

Berechnung von Instabilitäten in Zweiphasenströmungen*

DR.-ING. F. MAYINGER UND DIPL.-ING. W. KASTNER

Abt. Kernkraftanlagen der M.A.N., Nürnberg

Messungen in beheizten Siedewasserkreisläufen ergaben, daß bei hohen Wärmestromdichten unter gewissen thermo- und hydrodynamischen Bedingungen die Zweiphasenströmung instabil wird, d. h., daß aperiodische oder periodische Druck- und Mengenstromänderungen auftreten. Es wurde nun versucht, diese experimentellen Beobachtungen theoretisch zu erklären und in einem einfachen Gleichungssystem zu erfassen. Die Rechnung geht von der Kontinuitätsgleichung, der Impulsgleichung sowie der Energiebilanz aus und berücksichtigt die charakteristischen Merkmale der Siedewasserströmung, wie Zweiphasenreibung und Voreilgeschwindigkeit der Dampfblasen. Die strömungs- und schwingungstechnischen Einflüsse wesentlicher Bauelemente eines Siedewasserkreislaufes, z. B. der Umwälzpumpe mit ihrer Förderkennlinie, der Drosselstellen und der mit kompressiblem Dampf gefüllten Räume, sind in der Berechnung enthalten. Die Ergebnisse der Berechnung geben Auskunft über Erscheinungsformen der Instabilitäten sowie über den zeitlichen und örtlichen Druck-, Dichte- und Mengenstromverlauf im Siedewasserkanal.

Blasenbildung beim Sieden unter Zwangskonvektion bedingt eine Zunahme des Strömungswiderstandes und kann die Stabilität der Strömung gefährden. Unter gewissen Voraussetzungen, zu denen wesentlich der Verlauf von Förder- und Widerstandskennlinien beiträgt, verursacht der Siedevorgang — wie Messungen^{1,2)} zeigten — Pulsationen in der Strömung, die rasch wechselnde Wärmeübergangsbedingungen zur Folge haben und in Systemen mit aufgeprägter Wärmestromdichte zu Schäden an der Heizfläche führen können. Diese, in verschiedenen Versuchskreisläufen gewonnenen, experimentellen Ergebnisse sind nicht ohne weiteres unmittelbar auf die Auslegung hochbelasteter Dampferzeuger, also z. B. den Kern wassergekühlter Reaktoren oder auch fossil beheizter Kessel anzuwenden, da die strömungstechnischen Gegebenheiten des Kreislauf-

systems sich von Fall zu Fall wesentlich unterscheiden. Zur nutzbringenden Verwertung der experimentellen Arbeiten ist es notwendig, die in einem Versuchskreislauf gewonnenen Meßergebnisse zunächst theoretisch interpretieren zu können und dann eine Extrapolationsbasis vom Versuch auf die Betriebsverhältnisse des Reaktors oder Kessels zu schaffen.

Im Kern eines Reaktors gehen z. B. nur wenige Procente der Kreislaufmenge durch das eine höchstbelastete, und damit auch am meisten pulsationsgefährdete Brennelement. Bricht die Strömung in diesem Element zusammen, so werden die hydrodynamischen Verhältnisse in den übrigen Brennelementen kaum verändert, und die treibende Kraft der Umwälzpumpe bleibt konstant. Diese Verhältnisse können in einem Versuchsstand nicht eingehalten werden. Es wurde deshalb ein Rechenprogramm in Angriff genommen, das die hydrodynamischen Verhältnisse der Zweiphasenströmung im Versuchskreislauf gut beschreibt und von da auf die Bedingungen im Reaktor oder im Dampfkessel extrapolieren läßt, d. h. als Basis für die Auslegung dienen kann. Reaktorphysikalische Rückkoppelungseffekte, also Änderungen des Reaktivitätskoeffizienten, verur-

*) Vorgelesen vom erstgenannten Autor auf der internen Arbeitssitzung des Fachausschusses „Wärme- und Stoffübertragung“ der Verfahrenstechnischen Gesellschaft im VDI am 26. März 1968 in Baden-Baden; vgl. a. diese Ztschr. 40, 864/69 [1968]. Diese Arbeit wurde zum Teil durch Mittel des Bundesministers für wissenschaftliche Forschung (Forschungsvertrag RS 14) gefördert.

sacht durch die Dichteschwankungen in der Kühlmittelströmung, wurden dabei bewußt unberücksichtigt gelassen. Diese Vernachlässigung wird durch die experimentelle Erfahrung gerechtfertigt, die zeigt, daß die Frequenz der hydrodynamischen Pulsationen zu hoch ist, um einen merklichen Einfluß auf die Reaktivität auszuüben.

Es gibt eine Reihe von Rechenmodellen für hydrodynamische Instabilitäten in Zweiphasenströmungen. Die meisten betrachten jedoch nur unmittelbar den Siedewasserkanal, d. h. die beheizte Zone selbst, und lassen den Einfluß der übrigen Komponenten des Kreislaufes — wie Umwälzpumpe, Drosselstellen und mit kompressiblem Volumen gefüllte Räume — außer acht. In einer ersten Betrachtung kann man diese Rechenmodelle in zwei Gruppen einteilen, von denen die erste sich mit der sogenannten Einzelkanalanalyse befaßt und meist nur aperiodische Instabilität, d. h. eine einmalige, bleibende Änderung des Strömungsvorganges voraussagt. Am bekanntesten ist hier das von *Ledinegg*³⁾ angegebene Kriterium. Die zweite große Gruppe, zu der z. B. die Arbeiten von *Quandt*⁴⁾, *Meyer* und *Rose*⁵⁾ sowie *van der Walle* und *Lamein*⁶⁾ gehören, behandelt sogenannte Parallelkanalinstabilitäten und berechnet gekoppelte, hydrodynamische Schwingungsvorgänge zwischen zwei Kanälen.

Unsere Messungen^{1,2)} hatten gezeigt, daß die dem Kanal vor- und nachgeschalteten Kreislaufkomponenten erheblichen Einfluß auf sein hydrodynamisches Verhalten haben und daß im Gegensatz zur üblichen theoretischen Voraussage durchaus auch in Einzelkanalsystemen hydrodynamische Schwingungen und pulsierende Strömungen auftreten können. Es wurde deshalb hier der Versuch gemacht, alle maßgebenden Kreislaufkomponenten in die Berechnung mit einzubeziehen.

