

Sieden — Stabilisator und Störfaktor sicheren Betriebes*

Franz Mayinger**

Sieden wird in der Energie- und Verfahrenstechnik dann angewandt, wenn es gilt, große Wärmemengen zu transportieren und hohe Leistungsdichten zu erzielen. Die wegen des hohen Wärmeübergangskoeffizienten und der damit kleinen Temperaturdifferenzen an sich schon hohe stabilisierende Wirkung des Siedens wird noch dadurch verbessert, daß sich der Wärmeübergang mit zunehmendem Energieangebot verbessert. Selbst im Normalbetrieb einphasiger, flüssiger Kühlung können Leistungsschwankungen ohne unzulässige Temperaturerhöhungen durch einsetzendes unterkühltes Sieden zunächst sicher aufgefangen werden. Bei Überschreiten einer kritischen Heizflächenbelastung setzt aber Filmsieden ein, wodurch sich der Wärmeübergangskoeffizient um Größenordnungen verringern kann. — In Apparaten, in denen ein Fluid mit hohem Dampf- oder Gasgehalt strömt, ist man für einen guten Wärmetransport darauf angewiesen, daß ein hinreichend dicker Flüssigkeitsfilm an den wärmeaustauschenden Flächen existiert. Auch hier kann Sieden den Wärmetransport stabilisieren oder destabilisieren.

Boiling — stabilizer and destabilizer of safe operation. Boiling is used in power- and chemical engineering if large quantities of energy have to be transported and if high heat-flux densities have to be applied. The stabilizing action of boiling, which is already high due to the large heat transfer coefficients and small temperature differences, is further improved by the fact that heat transfer still increases with increasing energy addition. Even if single-phase liquid flow is present under normal operation conditions power fluctuations can be overcome without impermissible temperature rise due to the onset of subcooled boiling. Beyond a critical heat-flux, however, film boiling starts which decreases the heat transfer coefficient by orders of magnitude. In apparatus in which the fluid is transported under conditions of high void fraction it should be ensured that the liquid film at the wall is thick enough to guarantee a sufficient heat transport. Also, under these conditions boiling can stabilize or destabilize the energy transport.

1 Das Fluid als Energie- und Stoffträger

Fluide dienen in der Verfahrens- und Energietechnik dem Wärme- und Stofftransport. Wärme und Stoff können an einer festen Wand bzw. an einer Phasengrenze vom Fluid aufgenommen oder abgegeben werden, sie können aber auch im Fluid als Beladung durch Zwangs- oder Naturkonvektion weitergetragen werden.

Bei allen Verfahren der Energie- und Stoffwandlung spielen damit Fluide als Träger der Transportvorgänge eine wesentliche Rolle. Die Bezeichnung Fluid steht hier wie üblich als übergeordneter Begriff für einen fließfähigen Stoff, der flüssig, gasförmig oder auch mehrphasig sein kann.

Sieden setzt ein zumindest teilweise flüssiges Fluid voraus, dem von außen Energie zugeführt wird, oder das durch Druckabsenkung in einen thermodynamischen Ungleichgewichtszustand gelangt, der unterhalb des Sättigungszustandes liegt. Sieden ist mit einem heftigen Impuls-, Energie- und Stofftransport über die Phasengrenze zwischen Flüssigkeit und Dampf verbunden. Der Phasenwechsel in Richtung Dampf absorbiert große Wärmemengen, die als latente Verdampfungswärme im Dampf enthalten sind. Er verursacht aber auch eine sehr starke Volumenzunahme, da der

Dampf eine geringere Dichte als die Flüssigkeit besitzt. Aus diesen sehr einfachen Betrachtungen läßt sich bereits erkennen, daß Sieden sowohl eine stabilisierende als auch eine störende Wirkung auf den Betrieb eines Prozesses haben kann. Stabilisierend äußert sich die Möglichkeit der Wärmespeicherung im Dampf in Form von Verdampfungswärme, und störend kann die Volumenzunahme den Transportprozeß beeinflussen, da sie eine Beschleunigung der Strömung bedingt, welche zusätzliche Pumpleistung erfordert. Sie kann aber auch die Konvektion antreiben, nämlich dann, wenn der zusätzliche Auftrieb der Dampfblasen in der gewünschten Transportrichtung wirkt. Stabilisierung oder Störung des Prozesses beim Sieden ist deshalb nicht ein unabdingbares Phänomen per se, sondern es ist häufig das Ergebnis einer fluiddynamisch wohlüberlegten oder ungeschickten Auslegung der Strömungsführung im Prozeß. Eine stabilisierende Auslegung setzt hinreichende Kenntnisse der thermo- und fluiddynamischen Phänomene beim Sieden voraus.

2 Wärmeübergang und Strömungsphänomene beim Sieden

In technischen Apparaten erfolgt die Verdampfung meist unter Zwangskonvektion, wobei sich der Auftriebskraft der Blasen eine längs der Heizfläche wirkende Druckdifferenz überlagert, welche die Strömungsverhältnisse weitgehend bestimmt.

Es sollen beispielhaft die verschiedenen möglichen Verdamp-

* Vortrag auf dem Jahrestreffen der Verfahrens-Ingenieure, 28. bis 30. Sept. 1983 in Nürnberg.

** Prof. Dr.-Ing. F. Mayinger, Lehrstuhl A für Thermodynamik, Technische Universität München, Arcisstr. 21, 8000 München 2.

fungs- und Strömungsphänomene bei Zwangskonvektion an einem vertikalen Rohr betrachtet werden, dem von unten reine Flüssigkeit zuströmt, deren Temperatur unterhalb der dem Druck zugehörigen Sättigungstemperatur liegt. Die Rohrwand sei gleichmäßig über den Umfang und die Länge beheizt und die Flüssigkeit soll über die Rohrlänge stetig verdampfen, so daß aus dem Rohr reiner Satttdampf oder auch überhitzter Dampf abströmt. Abb. 1 zeigt die in einem solchen Rohr zu erwartenden Verdampfungs- und Strömungsphänomene sowie die Temperaturen von Wand und Fluid¹⁾.

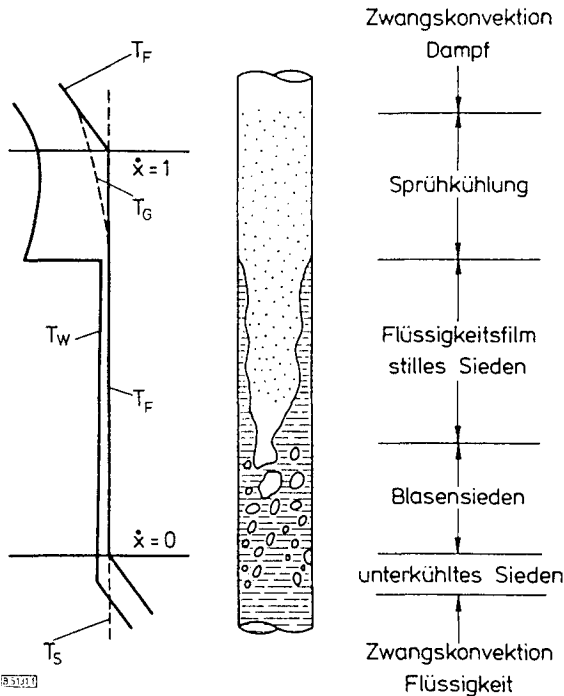


Abb. 1. Verdampfungs- und Strömungsphänomene in einem Siederohr.

Im unteren Bereich wird zunächst die Flüssigkeit bei den Strömungsbedingungen der einphasigen Zwangskonvektion erwärmt, solange die Wandtemperatur noch nicht einen Wert erreicht hat, der ausreicht, um Dampfblasen an der Heizfläche zu bilden. Nach einem bestimmten Strömungsweg stellt man dann Blasenbildung an der Heizfläche fest, obwohl die Flüssigkeit im Mittel noch nicht die Sättigungstemperatur erreicht hat. Die Blasen kondensieren teilweise wieder unmittelbar an der Wand, etwas später können sie sich dann auch von der Wand ablösen und kondensieren erst langsam in dem Maße, wie sie in die Rohrmitte getragen werden, wo sie kältere Flüssigkeit vorfinden. Man nennt diesen Vorgang „unterkühltes Sieden“. Das unterkühlte Sieden wird dadurch bewirkt, daß quer zur Rohrachse Temperaturunterschiede bestehen, da die den wandnahen Flüssigkeitszonen übertragene Wärme nicht rasch genug durch Temperaturausgleich der Strömung im Kern weitergegeben werden kann. Dadurch kann sich unmittelbar an der Wand relativ früh Sättigungstemperatur einstellen.

