  
July 24-August 4, 1967, Department of Mechanical Engineering,  
Stanford University, Stanford, California, July 24-August 4,  
1967, vol. II, pp. 543-541
10. A.A. Armand, E.I. Nevstrueva:  
Investigation of mechanism of air-water mixture flowing  
along a vertical tube  
"Izvestiya VTI", No. 2, p. 1/8 (1950)
11. R.W. Bowring:  
Physical Model, Based on Bubble Detachment, and Calculation  
of Steam Voidage in the Sub-cooled Region of a Channel  
HPR - 10. Dez. 1962 OECD Halden
12. P. Lavigne:  
Modele d'Evolution du Titre du Taux de Vide en Ebullition  
Locale et Zone de Transition  
CEA - 2365 1963  
(CEA - Commissariat Energie Atomique)
13. S. Levy:  
Forced Convection Sub-cooled-Boiling-Prediction of Vapor  
Volumetric Fraction  
GEAP - 5157  
(GEAP - General Electric Atomic Power Division)