Gleichungssystem für den beheizten Kanal

Betrachtet man einen beheizten Kanal, in dem Verdampfen auftritt, so können die thermo- und hydrodynamischen Verhältnisse in diesem Kanal durch eine Massenbilanz, eine Energiebilanz und eine Kräftebilanz dargestellt werden. Man geht dabei üblicherweise von der Annahme aus, daß es sich um ein eindimensionales System handelt und radiale Änderungen der Strömungsparameter vernachlässigt werden können. Da bei einer Zweiphasenströmung jede Phase mit unterschiedlicher Geschwindigkeit strömt, scheint es zweckmäßig, für jede dieser beiden Phasen die Bilanzbetrachtungen getrennt aufzustellen. Für das Volumenelement $F dz$ des beheizten Kanals ergibt sich als Massenbilanz die Kontinuitätsgleichung**)

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_W (1-\alpha) + \rho_D \alpha] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_W w_W (1-\alpha) + \rho_D w_D \alpha] = 0 \quad (1)$$

mit der einfachen Aussage, daß die zeitliche Massenspeicherung innerhalb dieses Volumenelementes gleich ist der Differenz zwischen ein- und ausströmender Menge.

Da die aus der Volumenänderung resultierende Arbeit, d. h. das Produkt pV , klein ist gegenüber den aus der

Temperaturerhöhung und der Verdampfung resultierenden Energieänderungen, kann die Energiebilanz mit Hilfe der Enthalpie, die in den üblichen Tabellenwerken und Zustandsgleichungen leichter zugänglich ist als die innere Energie, ausgedrückt werden. Ähnlich wie bei der Massenbilanz erhält man auch bei der Energiebilanz

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_W h_W (1-\alpha) + \rho_D h_D \alpha] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_W h_W w_W (1-\alpha) + \rho_D h_D w_D \alpha] = q \frac{U_b}{F} \quad (2)$$

die zeitliche Änderung der im Volumenelement vorhandenen Energie als Differenz zwischen zu- und abströmender Energie, jedoch vermehrt um die durch die Beheizung des Kanals in das Volumenelement eingebrachte Wärme. Bei dieser Energiebilanz ist zusätzlich angenommen, daß die mechanischen Glieder, d. h. die kinetische Energie und das Höhenpotential, gegenüber der thermischen Energie klein sind und vernachlässigt werden können. In Gl. (2) bezeichnet U_b den beheizten Umfang des Volumenelementes.

Für die Kräftebilanz gilt, daß die Kräfte aus zeitlicher Impulsänderung im Volumenelement gleich denen aus der Differenz von zu- und abströmender kinetischer Energie plus den Druckkräften, die auf den beiden Stirnflächen des Elementes wirken, sein müssen. Die Reibung der Strömung und die in vertikalen Kanälen schwerkraftbedingte Druckänderung werden in Gl. (3)

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_W w_W (1-\alpha) + \rho_D w_D \alpha] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_W w_W^2 (1-\alpha) + \rho_D w_D^2 \alpha] = -\frac{\partial p}{\partial z} - \tau \frac{U_n}{F} - g [\rho_W (1-\alpha) + \rho_D \alpha] \quad (3)$$

durch die beiden letzten Glieder berücksichtigt. In Gl. (3) bedeutet U_n den benetzten Umfang des Kanals.

Zur vollständigen Beschreibung der Vorgänge in der Zweiphasenströmung reichen die Gln. (1) bis (3) nicht aus. In der Literatur findet man verschiedene Ansätze, die noch fehlende Verknüpfung zwischen beiden Phasen darzustellen. *Zuber* und *Staub*⁷⁾ machten hierzu einen Ansatz mit Hilfe der bei Zweistoffsystemen üblichen Diffusionsgleichung, die sie auf die Gegebenheiten des Zweiphasensystemes abwandelten. Hierbei besteht jedoch die Schwierigkeit, daß keine Werte für den Diffusionskoeffizienten zwischen Wasser und Dampf bekannt sind. Aus Gründen eines für den einleitend genannten Verwendungszweck möglichst rationellen Vorgehens scheint es zweckmäßiger und auch für die geforderte Genauigkeit durchaus ausreichend, als Bindeglied zwischen den beiden Phasen eine aus der Literatur bekannte, empirische Funktion für das Geschwindigkeitsverhältnis

$$S = w_D/w_W \quad (4)$$

heranzuziehen. Dieses Verhältnis, auch Schlupffaktor genannt, ist mit dem, auf die Massen bezogenen Dampfgehalt x und mit dem volumetrischen Dampfgehalt α sowie mit den Dichten der beiden Phasen ρ_W und ρ_D über die Beziehung

$$S = x(1-\alpha)\rho_W/[\alpha(1-x)\rho_D] \quad (5)$$

**) Erläuterung der Formelzeichen am Schluß der Arbeit.

verknüpft. Für die im folgenden aufgeführten Berechnungen erwies sich die von Bankoff⁸⁾ aufgestellte und von Jones⁹⁾ modifizierte Schlupffunktion

$$S = \frac{1-\alpha}{K-\alpha + (1-K)\alpha^2} \quad (6)$$

als zweckmäßig und hinreichend genau. In dieser Gleichung sind K und r vom Systemdruck abhängig und wurden von Jones^{9),10)} zu

$$K = 0,71 + 13,1187 p \cdot 10^{-4} \quad (7)$$

$$= 3,33 + 2,6107 p \cdot 10^{-3} + 96,7657 (p \cdot 10^{-3})^2 \quad (8)$$

angegeben. Dabei wird der Druck p in bar eingesetzt. Führt man eine mittlere Dichte des Gemisches

$$\bar{\rho} = (1-\alpha)\rho_W + \alpha\rho_D \quad (9)$$

ein, so lassen sich die Glh. (1) bis (3) in wesentlich vereinfachter Form darstellen:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial z} \frac{1}{F} = 0 \quad (1a),$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{M}{F} \frac{\partial h}{\partial z} = q \frac{U_b}{F} \quad (2a),$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{1}{F} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{F^2} \frac{\partial (M/\bar{\rho})^2}{\partial z} + \frac{R\lambda M^2}{2D F^2 \bar{\rho} W} + \bar{\rho} g \quad (3a).$$