Nach Erreichen der Sättigungstemperatur herrscht solange Blasensieden, solange der Flüssigkeitsfilm dick genug ist, um Blasen darin entstehen und wachsen zu lassen. Dies ist sicher gegeben, solange die Strömungsformen Blasen-, Kolbenblasen- und Schaumströmung vorhanden sind. Für die Abschät-

zung der Filmdicke bei der dann anschließenden Ringströmung ist zu beachten, daß ein Teil der Flüssigkeit auch als Tropfen im Dampfkern getragen wird. Man nennt diesen, im Dampfkern getragenen Tropfenanteil das „Entrainment“. Es kann schließlich der Zustand erreicht sein, bei dem der Flüssigkeitsfilm an der Wand dünn genug ist, um die Wärme durch Konvektion und Leitung ohne Blasenbildung an die im Kern schneller strömende Dampfphase zu transportieren. Die Übertemperatur der an der Wand unmittelbar anliegenden Flüssigkeit reicht dann nicht mehr aus, um die Bedingungen für die Keimbildung zum Blasensieden zu erfüllen. Die sich von der Wand lösenden heißen Flüssigkeitsballen verdampfen nun auf der dem Dampf zugewandten freien Oberfläche des Flüssigkeitsfilmes, was man „stilles Sieden“ nennt. Damit hat sich aber der Wärmetransportmechanismus gegenüber dem Blasensieden grundsätzlich gewandelt.

Im weiteren Verlauf der Verdampfung und der Strömung durch das Rohr wird der Flüssigkeitsfilm schließlich an der Wand verschwinden. Dies ist nicht nur eine Folge der Wärmezufuhr, sondern wird auch durch Scherkräfte des Dampfstromes bewirkt. Dieses Trockengehen der Wand nennt man im Englischen „Dryout“ und stromabwärts davon spricht man vom „Post-dryout“. Die Kühlung der Wand übernimmt jetzt eine Sprühströmung und der Wärmetransport zu den Flüssigkeits-Tropfen erfolgt auf dem Umweg über die Dampfphase. Deshalb muß der Dampf wärmer sein als die Flüssigkeit, d. h. er ist überhitzt und das Gemisch befindet sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht.

Die Verteilung der Phasen über den Querschnitt ist in starkem Maße abhängig vom Dampfgehalt, d. h. der Menge des Dampfes im Gemisch. Daraus resultiert dann auch die Strömungsform, nämlich Blasen-, Kolbenblasen-, Ring- oder Sprühströmung. Beim unterkühlten Sieden konzentriert sich der Dampf naturgemäß an die Wand, da er dort entsteht und nach kurzem Laufweg auch wieder kondensiert. Aber auch bei geringen Dampfgehalten weist der Dampfanteil in der Nähe der beheizten Rohrwand – wie Kurve 1 in Abb. 2 zeigt – ein Maximum auf. Bei höheren Dampfgehalten verschiebt sich dieses Maximum zur Kanalmitte. Dieser Verlauf (Kurve 2) ist typisch für die Ringströmung, bei der sich ein Flüssigkeitsfilm an der Wand befindet und der Dampf, beladen mit Flüssigkeits-Tropfen, im Kern strömt. Die Tropfenkonzentration nimmt zur Wand hin zu [1].

Einen anschaulichen Eindruck von der Strömungsverteilung bei Schaum- und bei Ringströmung vermittelt Abb. 3 [2]. Sie zeigt das obere Ende eines Rohres, in dem ein Dampf/Flüssigkeits-Gemisch unter Wärmezufuhr aus der Wand aufwärts strömt. In der linken Aufnahme herrscht gerade noch Schaumströmung und Flüssigkeitsbrücken über die Wand beginnen aufzureißen. In der rechten Aufnahme, welche die Verhältnisse bei höherem Dampfgehalt wiedergibt und den Zustand der Ringströmung zeigt, erkennt man, daß der Flüssigkeitsfilm keineswegs – wie üblicherweise idealisierend angenommen wird – gleichmäßig, sondern vielmehr schwallförmig über den Rohrumfang verteilt ist. Man sieht, daß bei ausgebildeter Ringströmung die Tropfendurchmesser kleiner als 1 mm sind.

Die physikalischen Vorgänge beim Wärmetransport durch Sieden unter freier Konvektion waren schon sehr früh Gegenstand zahlreicher experimenteller Untersuchungen und theoretischer Überlegungen. Die ersten systematischen Arbeiten stammen aus den 30er Jahren. Die Ergebnisse wurden und werden auch heute noch häufig in Form der sog. Nukijama-Kurve [3] dargestellt. Dabei ist, wie in Abb. 4

1) Eine Zusammenstellung der Formelzeichen befindet sich am Schluß des Beitrages.

gezeigt, über der Temperaturdifferenz zwischen Heizfläche und Fluid die Wärmestromdichte aufgetragen. In Abb. 4 ist dies für zwei unterschiedliche Strömungszustände durchgeführt, nämlich den der freien und den der Zwangskonvektion. Zusätzlich wurde der Druck variiert, wobei bei der freien

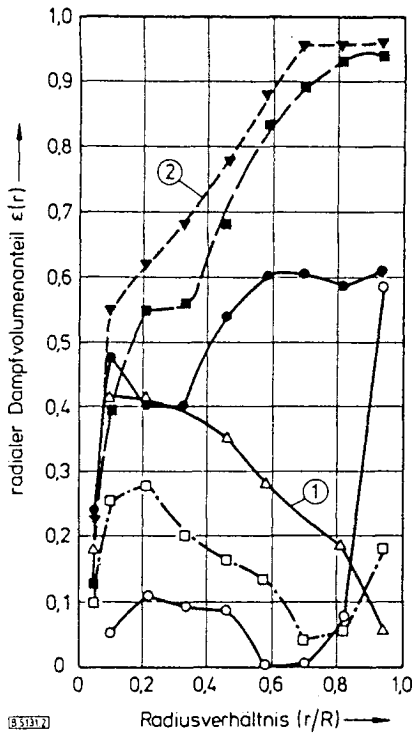


Abb. 2. Radiale Dampfgehaltsverteilung ($p/p_{krit} = 0,22$, $\dot{m} = 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$). $\circ x = -0,045$, $\square x = -0,0077$, $\triangle x = 0,0232$, $\bullet x = 0,0596$, $\blacksquare x = 0,109$, $\blacktriangledown x = 0,162$.

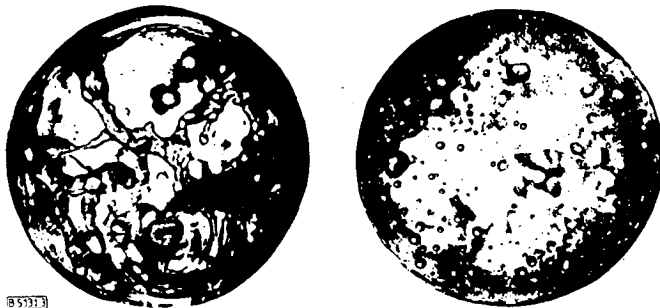


Abb. 3. Phasenverteilung im Rohr ($D = 14 \text{ mm}$).

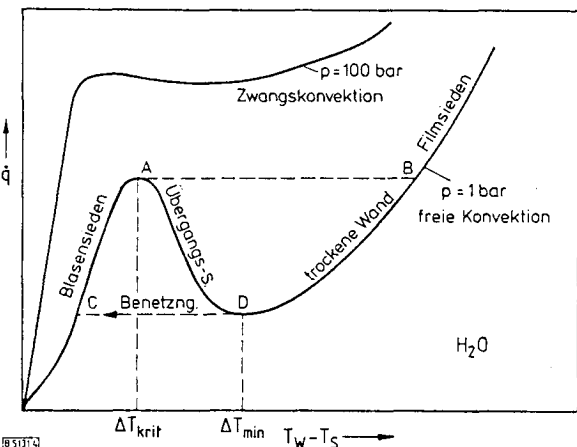


Abb. 4. Nukijama-Kurve für freie Konvektion und Zwangskonvektion.

Konvektion ein niedriger und bei der Zwangskonvektion ein hoher Druck gewählt wurde. Der Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten ergibt sich einfach dadurch, daß man die Wärmestromdichte \dot{q} durch die Temperaturdifferenz $\Delta T_{w,s}$ dividiert.

Bei geringen Wärmestromdichten erfolgt der Energietransport allein durch einphasige, freie Konvektion und die Verdampfung tritt erst auf der freien Oberfläche der Flüssigkeit ein. Der Beginn der Blasenbildung an der Heizfläche, d. h. das Blasensieden, bewirkt einen Knick im Verlauf der Kurve, da sich jetzt die Wärmeübergangsverhältnisse plötzlich entscheidend und danach stetig verbessern. Steigert man die Heizflächenbelastung weiter, so erreicht man schließlich einen Bereich, in dem die Transportvorgänge beim Blasensieden nicht mehr hydrodynamisch stabil sind, da wegen der dichten Blasenpopulation und den großen Dampfströmen die Flüssigkeit die Heizfläche nicht mehr hinreichend gut erreichen kann. Die Siedeform ändert sich zum Filmsieden, das um Größenordnungen geringere Wärmeübergangskoeffizienten aufweist als Blasensieden. Man hat also jetzt eine erhebliche Störung im Wärmeübergangsmechanismus. Dieser Umschlag vom Blasen- zum Filmsieden wird „Siedekrise“ genannt und man spricht von „kritischer Heizflächenbelastung“. Bei hohen Drücken und Zwangskonvektion verläuft die Nukijama-Kurve jenseits der kritischen Heizflächenbelastung – wie die obere Kurve in Abb. 4 demonstriert – wesentlich flacher und die Temperaturerhöhung der Heizfläche bei Eintritt der Siedekrise kann wesentlich geringer ausfallen. Der Kurvenzug A – D in Abb. 4 repräsentiert den Bereich des Übergangssiedens. Dieser Wärmetransportmechanismus läßt sich an einer Heizfläche nur dann aufrechterhalten, wenn nicht die Heizflächenbelastung, sondern die Heizflächentemperatur vorgegeben ist. Bei Prozessen mit aufgetragener Temperatur besteht zwar nicht die Gefahr eines Überhitzens der Heizfläche, aber der Wärmetransport bricht trotzdem zusammen.