Diese drei Gleichungen sind identisch mit den eingangs dargelegten Beziehungen (1) bis (3), sie sind jedoch zusätzlich noch so umgeformt, daß nach Möglichkeit nur der experimentellen Beobachtung unmittelbar zugängliche Größen enthalten sind. So wurde in Gl. (3a) zur Darstellung des Reibungswiderstandes der Zweiphasenströmung nicht die Wandschubspannung, sondern der von Martinelli und Nelson¹¹⁾ vorgeschlagene Ansatz des sogenannten Zweiphasenmultiplikators gewählt. Anstelle der örtlichen Geschwindigkeiten wurde der Massenstrom M in die Gleichungen eingeführt. Dichte und Enthalpie der beiden Phasen können den aus Dampf- und Flüssigkeitstafeln bekannten Zustandsgleichungen entnommen werden.

Gleichungen zur Berechnung des Kreislaufes

Das bis jetzt beschriebene Gleichungssystem berücksichtigt nur die Verhältnisse im beheizten Kanal. Wie oben erwähnt, sind die hydrodynamischen Parameter der übrigen Komponenten des Kreislaufes — d. h. der Umwälzpumpe, der Drosselsysteme vor und hinter dem Kanal sowie evtl. vorhandener, mit kompressiblem Medium gefüllter Räume — von großem Einfluß auf die Strömungsvorgänge und auf das Einsetzen von hydrodynamischen Instabilitäten. Für die Berechnung wurde ein möglichst einfaches Kreislaufschema gewählt, um die mathematische Behandlung des Problems, wie z. B. den Ablauf der Iterationsrechnungen und die Kontrolle der damit verbundenen Konvergenzkriterien möglichst übersichtlich zu halten. Das Schema dieses Kreislaufes gibt Abb. 1 wieder. Von der Umwälzpumpe a wird Wasser über ein Regelventil b zum beheizten Kanal c gefördert, der in diesem Kreislaufschema anstelle des Reaktorkernes oder des Dampferzeugersystems steht. Vor und hinter dem beheizten Kanal befinden sich Drosselstellen d , die z. B. die Gitterplatten am Ein- und Austritt eines Reaktorkernes imitieren. Über ein ver-

tikales Steigrohr e gelangt das im beheizten Kanal erzeugte Wasser/Dampf-Gemisch zum Kondensator f , der als Wärmesenke und gleichzeitig auch als Speicherbehälter dient. Von dort fließt das Kondensat zur Umwälzpumpe zurück. Als zusätzlicher Speicher kann der in Abb. 1 gestrichelt angedeutete Behälter g zwischen Umwälzpumpe und beheiztem Kanal angeschlossen werden, der zum Teil mit kompressiblem Dampf gefüllt ist und als Windkessel wirkt.

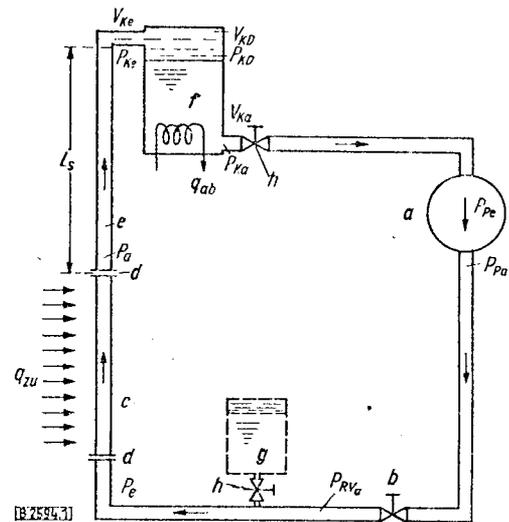


Abb. 1. Der Berechnung zugrunde liegendes Kreislaufschema. a Pumpe, b Regel-Ventil, c beheizter Kanal (Meßstrecke), d Drosselstellen, e Steigrohr, f Kondensator (Speicher), g Druckspeicher, h Ventil.

Für die Abhängigkeit des Pumpen-Förderdruckes von der Umwälzmenge wurde eine einfache Parabel

$$\Delta p_p = a M^2 + b M + c \quad (10)$$

angenommen. Hierin sind a , b und c dimensionsbehaftete Konstanten, die der Pumpenkennlinie anzupassen sind. Für den Druckverlust in den Ventilen wurde das bekannte quadratische Widerstandsgesetz mit empirischen Schätzwerten für den Widerstandsbeiwert und unter Voraussetzung homogener Mischung der Zweiphasenströmung angenommen. Für das Steigrohr hinter dem beheizten Kanal gelten sinngemäß die Glh. (1) bis (3), bzw. (1a) bis (3a) jedoch mit der Vereinfachung, daß es sich hier um adiabate Strömung handelt.

Der Kondensator wurde zur Berechnung in einen Speicher und in eine Wärmesenke unterteilt angesehen. Für die Wärmesenke wird angenommen, daß die im Kondensator abzuführende Wärmemenge gleich der im beheizten Kanal zugeführten Wärmemenge sein muß. Die Kondensationslänge und damit auch das im Kondensator vorhandene, mit Dampf gefüllte kompressible Volumen ist unter Voraussetzung konstanter Wärmeübergangsbedingungen direkt proportional der umgesetzten Wärme. Zur Beschreibung der bei Pulsationen im Kondensator auftretenden Speichervorgänge können in erster Näherung die Glh. (11) und (12)

$$\frac{dV_{Ke}}{dt} = \frac{\epsilon F_{Ke}}{\bar{\rho}} \sqrt{2\bar{\rho}} \left[p_{Ke} - p_{KD} \left(1 + Z \frac{\Delta V_{Ke}}{V_{KD}} - Z \frac{\Delta V_{Ka}}{V_{KD}} \right) \right] \quad (11)$$

$$\frac{dV_{Ka}}{dt} = \frac{\varepsilon F_{Ka}}{\rho_W} \sqrt{2 \rho_W \left[p_{KD} \left(1 + z \frac{\Delta V_{Ke}}{V_{KD}} - z \frac{\Delta V_{Ka}}{V_{KD}} \right) + \rho_W g L_K - \zeta_V \frac{\rho_W}{2} \left(\frac{dV_{Ka}}{F \cdot dt} \right)^2 - p_{pe} \right]} \quad (12)$$

angesetzt werden. Die darin enthaltenen Indices beziehen sich auf die jeweiligen Stellen am Ein- und Austritt des Kondensators und sind in Abb. 1 angegeben. Der Speicherraum des Kondensators, d. h. das mit kompressiblem Dampf gefüllte Volumen V_{KD} , ist zusätzlich von der auszutauschenden Wärmemenge abhängig. Es wurde angenommen, daß sich nur, wie in Abb. 1 dargestellt, am Austritt des Kondensators eine Drosselstelle befindet und das Volumen V_{Ke} ungehindert dem Kondensator zuströmen kann. Der Speichervorgang selbst wurde adiabatisch behandelt und der Dampf vereinfachend als ideales Gas mit dem Adiabatenexponenten γ betrachtet. Schaltet man den in Abb. 1 gestrichelt angedeuteten Speicher zwischen Pumpe und beheizten Kanal in den Kreislauf, so sind die Überströmvorgänge analog Gl. (12) zu berechnen.

Als erste Randbedingung gilt die aus der Hydrodynamik bekannte einfache Überlegung, daß jeder Betriebspunkt immer auf einem Schnittpunkt zwischen Förderkennlinie der Pumpe und Widerstandskennlinie des Kreislaufes liegen muß. Weiterhin ist die Mengestromkontinuität für den gesamten Kreislauf zu wahren.

Für die praktische Durchrechnung des Problems wurden die Differentialgleichungen in Differenzgleichungen umgewandelt und das Gleichungssystem schrittweise auf einer elektronischen Rechenmaschine***) gelöst. Die Zustandsänderung im beheizten Kanal mit Einsetzen der Pulsationen und der damit verbundenen Druckschwankungen führt einmal zu Änderungen im Dampfgehalt α bzw. x , zum anderen aber auch zu geringfügig unterschiedlichen Werten bei den Zustandsgrößen Dichte und Enthalpie der beiden reinen Phasen. Bei der numerischen Berechnung des Problems wurde als Vereinfachung angenommen, daß im Bereich der Druckschwankungen, wie sie bei den hier behandelten Pulsationen und Instabilitäten auftreten, die Änderung der Dichte sowie der spezifischen Enthalpie des Dampfes und des Wassers gegenüber den übrigen Größen vernachlässigbar klein ist. Für die Stoffwerte der flüssigen Phase gilt dies sicher bei allen Systemdrücken und auch bei relativ großen Druckschwankungen. Diese Vereinfachung ist jedoch auch für die Stoffwerte der gasförmigen Phase bei hohen Systemdrücken von 50 bis 100 bar gerechtfertigt, solange diese Druckschwankungen nur rd. 10% vom Wert des Absolutdruckes betragen.

Bei der schrittweisen Berechnung wird von einem stationären Zustand zum Zeitpunkt $t = 0$ ausgegangen, zu dem alle thermo- und hydrodynamischen Größen im Kreislauf bekannt sind. Die Wärmezufuhr zum beheizten Kanal wird dann in kleinen Schritten erhöht, bis sich erste Anzeichen einer Instabilität zeigen. Von diesem Augenblick an wird die Heizflächenbelastung wieder konstant gehalten und die Ausbildung der Instabilitäten, d. h. die zeitliche Änderung des Mengestromes, der Dichteschichtungen längs des Kanals sowie der Druckdifferenz über dem Kanal berechnet. Die stufenweise Erhöhung in der Heizflächenbelastung betrug jeweils nur wenige Prozent vom Ausgangswert. Die Leistung wurde in der Regel nicht bei jedem Rechenschritt erhöht, sondern es wurde immer wieder ein Beruhigungszustand abgewartet.

Beispiele für Rechenergebnisse

Ziel der Rechnungen war es zunächst, die experimentell beobachteten Instabilitäten und Pulsationen^{1,2)} auf rechnerischem Wege nachzubilden. Insbesondere sollte die Rechnung zeigen, ob auch bei einem Einzelkanal periodische Instabilitäten zu erwarten sind, die durch Speichervorgänge in den im Kreislauf vorhandenen, mit kompressiblem Dampf gefüllten Räumen hervorgerufen werden.

Es lag nahe, zunächst Beispiele zu rechnen, die unmittelbar mit Meßergebnissen verglichen werden können. Hierzu konnten die Ergebnisse früherer Arbeiten verwendet werden^{1,2)}, da aus diesen die hydraulischen Auslegungsdaten jeder einzelnen Komponente des Versuchskreislaufes genau bekannt waren. Bei diesen Messungen bestand der beheizte Kanal aus einem innendurchströmten Rohr von 7 mm Dmr.; der Systemdruck konnte von 1 bis 140 bar variiert werden. Das an den Kanal anschließende Steigrohr war sehr kurz und hatte einen rd. 100mal größeren Querschnitt als der beheizte Kanal selbst, so daß sein Einfluß auf die Strömungsvorgänge im Kreislauf vernachlässigt werden konnte. Das Dampfvolmen des Kondensators war so groß, daß alle vom beheizten Kanal kommenden Druckschwankungen darin vollständig gedämpft wurden und für die Umwälzpumpe auf der Saugseite stets stationäre Betriebsbedingungen vorlagen. Diese beiden versuchs-technischen Gegebenheiten erlaubten eine weitere Vereinfachung des aufwendigen Rechenganges und damit eine Verkürzung der Rechenzeiten.