Diese Art der Siedekrise, die man im Angelsächsischen auch „departure from nucleate boiling“ nennt, tritt bei Zwangskonvektion relativ selten auf, da die dafür notwendigen sehr hohen Heizflächenbelastungen in technischen Apparaten selten erreicht werden. In genügend langen Verdampferrohren wird aber durch Sieden der Flüssigkeitsanteil im Fluid allmählich so gering, daß nurmehr ein dünner Flüssigkeitsfilm an der Wand vorhanden ist, der schließlich durch Verdampfung, aber auch durch Schubspannungskräfte aus dem im Kern schneller strömenden Dampf austrocknet. Man gelangt dann zum Dryout, nach dem die Wand nur noch durch eine Sprühströmung gekühlt wird. Durch die starke Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten hinter der Dryout-Stelle steigt die Temperatur der wärmeabgebenden Wand stark an, wie Abb. 5 demonstriert. Der dort skizzierte Verlauf ist typisch für Zwangsdurchlauf-Dampferzeuger, z. B. der Benson-Bauart. Der Wärmetransport von der Wand erfolgt jetzt unmittelbar an den Dampf und nicht mehr – oder höchstens in verschwindend kleinem Maße – an kurzzeitig benetzende Flüssigkeitstropfen, die im Dampfstrom aus den stromaufwärts gelegenen Gebieten, in denen die Wand noch benetzt war, mitgetragen werden. Der Dampf wird an der Wand überhitzt und kann, je nach thermo- und fluiddynamischen Bedingungen, diese Flüssigkeitstropfen teilweise, bei genügend langem Strömungsweg auch vollständig, verdampfen.

Aus diesen einfachen, rein phänomenologischen Betrachtungen kann man bereits die Vielfalt der fluiddynamischen Situationen und der Wärmeübergangsmechanismen erken-

nen. Für einen möglichst inhärent sicheren Betrieb gilt es, die stabilisierende und damit die störeinflußdämpfende Wirkung des Siedens auszunutzen und kritische Gebiete und Zustände zu vermeiden. Das erste Gebiet, das man mit Einsetzen des Siedens erreicht, ist das des unterkühlten Siedens. Es kann – je nach Auslegung der Anlage oder des Apparates – zugleich stabilisierend und störend wirken.

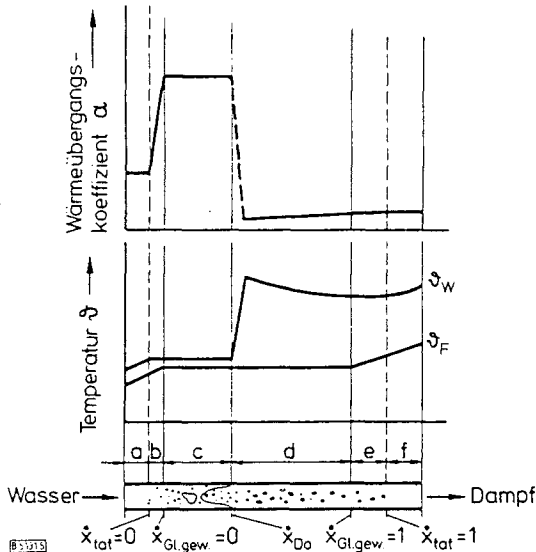


Abb. 5. Wärmeübergangsbereiche im Zwangsdurchlauf-Dampferzeuger. a) Einphasenströmung Wasser, b) unterkühltes Sieden, c) Sättigungssieden, d) Sprühströmung, e) Sprühströmung ($\dot{x}_{Gl.gew.} > 1$), f) einphasige Dampfströmung.

3 Unterkühltes Sieden

Betrachtet man – wie in Abb. 6 skizziert – ein Rohr, dem Flüssigkeit einer Temperatur unterhalb der dem Druck entsprechenden Sättigungstemperatur (also unterkühlt) zuströmt und dessen Wand Wärme an die Flüssigkeit abgibt, so kann man längs der Rohrachse vier Zonen des Wärmetransportes und des Strömungsgeschehens unterscheiden. In Zone I strömt die Flüssigkeit wegen der hohen Unterkühlung noch

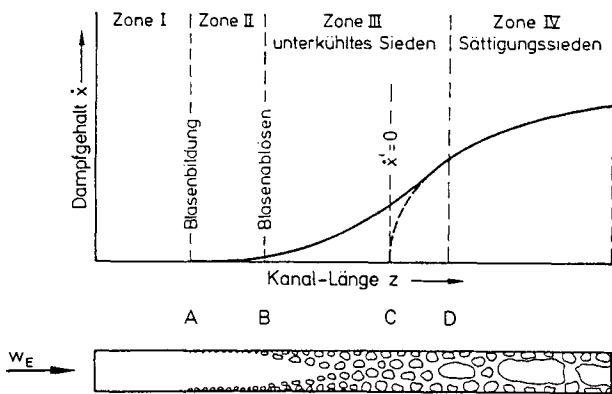


Abb. 6. Siedezonen in hochbelasteten Kanälen bei unterkühlter Zuströmung (x' aus 1. Hauptsatz der Thermodynamik errechnet).

einphasig und der konvektive Wärmetransport reicht aus, um bei der gegebenen Heizflächenbelastung die Wandtemperatur noch so niedrig zu halten, daß die Bedingungen für die Siedekeim-Aktivierung nicht erfüllt sind. Auf dem Weg durch das Rohr erwärmt sich die Flüssigkeit und damit nimmt auch

die Wandtemperatur zu, da man annehmen kann, daß die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit konstant bleibt. Die Wandtemperatur kann schließlich einen Wert erreichen, bei dem auf der Heizfläche die ersten Siedekeime aktiviert werden. Man erreicht damit Zone II. Die Unterkühlung ist hier noch groß genug, um die Blasen noch während ihres Wachstums an der Wand zu kondensieren, sobald sie die dünne, überhitzte, flüssige Grenzschicht durchdringen. Das Auge hat bei der Beobachtung den Eindruck, daß sich ein an der Wand haftender Blasenpelz gebildet hat.

Auf ihrem Weg durch den Kanal wird die Flüssigkeit nun weiter erwärmt und die Differenz zwischen Sättigungs- und mittlerer Flüssigkeit-Temperatur verringert sich. Dadurch verlangsamt sich auch die Kondensation der Blasen bei ihrem Übertritt aus der wandnahen Grenzschicht in den unterkühlten Kern der Strömung. Sie haben jetzt eine längere Lebensdauer, können sich von der Wand ablösen und schwimmen in der Strömung mit. In dieser Zone III wächst deshalb der tatsächliche Dampfgehalt merklich an. Die Stelle der Blasenablösung ist in Abb. 6 mit B gekennzeichnet. Ansätze mit einer einfachen Energiebilanz nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik würden erst an der Rohrposition C den Beginn der Verdampfung vorhersagen, da hier die Flüssigkeit rechnerisch Sättigungstemperatur erreicht hätte. In Wirklichkeit ist an dieser Stelle die Flüssigkeit noch leicht unterkühlt, was seinen Grund darin hat, daß die Wärme aus der Wand nicht insgesamt der Flüssigkeit zugute gekommen ist, sondern daß ein Teil der Wärme noch als Verdampfungswärme in den Blasen gespeichert ist und erst auf dem weiteren Weg der Strömung durch Kondensation auf die Flüssigkeit übertragen wird. Deshalb erreicht die Flüssigkeit unter tatsächlichen Bedingungen erst an der Stelle D über den ganzen Querschnitt Sättigungstemperatur.

In Zone IV herrscht thermodynamisches Gleichgewicht zwischen Flüssigkeit und Dampf und man kann jetzt den Dampfgehalt in herkömmlicher Weise berechnen, selbstverständlich unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten von Flüssigkeit und Dampf.