Dem ersten Beispiel liegt bei einem Systemdruck von 70 bar eine Mengestromdichte von 216 g/cm²s zugrunde. Der Speicher zwischen Pumpe und beheiztem Kanal war in Betrieb und hatte ein Dampfvolmen von 0,1 m³. Der beheizte Kanal war rd. 1 m lang und wies konstante Heizflächenbelastung über der ganzen Oberfläche auf. Die Rechnung ergab — ähnlich wie die Messung — daß bei Erreichen einer bestimmten Wärmezufuhr plötzlich Instabilitäten einsetzen, ohne daß irgendein anderer Eingriff in den Versuchskreislauf vorgenommen wird. In Abb. 2 ist der Verlauf des Mengestromes mit Einsetzen von Pulsationen an verschiedenen Stellen des Kreislaufes dargestellt. Über der Zeit sind dort von oben nach unten in den Diagrammen der Verlauf des Mengestromes am Eintritt und Austritt zum beheizten Kanal, die Zu- und Abströmmenge des Speichers sowie die Fördermenge der Umwälzpumpe aufgetragen. Das letzte Diagramm dieser Abbildung gibt Auskunft über die Dichte und damit den Dampfgehalt in jeder Phase am Eintritt des Versuchskanals. Das oberste Diagramm dieser Abbildung zeigt, daß der Zulaufstrom zum beheizten Kanal äußerst großen Schwankungen unterworfen ist und kurzzeitig den Wert Null erreicht. Die Strömungsverhältnisse am Austritt des beheizten Kanals sind — wie man aus dem zweiten Diagramm dieser Abbildung sieht — zu denen am Eintritt genau um 180° phasenverschoben. Insbesondere fällt hier die heftige Ausstoßperiode auf, in

*) Für die Programmierung und numerische Lösung des Gleichungssystems sind die Verfasser Herrn Dipl.-Ing. Balkrishna Isvaran zu Dank verpflichtet.

der in kurzer Zeit große Mengen den beheizten Kanal verlassen. Die im dritten Diagramm des Bildes dargestellte Speicherung im Druckbehälter ist ebenfalls phasenverschoben zum Einströmvorgang. Es sind hierbei

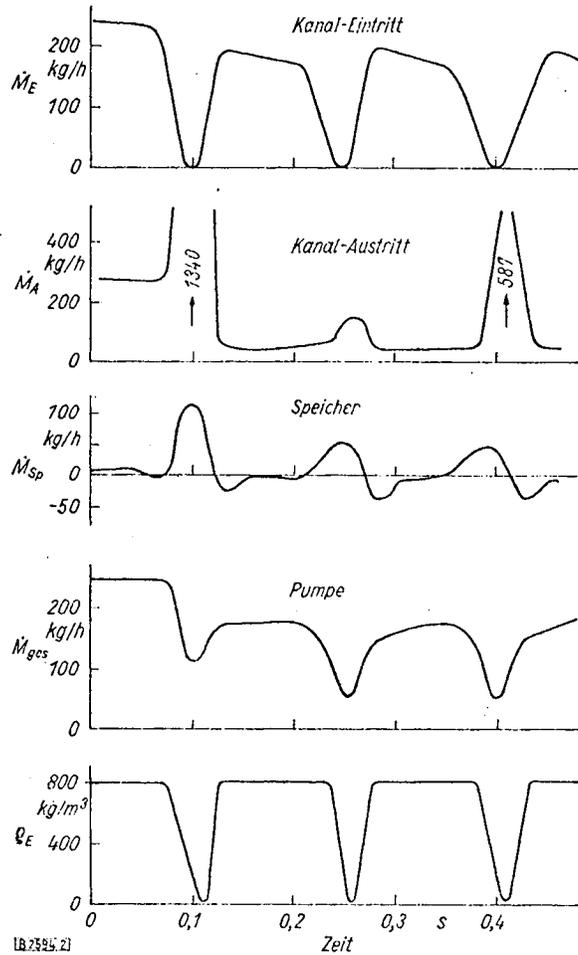


Abb. 2. Rechenergebnisse von Pulsationen für einen Systemdruck von 70 bar.
Druckspeicher: kompressibles Volumen $V_{SpD} = 0,1 \text{ m}^3$
beheizter Kanal: $D = 7 \text{ mm}$, $L = 1 \text{ m}$.

die dem Speicher zuströmenden Mengen positiv, die aus dem Speicher abströmenden Mengen negativ gezählt. Die Summe aus Zuflussmenge zum Kanal und Speicherstrom entspricht für diesen speziellen Fall der Fördermenge der Pumpe. Da der Speicher bei Blockierung des Kanalzulaufes nicht die gesamte Fördermenge der Pumpe aufnehmen kann, treten auch hier erhebliche Schwankungen auf. Durch den heftigen Ausstoßvorgang und das gleichzeitige Zusammenbrechen der Zulaufströmung befindet sich für einen Augenblick nur Dampf in dem beheizten Kanal, dessen Wärmeübergangsbedingungen in der Praxis oft nicht ausreichen, den eingebrachten Wärmestrom bei für das Material zulässigen Temperaturen abzuführen.

Es muß nun geprüft werden, ob der zwischen Pumpe und beheiztem Kanal als Speicher geschaltete Druckbehälter für das periodische Auftreten der Instabilitäten maßgeblich oder wesentlich ist. In Abb. 3 sind für einen Druck von 100 bar Rechenergebnisse mit und ohne diesen Speicher einander gegenübergestellt. Alle sonstigen hydro- und thermodynamischen Parameter sind für beide Beispiele gleich. Die Diagramme zeigen die Strömungsvorgänge am Ein- und Austritt des beheizten Kanals sowie den Dichteverlauf und weisen völlig

analog zu Abb. 2 das vorher diskutierte charakteristische Verhalten auf. Ohne den Speicher wird die periodische Instabilität keineswegs aperiodisch, sondern es ändern sich nur die Frequenz und in geringfügigem

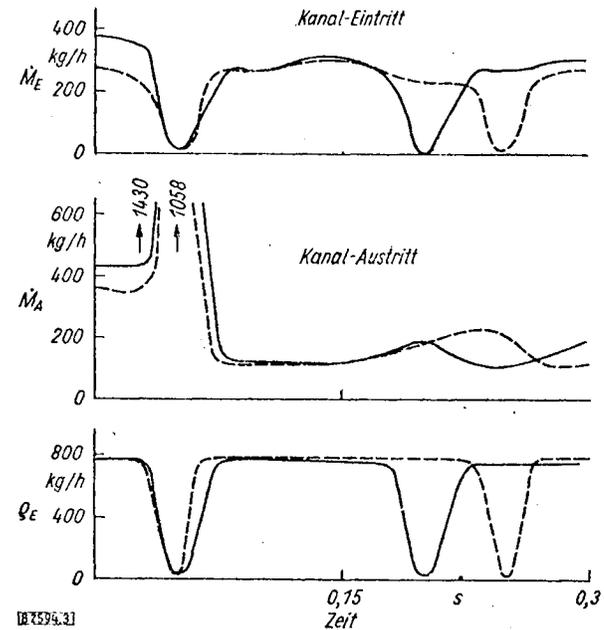


Abb. 3. Rechenergebnisse von Pulsationen für einen Systemdruck von 100 bar.
— kompressibles Volumen $V_{SpD} = 0,1 \text{ m}^3$,
- - - kompressibles Volumen $V_{SpD} = 0$,
beheizter Kanal: $D = 7 \text{ mm}$, $L = 1 \text{ m}$.

Maße die Amplitude der Schwingungen. Hieraus ergibt sich, daß das übrige System genügend Speichermöglichkeiten besitzt, um periodische Instabilitäten auftreten zu lassen. Wie bereits in Abb. 2 zu beobachten war, überlagert sich dem Ausstoßvorgang anscheinend eine zweite Schwingung, die bewirkt, daß sich hohe und niedrige Amplituden im Ausströmmaximum abwechseln. Auch die früheren Messungen bewiesen, daß ein kompressibles Volumen vor dem beheizten Kanal keine zwingende Voraussetzung für das Auftreten einer periodischen Instabilität ist.

In Abb. 4 sind Messungen von Schwingungsvorgängen dargestellt, die bei nahezu analogen Parametern ausgeführt wurden, wie sie den berechneten Ergebnissen der Abb. 2 und 3 zugrunde liegen. Die Pulsations-

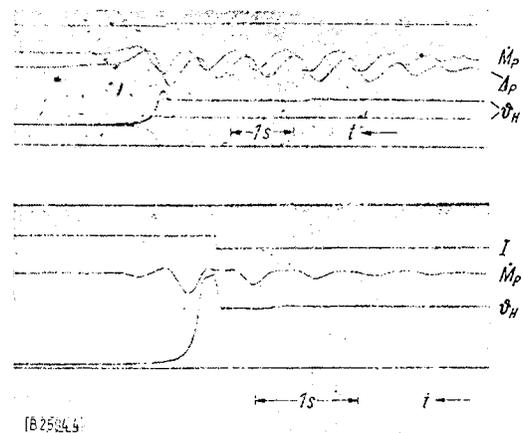


Abb. 4. Meßergebnisse von Pulsationen für Systemdrücke von 70 bar (oben) und 100 bar (unten).
Druckspeicher: kompressibles Volumen $V_{SpD} = 0,08 \text{ m}^3$,
beheizter Kanal: $D = 7 \text{ mm}$, $L = 0,56 \text{ m}$.

frequenzen bei Messung und Rechnung stimmen, relativ gut überein. Sie liegen bei der Berechnung in der Größenordnung von 2 bis 3 Hz, bei den Messungen bei 2 Hz. Am Verlauf der Heizflächentemperatur in Abb. 4 kann man erkennen, daß diese Pulsationen zu einem unzulässigen hohen Temperaturanstieg der Heizfläche und damit zu einem Burnout führen.

Für das Einsetzen der Instabilität, gleichgültig ob aperiodisch oder periodisch, ist die Zweiphasenreibung im beheizten Kanal von erheblicher Bedeutung. Die Rechenergebnisse hängen deshalb wesentlich davon ab, welches der aus der Literatur bekannten Modelle für den Zweiphasendruckverlust zugrunde gelegt wird. In der vorliegenden Arbeit wurde die Methode von Martinelli und Nelson herangezogen, die jedoch den Einfluß des unterkühlten Siedens nicht berücksichtigt und daher den Anstieg des Druckverlustes mit dem Dampfgehalt x bei kleinen Werten zu schwach wiedergibt, sowie das Maximum im Verlauf dieser Kurve in Richtung auf zu hohe x -Werte verlagert. Dies kann der Grund sein, warum die Rechnung erst bei höheren Dampfgehalten das Instabilwerden der Strömung anzeigt, als es bei der Messung in Wirklichkeit der Fall war.

Messungen bei Umgebungsdruck lassen sich bekanntlich aus Gründen der Versuchstechnik relativ bequem ausführen und erlauben einfachere Meßsonden zur Bestimmung des Dampfgehaltes im beheizten Kanal anzuwenden. Aus Gründen dieser etwas erweiterten meßtechnischen Möglichkeiten soll deshalb hier ein Vergleich zwischen Messung und Rechnung bei niedrigen Systemdrücken gebracht werden, selbst auf die Gefahr hin, daß die in der Rechnung zugelassene Vernachlässigung der Differentialquotienten $d\rho/dp$ sowie dh/dp für Dichte und Enthalpie in diesem Bereich das Ergebnis bereits beeinflusst. In Abb. 5 sind berechnete Ergebnisse der Strömungsvorgänge bei einem Systemdruck von 1,5 bar aufgetragen. Das Verhältnis der Länge des beheizten Kanals zum Kanaldurchmesser betrug $L/D = 70$, die Auslegungsdaten des Kreislaufes waren dieselben wie bei den vorher gezeigten Beispielen.

Abb. 5 zeigt, wie der von der Pumpe kommende Mengenstrom mit Einsetzen der Pulsationen zum großen Teil dem Speicher zufließt, und die Fördermenge der Pumpe trotz der Instabilitäten im beheizten Kanal konstant bleibt. Da die Frequenz der Pulsationen im Vergleich zu den Beispielen von vorher erheblich, nämlich auf 0,4 bis 0,5 Hz abgenommen hat, ist jetzt der Speicher in der Lage, die überschüssige Fördermenge der Pumpe zu jedem Zeitpunkt voll aufzunehmen, bzw. sie bei Phasenwechsel wieder abzugeben. Im vorletzten Diagramm von Abb. 5 sind die Dichteverhältnisse am Ende — also auf der Abströmseite — des beheizten Kanals aufgetragen. Sie zeigen, daß kurze Perioden reiner Wasserströmung mit relativ langen Zeitabschnitten abwechseln, in denen nur Dampf gesättigter oder auch überhitzter Zustand vorhanden ist. Im letzten Diagramm ist noch der Druckabfall über dem beheizten Kanal wiedergegeben. Er ist die bestimmende Größe für den Mengenstrom und verläuft deshalb zwar leicht phasenverschoben, aber doch analog der Zuströmmenge.