Der tatsächliche Dampfgehalt in der Strömung beim unterkühlten Sieden verursacht – wie bereits erwähnt – eine erhebliche Volumenzunahme des Fluids. Sie erfordert einen zusätzlichen Druckabfall, wenn man den bei einphasiger Strömung erreichten Mengenstrom aufrechterhalten will. Für die Abschätzung der aufzubringenden Beschleunigungskräfte und auch des zusätzlichen Druckverlustes, verursacht durch die Blasen in der Strömung, ist es notwendig, den tatsächlichen Dampfgehalt abschätzen zu können. Es gibt hierfür in der Literatur eine Reihe von Berechnungsmodellen [4 – 10], die hier nicht erläutert werden sollen. Statt dessen soll Abb. 7 einen Eindruck vermitteln, welchen Fehler man im Bereich des unterkühlten Siedens machen kann, wenn man den Dampfgehalt in der Strömung nach der herkömmlichen, thermodynamischen Gleichgewichts zwischen Flüssigkeit und Dampf voraussetzenden, Methode berechnet. Es ist dort für verschiedene Werte von Druck, Heizflächenbelastung und Mengenstrom der volumetrische Dampfgehalt über der Unterkühlung, bzw. über dem unter der Voraussetzung thermodynamischen Gleichgewichts errechneten Dampfgehalt aufgetragen. Man erkennt, daß an der Stelle, an der die einfache Energiebilanz nach dem 1. Hauptsatz gerade das Erreichen der Sättigungstemperatur der Flüssigkeit, also noch keine Dampfentwicklung voraussagt, in Wirklichkeit bereits bis zu 50% des Kanalquerschnittes mit Dampf gefüllt sein können. Dies bedeutet etwa eine Verdoppelung der

Strömungsgeschwindigkeit. Für den Einfluß der zwar kurzlebigen, in ihrer Populationsdichte aber doch zahlreichen Blasen auf den Druckverlust und für die Abschätzung der Länge, auf der im Siederohr unterkühltes Sieden herrscht, ist es von Interesse, den Siedebeginn – d. h. den Ort, an dem die ersten Blasenkeime aktiv werden – zu kennen. Mit dieser Orientierung ist es dann auch wesentlich einfacher, den tatsächlichen Dampfgehalt beim unterkühlten Sieden abzuschätzen, wie man sich anhand des Kurvenverlaufes zwischen Zone II und Zone IV in Abb. 6 leicht vergegenwärtigen kann.

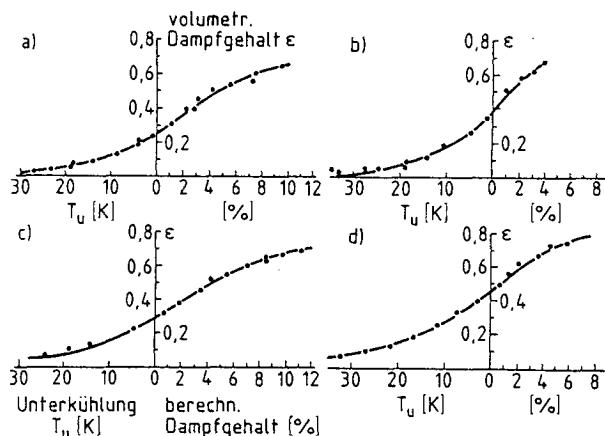


Abb. 7. Dampfgehalt bei unterkühltem Sieden. a) $p = 50$ bar, $\dot{q} = 88$ W/cm², $\dot{m} = 665$ kg/m²s, $58 > \Delta T_u > 1$ K; b) $p = 19,8$ bar, $\dot{q} = 60,7$ W/cm², $\dot{m} = 1055$ kg/m²s, $62 > \Delta T_u > 1$ K; c) $p = 50$ bar, $\dot{q} = 121$ W/cm², $\dot{m} = 665$ kg/m²s, $67 > \Delta T_u > 1$ K; d) $p = 19,8$ bar, $\dot{q} = 118$ W/cm², $\dot{m} = 1060$ kg/m²s, $62 > \Delta T_u > 1$ K.

Der Siedebeginn macht sich immer dadurch bemerkbar, daß er den Wärmeübergang gegenüber der einphasigen flüssigen Zwangskonvektion plötzlich und entscheidend verbessert. Dies ist der stabilisierende Beitrag des unterkühlten Siedens. Für diese Verbesserung des Wärmeübergangs reichen – wie Abb. 8 demonstrieren soll – schon wenige Blasen pro cm² Heizfläche aus. Man erkennt deutlich, daß mit Einsetzen des unterkühlten Siedens der Wärmeübergangskoeffizient mit zunehmender Heizflächenbelastung stark ansteigt, was eine erheblich stabilisierende Wirkung bei Leistungsschwankungen hat. Überlastungen im System rufen deshalb nur unmerklich höhere Temperaturen hervor, ohne daß zunächst Regelungseingriffe von außen notwendig sind. Wie früh –

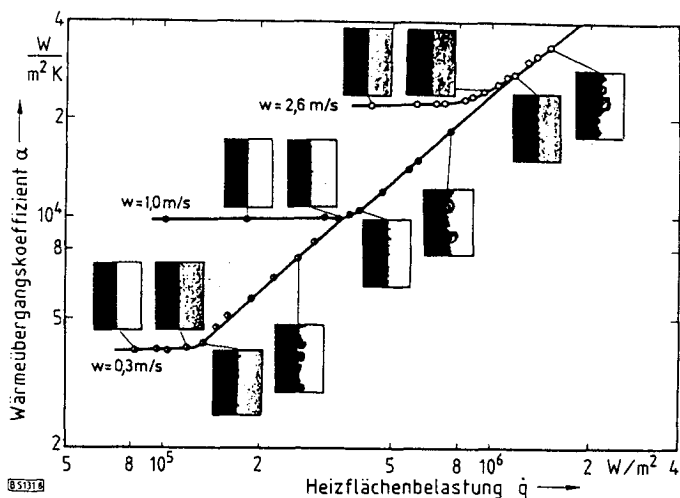


Abb. 8. Wärmeübergang und Siedekeim-Aktivierung (H₂O, 10 bar).

d. h. bei welcher hoher Unterkühlung und damit Abstand von der Sättigungstemperatur – unterkühltes Sieden bei Wärmestromdichten, wie sie in der Energietechnik durchaus geläufig sind, bereits eintritt, zeigt Abb. 9 am Beispiel einer Wasserströmung bei 100 bar. Die dort für verschiedene Mengenströme eingezeichneten Kurven trennen den rein einphasigen Fluidzustand – zunehmende Unterkühlung, kleinere Heiz-

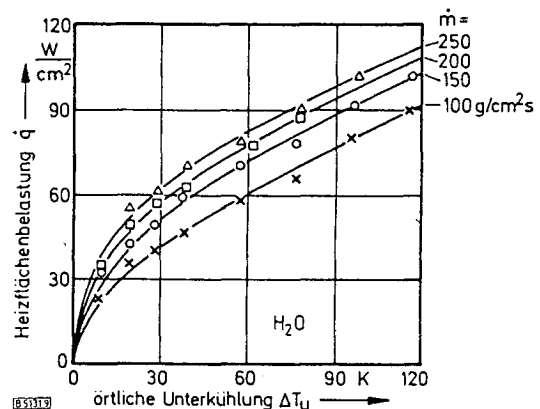


Abb. 9. Siedebeginn bei Wasser von 100 bar.

flächenbelastung – von dem des unterkühlten Siedens und des Blasensiedens. Man erkennt, daß bei einer Strömungsgeschwindigkeit zwischen 1 und 3 m/s und einer mittleren Unterkühlung des Wassers von 50 K das Sieden bereits bei Heizflächenbelastungen zwischen 50 und 70 W/cm² einsetzt.

Die durch diesen Siedebeginn verursachte Dampfentwicklung hat nun eine erhebliche Zunahme des Druckabfalls und damit der notwendigen treibenden Kraft für die Aufrechterhaltung der Strömung zur Folge, wenn man die gleiche Masse wie bei einphasiger Strömung durchsetzen will. Abb. 10 gibt

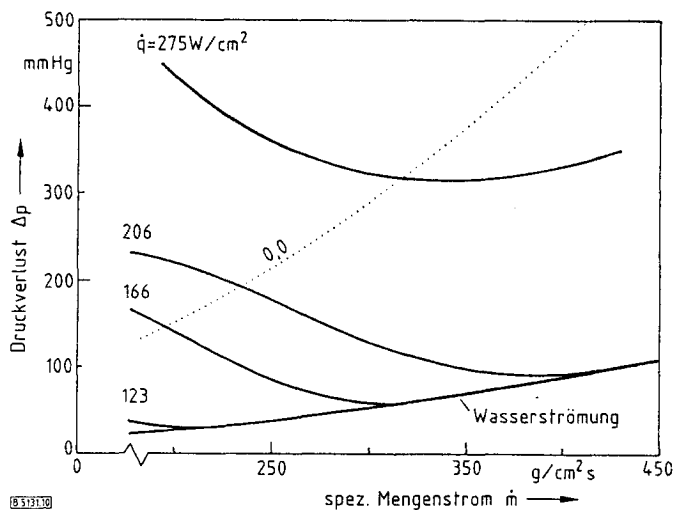


Abb. 10. Zweiphasen-Druckverlust in einem innendurchströmten Rohr unter Wärmezufuhr.

ein Beispiel für eine sehr ausgeprägte Wirkung des unterkühlten Siedens auf den Druckabfall. Der Systemdruck war dort allerdings am Eintritt zum Siederohr nur 2 bar. Die Länge des untersuchten Rohres betrug nur 0,5 m bei 7 mm lichter Weite. Es sind Kurven des Strömungswiderstandes für konstante Wärmestromdichte eingetragen. Weiterhin sind Linien konstanten Dampfgehaltes bzw. konstanter Unterkühlung angegeben, wie sie sich ergeben würden, wenn man mit dem 1. Hauptsatz unter der Annahme thermodynamischen Gleichgewichtes rechnet. Man erkennt, daß bei der unter diesen

Voraussetzungen ermittelten Sättigungstemperatur des Wassers – Dampfgehalt 0 – ein gegenüber reiner Wasserströmung schon erheblich höherer Strömungswiderstand vorhanden ist. Es fällt vor allem auch der wellige Verlauf der Widerstandslinie längs konstanter Heizflächenbelastung auf, der offensichtlich von dem doppelten Phasenwechselvorgang – Verdampfung und Kondensation – herrührt.