Die Ergebnisse der Messung für diese Versuchsbedingungen zeigt Abb. 6 in Form von Oszillogrammen der

Druckdifferenz, des Dampfgehaltes und der Heizflächentemperatur im Kanal. Der Dampfgehalt am Ende des Versuchskanals wurde mit einer sogenannten Blasen-sonde¹⁾ bestimmt. Beim Vergleich des mittels Blasen-sonde aufgezeichneten Dampfgehaltes und des Dichtediagrammes aus Abb. 5 ist zu beachten, daß die im Oszillogramm mit Dampf bezeichnete Linie immer einem Dichteminimum entspricht, also die Maxima im Oszillogramm den Minima im berechneten Dichtedia-

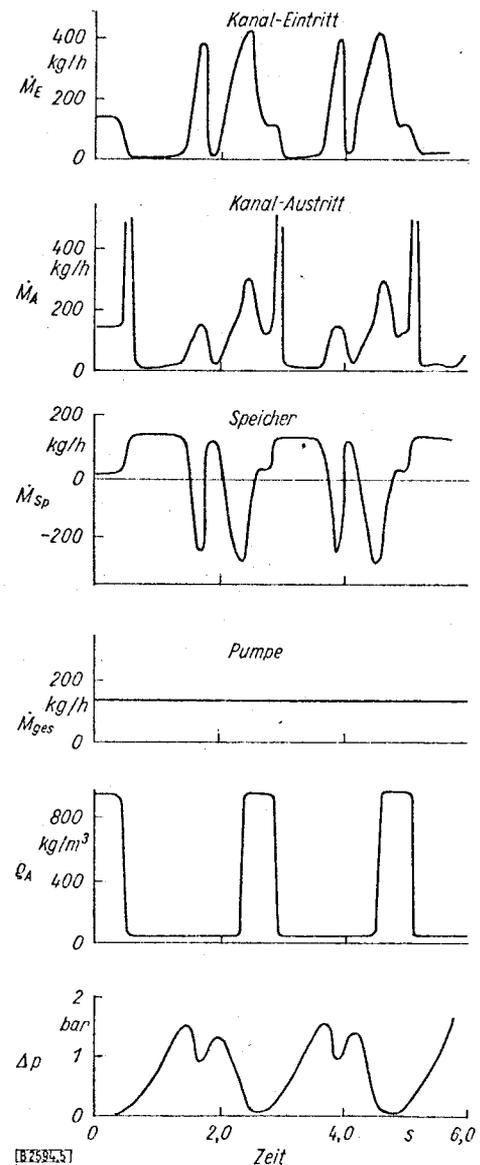


Abb. 5. Rechenresultate von Pulsationen für einen Systemdruck von 1,5 bar.

Druckspeicher: kompressibles Volumen $V_{SpD} = 0,1 \text{ m}^3$, beheizter Kanal: $D = 7 \text{ mm}$, $L = 0,5 \text{ m}$.

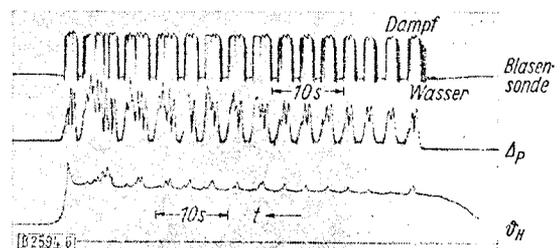


Abb. 6. Meßergebnisse von Pulsationen für einen Systemdruck von 1 bar.

Druckspeicher: kompressibles Volumen $V_{SpD} = 0,05 \text{ m}^3$, beheizter Kanal: $D = 7 \text{ mm}$, $L = 0,7 \text{ m}$.

gramm zugeordnet sind. Die Messung zeigt, genau wie die Berechnung, kurze Phasen reiner Wasserströmung, die mit längeren Zeiten abwechseln, in denen am Ende des Versuchskanals nur Dampf vorhanden ist. Die gemessenen Kurven der Druckdifferenz an dem Kanal stimmen ebenfalls sehr gut mit den berechneten Ergebnissen überein. In dem Oszillogramm ist noch zusätzlich die Temperatur der wärmeabgebenden Heizfläche erfaßt, die in der Rechnung nicht behandelt wurde und deshalb nicht zum Vergleich herangezogen werden kann. Zum Schluß sei noch kurz ein Beispiel für Strömungsvorgänge bei Leistungsänderungen in parallelen Kanälen aufgezeigt. Die mathematische Behandlung dieses Problems erfordert nur noch die zusätzliche Randbedingung, daß zu jedem Zeitpunkt am Ein- und Austritt der beiden parallel geschalteten Kanäle Druckgleichheit herrschen muß. In Abb. 7 ist dargestellt, wie sich die Mengenströme in beiden Kanälen verhalten, wenn bei Leistungstransienten*) und unterschiedlichem Leistungsniveau in einem Kanal plötzlich Sieden einsetzt. Mit Beginn der momentanen Instabilität wurde die Heizleistung konstant gehalten; es ist deutlich zu sehen, wie sich die Vorgänge in beiden Kanälen wieder stabilisieren. Infolge des aus der Blasenbildung beim Sieden resultierenden höheren Reibungswiderstandes ist jedoch der Mengenstrom durch den höher beheizten Kanal wesentlich geringer.

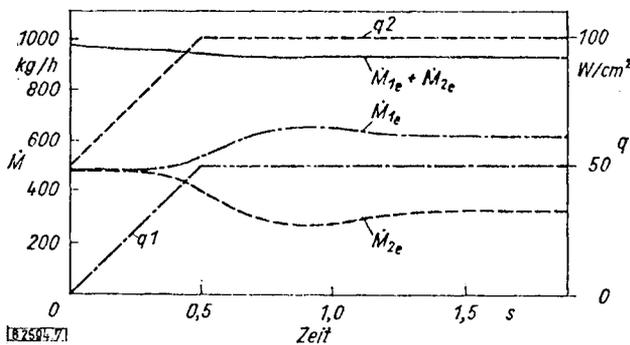


Abb. 7. Rechenergebnisse von Pulsationen für einen Systemdruck von 100 bar. Druckspeicher: kompressibles Volumen $V_{SPD} = 0,1 \text{ m}^3$, beheizte Kanäle: je Kanal $D = 7 \text{ mm}$, $L = 3 \text{ m}$.

Schlußbetrachtungen

Wie bereits einleitend erwähnt, soll dieses Rechenschema zur Interpretation von Meßergebnissen sowie zur Anwendung dieser Meßergebnisse auf die Auslegung von Druck- und Siedewasserreaktoren herangezogen werden. In der hier dargestellten Form ist unter anderem noch die Vereinfachung enthalten, daß die Wärmespeicherung in der Heizfläche sowie die Veränderung der Wärmeübergangszahl über den Verlauf der Mengenstromschwankungen vernachlässigt wurde. Für die hier dargestellten Vergleiche mit Versuchsergebnissen ist die Vernachlässigung der Wärmespeicherung durchaus zulässig, da die Versuchskanäle aus direkt elektrisch beheizten Rohren von nur 0,5 mm Wandstärke bestanden. Für die Übertragung der Versuchsergebnisse auf die Gegebenheiten eines Reaktors oder eines fossil beheizten Kessels müssen die Speichervorgänge in den Brennstoffstäben oder in den Kes-

*) Unter Leistungstransienten versteht man sehr rasche Leistungssteigerungen.

selrohren berücksichtigt werden, was jedoch keine prinzipielle Schwierigkeit, sondern lediglich eine erhebliche Verlängerung der Rechenzeit bedeutet. Die Wärmeübergangszahlen beim Sieden sind im allgemeinen sehr hoch, und ihre Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit unter den Bedingungen der Zwangskonvektion ist nicht ausreichend bekannt, so daß eine Berücksichtigung dieses Parameters im Rechenprogramm auf der einen Seite nur schwer möglich, auf der anderen Seite aber auch nicht notwendig erscheint. Ein wesentlicher Faktor für die Instabilität in Siedewasserkanälen ist, besonders im Bereich des unterkühlten Siedens, der bei den Messungen häufig beobachtete Siedeverzug. Zur Imitation dieses Vorganges ist vorgesehen, dem Wärmestrom eine periodische Schwankung von geringer Amplitude und einer Frequenz, wie sie mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet werden konnte, zu überlagern. Es wird dabei angenommen, daß die im überhitzten Wasser gespeicherte Energie erst dann Einfluß auf die Strömungsvorgänge im Kanal gewinnt, wenn sie in Form von Verdampfungswärme schließlich freigesetzt werden kann. Da ein Siedeverzug vor allem im Bereich der Abstandshalter, wo sich Stauzonen ausbilden, festgestellt wurde, ist deshalb vorgesehen, die periodischen Schwankungen in der Wärmezufuhr nur über kurze Bereiche des Kanales sich erstrecken zu lassen.

Eingegangen am 25. August 1968 (B 2594)

Literatur

- 1) F. Mayinger, O. Schad u. F. Weiß: Brennstoff-Wärme-Kraft 18, 288/94 [1966] sowie Euratom-Bericht EUR 3347c, Brüssel 1967.
- 2) F. Mayinger, D. Bärman u. D. Hein, diese Ztschr. 40, 515/21 [1968].
- 3) M. Ledinegg, Wärme 61, 891/98 [1938].
- 4) E. R. Quandt: Analysis and measurements of flow oscillations, Westinghouse Atomic Power Laboratory T-1134, March 1960.
- 5) J. E. Meyer u. R. P. Rose, Trans. ASME, Series C, 85, 1 [1963].
- 6) F. van der Walle u. H. J. Lamein, WW 016-R 50. Techn. Univ. of Eindhoven, Eindhoven 1963.
- 7) N. Zuber u. F. W. Staub, Nuclear Sci. Engng. 30, 268/78 [1967].
- 8) S. G. Bankoff, Trans. ASME, Series C, 82, 265 [1960].
- 9) A. B. Jones, Hydrodynamic stability of a boiling channel, Knolls Atomic Power Laboratory 2170, October 2, (1961), Knolls Atomic Power Laboratory 2290, August 18, (1964), (Part 4).
- 10) A. B. Jones u. A. G. Dight, Hydrodynamic stability of a boiling channel, Knolls Atomic Power Laboratory 2208, April 20, (1962), (Part 2), Knolls Atomic Power Laboratory 2290, June 20, (1963), (Part 3).
- 11) R. C. Martinelli u. D. B. Nelson, Trans. Amer. Soc. mechan. Engr. 70, 695 [1948].

Wichtige Formelzeichen

a, b, c	Dimensionsbehaftete Konstanten
D	Durchmesser des beheizten Kanales
F	Durchströmter Querschnitt
g	Erdbeschleunigung
h	spezifische Enthalpie
I	Stromstärke
L	Länge

\dot{M}	Mengenstrom
\dot{m}	Mengenstromdichte
p	Druck
Δp	Druckdifferenz
q	Wärmestromdichte
q_{BO}	kritische Heizflächenbelastung
S	Schlupffaktor
t	Zeit
V	Volumen
w	Strömungsgeschwindigkeit
x	auf die Masse bezogener Dampfgehalt
z	Längenkoordinate
α	Volumetrischer Dampfgehalt
ε	Durchflußzahl
ζ	Drosselbeiwert

ϑ	Temperatur
γ	Adiabatexponent
λ	Widerstandsbeiwert
ρ	Dichte
τ	Wandschubspannung

Indices

a	Austritt	S	Steigrohr
D	Dampf	SP	Speicher
e	Eintritt	V	Ventil
H	Heizfläche	W	Wasser
K	Kondensator	1	beheizter Kanal 1
P	Pumpe	2	beheizter Kanal 2
RV	Regelventil		