Mißt man längs einer Linie konstanter Heizflächenbelastung den gesamten Bereich zwischen reiner Flüssigkeits-Strömung und reiner Dampfströmung, so erhält man – wie in Abb. 11

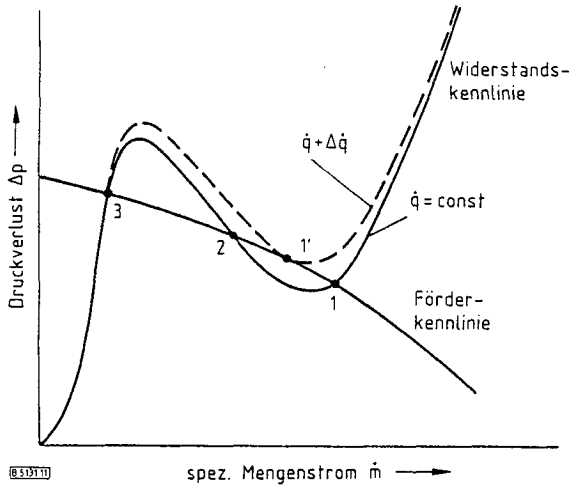


Abb. 11. Zusammenwirken von Förder- und Widerstandskennlinie.

skizziert – einen N-förmigen Verlauf für den Strömungswiderstand. Je nach Lage der Förderkennlinie der Pumpe, welche die treibende Kraft für den durchzusetzenden Mengenstrom liefert, kann ein ursprünglich stabiler Betriebspunkt 1 schon bei einer geringen, störfallbedingten Leistungserhöhung in einen labilen bzw. instabilen Punkt 1' übergehen. Das in Abb. 11 skizzierte Verhalten ist an sich schon lange als Ledineggsches Stabilitätskriterium bekannt. In Wirklichkeit sind die Verhältnisse wesentlich komplizierter und es stellt sich nicht ein nahezu vollständiger Zusammenbruch der Strömung – von Betriebspunkt 1' auf 3 in Abb. 11 – ein, sondern Impulskräfte, Widerstandskräfte sowie Kompressions- und Expansionsvorgänge in mit Dampf gefüllten Räumen wirken in komplizierter Weise zusammen, so daß Mengenstrom-Schwankungen – sog. periodische Instabilitäten – eintreten. Diese können einen Apparat oder eine seiner Komponenten dann gefährden, wenn bei diesen Mengenstrom-Schwankungen die fluiddynamische Bedingung für den Dryout erreicht oder unterschritten wird. An der für den Wärmeübergang ungünstigsten Stelle der Heizfläche wechseln sich dann benetzte mit unbenetzten Situationen ab, was zu Temperaturschwankungen führt. Durch dieses Thermo-Cycling ermüdet das Material der meist auch noch durch Druck beanspruchten Wand und es kann zum örtlichen Versagen, also zur Leckage kommen. Ein Beispiel für solche Mengenstrom-Schwankungen, hervorgerufen durch eine geringfügige Erhöhung der Heizflächenbelastung, zeigt Abb. 12. Man erkennt, daß mit der Oszillation des Mengenstromes auch heftige Druckpulsationen einhergehen. Instabilitäten in einer zweiphasigen Strömung werden aber nicht nur durch das Einsetzen des unterkühlten Siedens und aus einem Ungleichgewicht zwischen Förder- und Widerstandskennlinie hervorgerufen, sie können auch durch Umschlag der Strömungsform durch Umverteilung in parallelen Kanälen sowie durch Dichte- und Druckwellen entste-

hen. Tab. 1 gibt einen groben Überblick über die verschiedenen Arten möglicher Instabilitäten, ihre Ursache und ihre Wirkung. Instabilitäten durch Dichte- und Druckwellen sind in der Regel konstruktionsbedingt und entstehen meist dann, wenn das Zweiphasengemisch hinter dem Verdampfer eine den Auftrieb behindernde Umlenkung oder teilweise Versperung vorfindet. Hierzu gehören auch Ventile, die stromabwärts eines Dampf-Erzeugers möglichst zu vermeiden sind

Tabelle 1. Instabilitätsformen.

Art	Ursache	Wirkung
Ledinegg	Δp	\dot{m}
Relaxation	Strömungsform	\dot{m}
Druckwellen	Resonanz	p
Dichtewellen	\dot{m}	
aperiod.	Δp und Speicher	\dot{m}
Parallelkanal	Umverteilung	$\Sigma \dot{m}$ \dot{m}_i

oder zumindest das ungehinderte Abströmen möglichst wenig behindern sollen. Eine Relaxations-Instabilität wird manchmal beim Umschlag von Blasen- zu Ringströmung beobachtet, wobei aber der Mengenstrom wegen des jetzt geringeren Widerstandes zunimmt. Parallelkanal-Instabilitäten sind insofern gefährlich, als sie aus einer globalen Beobachtung der Strömung nicht entdeckt werden können. Der gesamte Mengenstrom bleibt gleich, aber innerhalb eines aus vielen parallelen Kanälen oder Strömungswegen bestehenden Apparates finden ständig und periodisch Umverteilungen statt, was dazu führen kann, daß ein Teil der Kanäle thermisch zu hoch belastet wird.

Die Grenze zwischen stabilem und instabilem fluiddynamischen Verhalten und der Sicherheitsabstand zu Instabilitäten läßt sich heute zuverlässig vorausberechnen [11, 12]. Man

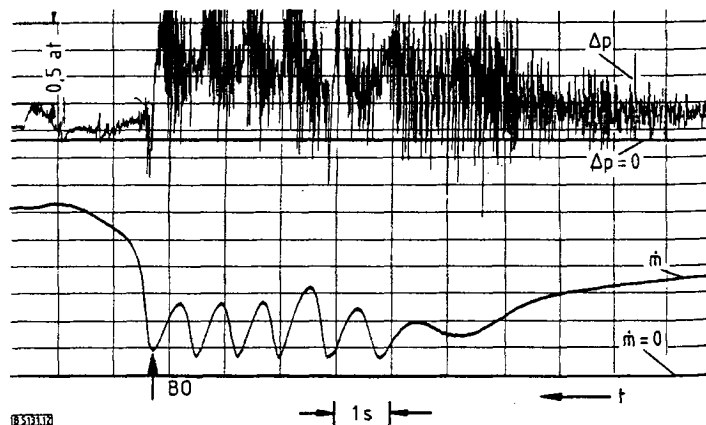


Abb. 12. Periodische Instabilität im Siederrohr (BO = einsetzendes „Burnout“).

geht dabei aus von den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie in der zweiphasigen Strömung [13] und benötigt zuverlässige Gleichungssysteme für die Vorhersage des örtlichen volumetrischen Dampfgehaltes bzw. des Geschwindigkeitsverhältnisses zwischen Dampf und Flüssigkeit [1] sowie für den zweiphasigen Druckverlust [14–17]. Eine einfache, allerdings den wirtschaftlichen Betrieb etwas beeinträchtigende Maßnahme ist eine Drosselung der Strömung am Eintritt zur Verdampfungszone. Dadurch flacht sich der N-förmige Verlauf im zweiphasigen Gebiet stark ab. In den Abströmleitungen aus dem Verdampfer sind scharfkantige Umlenkungen sowie Strömungsführungen entgegen der Schwerkraft möglichst zu vermeiden. An sich sind diese fluiddynamischen und konstruktiven Maßnahmen schon lange bekannt und werden im Kesselbau weitgehend – wenn auch nicht immer, wie Schadensfälle beweisen – beachtet. Rechenmethoden zur zuverlässigen Vorhersage des stabilen Verhaltens stehen allerdings erst seit einigen Jahren zur Verfügung.

4 Entrainment und Dryout

Frühere, stark vereinfachende Vorstellungen gingen davon aus, daß bei einer Ringströmung – also einer Zweiphasenströmung mit hohem Dampfgehalt – die gesamte Flüssigkeitsmenge als Film an der Wand strömt und sich der Dampf in der Mitte des Kanals flüssigkeitsfrei bewegt. Die Realität sieht wesentlich anders aus. Nur ein Teil der flüssigen Phase befindet sich als flüssiger Film an der Kanalwand und der nicht unerhebliche andere Teil der Flüssigkeit wird in Form von Tropfen im Dampf Kern der Strömung mittransportiert. Dieser Tropfenanteil im Dampf Kern wird in der englischen Literatur als „Entrainment“ bezeichnet, ein Ausdruck, der auch in der deutschen Fachsprache üblich geworden ist. Eine zuverlässige Kenntnis des Entrainments hat nicht nur Vorteile für eine bessere Analyse verschiedener Phänomene, wie z. B. für die Beschreibung des Impuls- und Wärmeaustausches zwischen den Phasen, sondern sie ist für eine zuverlässige wärmetechnische Auslegung sogar dringend notwendig, da man sonst die Dicke des Flüssigkeitsfilmes an der Wand überschätzt und bei der Auslegung eine benetzte Wand annimmt, obwohl sich in Wirklichkeit schon Dryout einstellen wird, der wesentlich höhere Wandtemperaturen verursacht.

Als Ursache für die Ablösung von Tropfen aus dem Flüssigkeitsfilm an der Wand wird in der Literatur übereinstimmend das Vorhandensein von Oberflächenwellen auf diesem Film angesehen. Zur Wellenbildung an der Phasengrenzfläche kommt es aufgrund von Instabilitäten, die durch den Impulsaustausch zwischen den mit einer Relativgeschwindigkeit strömenden Phasen hervorgerufen werden. Für die Entrainment-Bildung ist aber auch das Austreten von Dampfblasen infolge Siedens aus der wandnahen Flüssigkeits-Schicht zu erwähnen.

Flüssigkeits-Tropfen werden aber nicht nur aus dem Film an der Wand herausgerissen, sondern auch wieder aus der Dampfströmung in den Film zurückverlagert. Man kann sich längs des Strömungsweges drei unterschiedliche Bereiche vorstellen:

- einen ersten, bei dem der Tropfen-Mitriß aus dem Flüssigkeitsfilm in den Gaskern überwiegt,
- einen zweiten, bei dem die Rückverlagerung der Tropfen größer ist und
- einen dritten, bei dem Tropfen-Mitriß und Tropfen-Rücklagerung – Entrainment und Film – im Gleichgewicht sind.

Für die Berechnung des Entrainments muß man – wie in Abb. 13 skizziert – eine Impulsbilanz über den Gaskern legen. Man geht dabei meist vereinfachend davon aus, daß die Tropfen dieselbe Geschwindigkeit wie der sie umgebende Dampf besitzen. Mit einem geeigneten Ansatz für den Druckverlust läßt sich dann – wie Langner [2] zeigte – der vom Dampf getragene Flüssigkeitsanteil, also die Tropfenmenge, zuverlässig berechnen. Daraus wiederum ergibt sich die Filmdicke der Flüssigkeits-Schicht an der Wand.

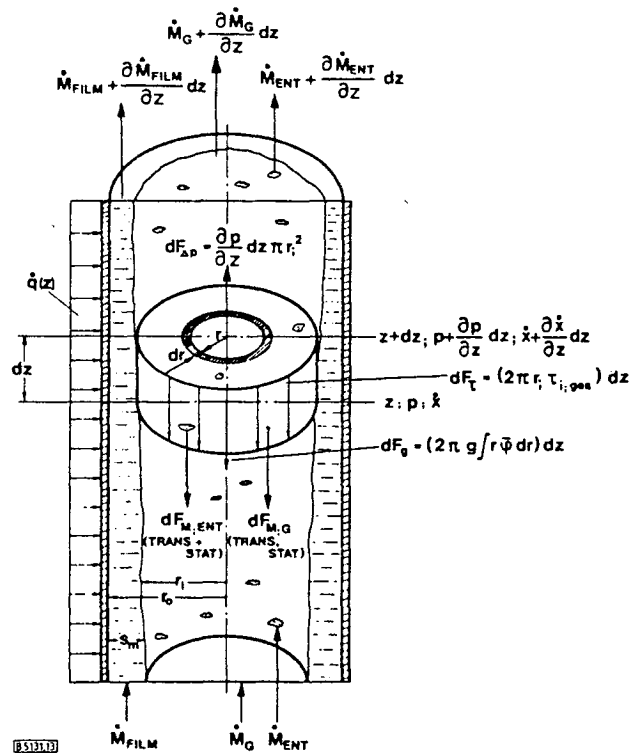


Abb. 13. Impulsbilanz zur Berechnung des Entrainments.

In Abb. 14 ist beispielhaft die dampfgetragene Flüssigkeitsmenge, wie sie in einem 5 m langen Rohr von 14 mm lichter Weite gemessen wurde, aufgetragen. Strömungsmedium war das Kältemittel R12 bei einem Druck von 12,8 bar, was bei Wasser einem Druck von etwa 70 bar entspräche. Man kann in dieser Darstellung zwei Bereiche unterscheiden: einen Bereich überwiegender Tropfen-Mitrisse und einen anderen Bereich überwiegender Tropfen-Ablagerung. Im oberen der in Abb. 14 gezeigten Diagramme ist die Abnahme des Flüssigkeitsfilmes an der Wand über dem Dampfgehalt aufgetragen, und das untere gibt den im Dampf Kern enthaltenen Tropfenstrom über derselben Abszisse wieder. Da die Flüssigkeit auf dem Weg durch das Rohr verdampft, ist die Änderung des Dampfgehaltes \dot{x} auch ein Maß für den vom Dampf/Flüssigkeits-Gemisch zurückgelegten Weg. Die Abszisse kann deshalb – wenn auch mit verzerrtem Maßstab – auch als Koordinate des Strömungsweges längs der Rohrachse aufgefaßt werden. Im oberen Teil der Abb. 14 sind sowohl nach der Theorie von Langner [2] berechnete Werte, als auch am Kältemittel R12 gemessene eingetragen. Würde die Abnahme des Flüssigkeitsfilmes nur durch die durch Wärmezufuhr bedingte Verdampfung bewirkt, so wäre die Änderung der Filmdicke konstant über die Länge, da das Rohr konstante Heizflächenbelastung über die Länge aufwies. Die Heizflächenbelastung wurde beim Versuch so eingeregelt, daß am Ende des 5 m langen Rohres gerade Dryout auftrat. Dies hatte den Vorteil, daß für die Berechnung der Filmdicke

und des Entrainments eine exakt definierte Randbedingung existierte.

Bei kleinen Dampfgehalten, also im unteren Teil des Rohres, ist die Abnahme der Filmdicke stärker als es der Verdampfung entsprechen würde. Dies bedeutet, daß zusätzlich Flüssigkeitspartikeln aus dem Film herausgerissen werden, was auf einen sog. „entrainment-kontrollierten“ Bereich hinweist. Bei hohen Dampfgehalten ist die Abnahme des Flüssigkeitsfilmes geringer als es der Schwächung des Filmes durch die Dampfproduktion entspräche. Hier wird also die Abdampfung durch die Tropfen-Wiederanlagerung teilweise kompensiert. Von hydrodynamischem Gleichgewicht könnte man an dieser beheizten Strömung an der Stelle sprechen, an der die tatsächliche Entrainment-Kurve die Linie konstanter Verdampfungsrate schneidet. Wenn man dies in das untere Diagramm von Abb. 14 überträgt, so sieht man, daß diese Stelle mit dem Maximum des Entrainment-Stromes längs der Rohrachse zusammenfällt. Man hat es also auch hier mit einem Stabilisierungsbemühen der Natur der zweiphasigen Strömung zu tun. Wenn der Wandfilm zu dünn zu werden droht, wodurch die Gefahr des Dryout und damit unzulässig hoher Wandtemperaturen gegeben wäre, „bemüht“ sich die Strömung im Siederohr, den Flüssigkeitsfilm durch Ablagern von Dampftropfen zu ergänzen und so die Verdampfung zu kompensieren. Man kann sich diesen Effekt mit dem Strömungsverhalten im Dampfkern erklären. Bei niedrigem Dampfgehalt und damit hohem Entrainment ist das Geschwindigkeitsprofil flach, während es bei hohem Dampfgehalt eine parabelförmige Form einnimmt. Die Querkräfte auf die Tropfen sind in der letztgenannten Strömungssituation größer als bei flachem Profil ohne nennenswerte Geschwindigkeitsunterschiede über den Querschnitt. Daraus resultiert eine zunehmende Ablagerungstendenz mit größer werdendem Dampfgehalt.

5 Siedekrise

Im Zusammenhang mit der Diskussion der Strömungsphänomene beim Sieden wurde bereits die Siedekrise angesprochen. Bei Zwangskonvektion sind die Erscheinungsform und die Begleitumstände der Siedekrise wesentlich vielfältiger und für die thermohydraulischen Betrachtungen schwieriger zugänglich als bei freier Konvektion. Bei sehr hohem, meist durch elektrische oder nukleare Beheizung konstant gehaltenem Wärmestrom an das Fluid, kann sich zwischen Flüssigkeit und Wand schon in Bereichen sehr geringen Dampfgehaltes ein Dampf-Film ausbilden. Dieser Vorgang tritt in verfahrenstechnischen Apparaten nur selten bei Flüssigkeiten mit sehr geringer Verdampfungswärme auf. Die zweite Form der Siedekrise ist der Dryout, der durch Mangel an Flüssigkeitsangebot an der Wand, meist durch schubspannungsbedingtes Abreißen des Flüssigkeitsfilmes entsteht. Die erstgenannte Erscheinungsform der Siedekrise nennt man meist „Filmsieden“, die zweite „Sprühkühlung“. Sowohl der Übergang zum Filmsieden als auch zur Sprühkühlung ist durch die kritische Heizflächenbelastung festgelegt. Mit ihr wird diejenige Wärmestromdichte bezeichnet, bei der eine auch nur geringfügige Erhöhung des Wärmeflusses – bei festgehaltenen thermo- und fluiddynamischen Bedingungen – zu einer abrupten Veränderung im Wärmeübergangsverhalten und zu einer sprunghaften Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten führt. Nach Überschreiten der kritischen Heizflächenbelastung erfolgt der Wärmetransport von der Wand direkt an den Dampf. Zwischen den beiden Zuständen „vollkommen benetzte“ und „völlig trockene Wand“ kann ein Übergangsbereich existieren, der als „Übergangssieden“ bezeichnet wird. Dabei kann kurzzeitig intermittierende und lokal begrenzte Benetzung der Wand auftreten.

Für die Auslegung von Verdampfern ist es wichtig, wann mit einer Störung der Benetzung zu rechnen ist und wie diese Störung rückgängig gemacht werden kann. Die kritische Heizflächenbelastung ist in komplizierter Weise vom Mengenstrom, von den thermodynamischen Zustandsgrößen, Dichte des Dampfes, Verdampfungswärme und Dampfgehalt, aber auch von der konstruktiven Gestaltung des Siedekanals abhängig. In der Literatur existiert eine Vielzahl von empirischen Gleichungen, welche die Vorhersage der kritischen Heizflächenbelastung für eine Reihe technisch interessanter Fluide erlauben. Eine Diskussion einiger neuerer Beziehungen ist in [13] zu finden. Hier soll auf diese Ansätze nicht eingegangen werden. Es sei nur erwähnt, daß mit zunehmendem Dampfgehalt die kritische Heizflächenbelastung zunächst langsam linear und dann steiler abfällt, wie man aus Abb. 15 leicht erkennen kann. Die Wirkung des Mengenstromes auf die kritische Heizflächenbelastung kehrt sich mit zunehmendem Dampfgehalt um, wie man aus Abb. 15 ebenfalls erkennen kann, was aber in Abb. 16 deutlicher skizziert ist. Es ist demnach nur bei niedrigen Mengenstromdichten sinnvoll, eine durch einen Störfall – z. B. eine plötzlich erhöhte Wärmezufuhr – aufgetretene Siedekrise dadurch zu lösen, daß man das Regelventil öffnet und dadurch den Mengenstrom zum Verdampfer erhöht. Bei hohen Leistungsdichten im Verdampfer und großen Dampfgehalten hat diese Maßnahme nicht den gewünschten Effekt. Auf der anderen Seite muß man sich aber bei sicherheitstechnischen Überlegungen zur Auslegung eines Verdampfers auch fragen, inwieweit Störungen im Umlauf – z. B. durch Pumpenausfall oder durch Fehlstellung eines Ventiles – zu einer Siedekrise führen können. Bei großtechnischen Apparaten kann man im allgemeinen unterstellen, daß es wegen der

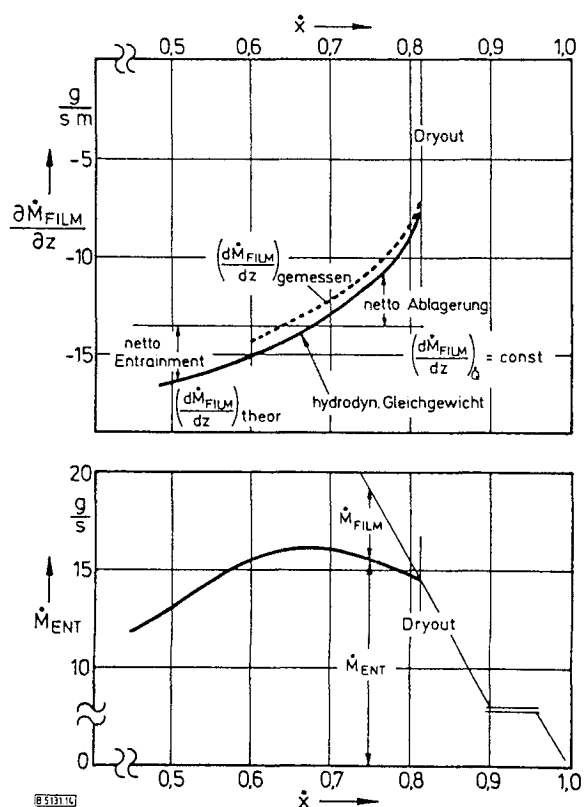


Abb. 14. Entrainment in Abhängigkeit des Dampfgehaltes \bar{x} . Medium R12; $\dot{m} = 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p = 12,8 \text{ bar}$, $\Delta h_E = 3,03 \text{ kJ/kg}$, $\dot{q} = \dot{q}_{BO, l=5 \text{ m}} = 3,883 \text{ W/cm}^2$, $l = 5 \text{ m}$, $D_0 = 0,014 \text{ m}$.

Trägheit der rotierenden Teile von Pumpe und Motor, aber auch der Flüssigkeitsmassen im Kreislauf, Sekunden, ja Minuten dauert, bis der Förderstrom wesentlich reduziert ist. *Hein* [19] und *Moxon* [20] haben unter den transienten Bedingungen reduzierter Förderleistung die kritische Heizflächenbelastung beim Sieden untersucht. Sie fanden (Abb. 17), daß für den Pumpenausfall die kritische Heizflächenbelastung mit hinreichend guter Genauigkeit unter der

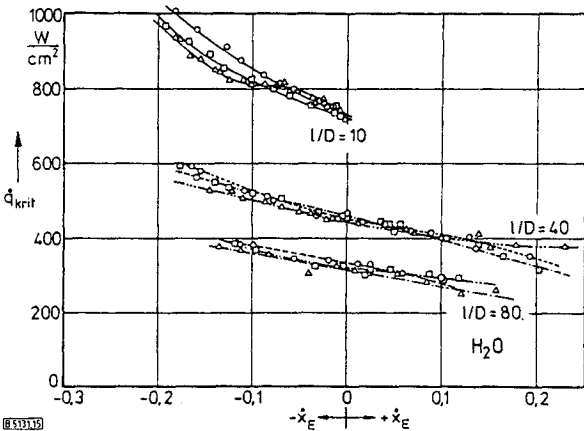


Abb. 15. Kritische Heizflächenbelastung von Wasser (x_E Dampfgehalt am Kanaleintritt) [18]. $\dot{m} = \circ$ 350 g/cm²s, \square 290 g/cm²s, \triangle 230 g/cm²s.

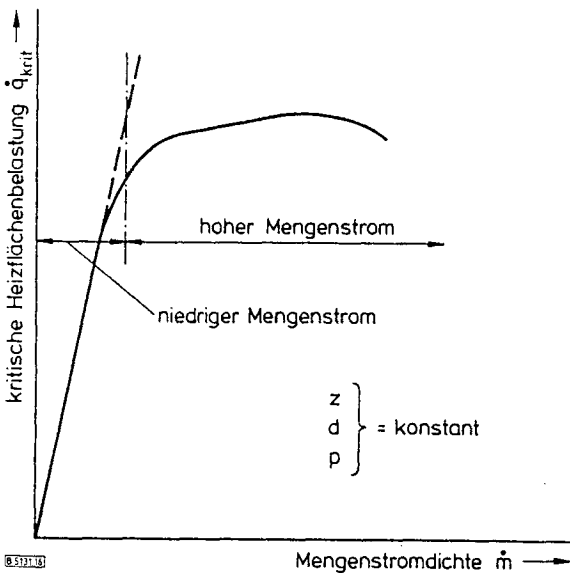


Abb. 16. Einfluß des Mengenstromes auf die kritische Heizflächenbelastung.

Annahme quasi-stationärer Bedingungen vorausberechnet werden kann. Der Begriff „quasi-stationär“ ist dabei so zu interpretieren, daß man bei der Rechnung vom thermodynamischen Gleichgewicht ausgeht und in eine der aus der Literatur bekannten [13] (für stationäre Betriebsbedingungen gültige) Beziehungen für die kritische Heizflächenbelastung den zum jeweiligen Zeitpunkt während des Pumpenausfalls am Ort der Siedekrise vorhandenen fluid- und thermodynamischen Zustand einsetzt.

Die Ergebnisse in Abb. 17 sind so zu lesen, daß – ausgehend von einem stationären Betriebszustand – (nicht ausgefüllte Zeichen), der Mengenstrom längs der mit Pfeilen gekennzeichneten Linien unter Beibehaltung der Heizflächenbelastung abgesenkt wurde bis die Siedekrise eintrat, die mit ausgefüllten Zeichen gekennzeichnet ist. Zum Vergleich dazu wurde die unter stationären Bedingungen gemessene kritische

Heizflächenbelastung als Kurve (fette Linie) eingetragen, und man sieht, daß die transienten Meßergebnisse sich in einem Streubereich von wenigen Prozent um die Daten bei stationärem Mengenstrom gruppieren. Lediglich bei sehr geringen Mengenstromdichten gibt es Abweichungen, wobei zu beachten ist, daß hier der Auftrieb das Strömungsverhalten im Siedekanal beeinflusst.

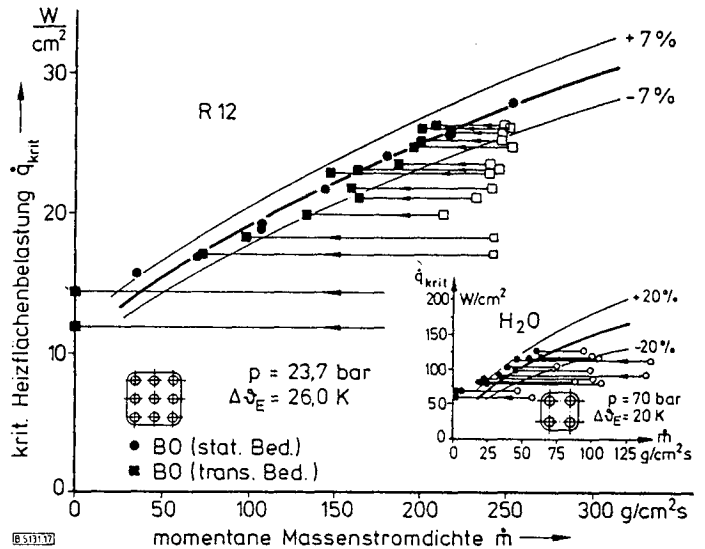


Abb. 17. Kritische Heizflächenbelastung bei Reduzierung des Mengenstromes (Pumpenausfall).

Es sind aber auch Störungen denkbar, bei denen sich die Wärmezufuhr an das Siederohr plötzlich erhöht, und es ist dann die Frage, welche Kriterien für den Eintritt der Siedekrise gelten. *Hein* und *Kastner* [19] fanden, daß sehr rasche Leistungssteigerungen wesentlich größere kritische Heizflächenbelastungen zulassen, als dies unter stationären Bedingungen möglich wäre. Abb. 18 zeigt, daß hierbei das 1,5- bis 3fache der kritischen Heizflächenbelastung unter stationären Bedingungen erreicht werden kann. So rasche Leistungssteigerungen wie in Abb. 18 lassen sich allerdings nur bei elektrischer Beheizung erzielen; sie können z. B. für die Kühlung von Stoßmagneten von Interesse sein. Man kann aber bei langsameren Leistungssteigerungen in jedem Fall davon ausgehen, daß die kritische Heizflächenbelastung

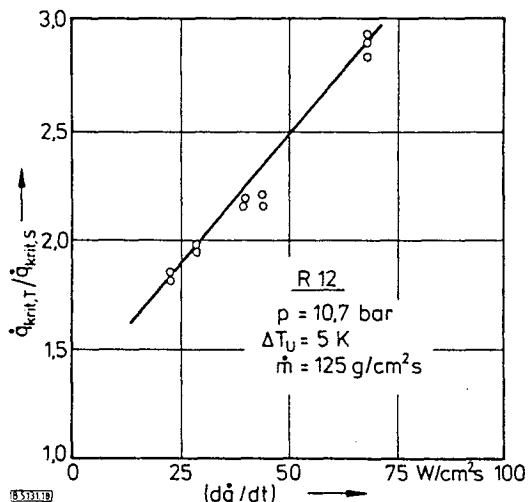


Abb. 18. Kritische Heizflächenbelastung bei plötzlicher Steigerung des Wärmestromes (Index T: bei transienten Verhältnissen, S: bei stationären Verhältnissen).

unter diesen transienten Bedingungen nicht niedriger ist als die unter stationären.

Überlegt man, warum Stoßbelastungen diese kritischen Wärmeströme erlauben, so muß man verschiedene – aus der Fluidodynamik und der Wärmeübertragung bekannte – Phänomene beachten. Es braucht eine gewisse Zeit bis Blasensieden in Filmsieden übergeht, d. h. bis sich die trockene Stelle durch Verdampfen der Flüssigkeits-Schicht an der Rohrwand gebildet hat. Dadurch ergibt sich automatisch eine Progression der kritischen Wärmestromdichte mit abnehmender Zeitdauer der Einwirkung der Leistungs-Transienten. Durch Verdampfungsvorgänge stromaufwärts der Stelle der Siedekrise im Siedekanal erfolgt eine heftige Beschleunigung der Strömung während der kurzzeitigen Leistungssteigerung, die sich stark fördernd auf den Wärmeübergang auswirkt. Die Flüssigkeits-Schicht an der Wand zeigt bei beschleunigter Strömung ein steileres Temperaturprofil als bei stationärer. Auch braucht es eine gewisse Zeit, bis der stromaufwärts gebildete Dampf die Stelle der Siedekrise erreicht hat, so daß unter transienten Bedingungen niedrigere Dampfgehalte an der Stelle der Siedekrise vorliegen als dies unter stationären gegeben wäre. Alle diese Effekte wirken sich erhöhend auf die kritische Heizflächenbelastung aus. Die relative Verbesserung ist um so größer, je länger und schlanker der Siedekanal ist.

Auch hier stellt man wieder fest, daß sich die Natur gegen Störungen eher stabilisierend als eskalierend verhält. Bei physikalisch vernünftiger Auslegung ist ein Siedekanal deshalb relativ unempfindlich gegen Störeinflüsse von außen, wie Mengenstrom-Schwankungen oder kurzzeitige und plötzliche Leistungssteigerungen.

6 Mischvorgänge

In den bisherigen Betrachtungen wurde die Kanalströmung mit dichten Wänden behandelt. Die seitliche Begrenzung eines fließenden Gemisches ist nicht immer stoffdicht und in der Energie- und Verfahrenstechnik sind Strömungskanäle zu finden, die z. B. aus zu Bündeln angeordneten Stäben oder Rohren aufgebaut sind und bei denen das in den Zwischenräumen strömende Gemisch nur teilweise von festen Wänden umschlossen wird. Zwischen den Stäben, wie sie z. B. in Abb. 19 skizziert sind, kann Massen-, Impuls- und Ener-

gieaustausch von einem Teilbereich des gesamten Strömungsquerschnittes zu einem anderen erfolgen. Die unterschiedlichen Strömungs-Teilbereiche des Stabbündels in Abb. 19 werden „Unterkanäle“ genannt.

Auch wenn alle Unterkanäle am Eintritt gleiche Zuströmung haben, sind die fluiddynamischen Bedingungen in den Randkanälen längs des Strömungsweges unterschiedlich, da wegen der berandungsabhängigen Werte von hydraulischem Durchmesser und spezifischer Wandreibung axialer Impuls- und Druckverlust verschieden groß sind. Führt man schließlich dem Fluid aus den Stäben Wärme zu und ist die Wärmefreisetzung aus den Stäben über den gesamten Querschnitt nicht exakt gleich, so erfährt das Fluid eine unterschiedliche Aufheizung und es erfolgt dann zusätzlich ein Wärmeaustausch zwischen den Unterkanälen, der in einphasigen Medien auf den molekularen und turbulenten Transport beschränkt ist. In Dampf/Flüssigkeits-Gemischen kommt Querströmung durch unterschiedlichen Druckabfall in den Unterkanälen sowie Transport durch Wirbelbildung an den Unterkanal-Grenzen hinzu.

Die in einphasiger Strömung zur Verfügung stehenden Transportmechanismen der molekularen Leitung bzw. Diffusion und des turbulenten Austausches reichen meist nicht aus, Enthalpie-Unterschiede zwischen Unterkanälen – selbst wenn diese lang sind – wesentlich abzubauen. Tritt Sieden in einem oder mehreren Unterkanälen auf, so wird die Enthalpie größtenteils als latente Verdampfungswärme gespeichert und die Dampfentwicklung fördert erheblich den Queraustausch zwischen den Unterkanälen. Aus Abb. 19 ist ersichtlich, daß beim Sieden der Dampfgehalt über dem Querschnitt des Bündels nahezu konstant ist; ohne Verdampfung würde der Enthalpie-Verlauf qualitativ dem mit „ohne Queraustausch“ gekennzeichneten Kurvenzug folgen. Sieden trägt also hier ganz erheblich zur Stabilisierung bei. Man sollte deshalb bei der Auslegung von Apparaten auf Grenzbelastung – wenn andere Gründe nicht dagegen sprechen – durchaus Sieden in einzelnen Teilbereichen des Apparates zulassen.

In der Literatur wird heute eine Reihe von Rechenverfahren [21 – 24] angeboten, die aber alle aufwendiger numerischer Lösungsmethoden bedürfen. Bei ihrer Anwendung ist sehr sorgfältig auf die Vollständigkeit der darin beschriebenen Mischungsmechanismen zu achten.

7 Schlußbetrachtung

Sieden ist keineswegs a priori und per se ein Störfaktor oder eine störanfällige Betriebsweise für einen energie- oder verfahrenstechnischen Prozeß. Im Gegenteil, Sieden beinhaltet zahlreiche stabilisierende Faktoren, was im Prinzip in der Technik seit langem bekannt ist, und es wird auch bevorzugt dann eingesetzt, wenn es gilt, konstante Temperatur zu gewährleisten oder große Wärmemengen zu transportieren.

Beim Sieden kann aber auch wesentlich plötzlicher und abrupter als in einphasigen Systemen ein Einbruch im Transportmechanismus eintreten, wodurch Konstruktionsmaterial überbeansprucht und der Apparat oder seine Komponenten gefährdet werden können.

Die stabilisierende Wirkung des Siedens voll zu nutzen und kritische Zustände zu meiden, ist Aufgabe einer guten verfahrenstechnischen Auslegung. Hierfür bedarf es jedoch eines vertieften Verständnisses der thermo- und fluiddynamischen Vorgänge in Dampf/Flüssigkeits-Gemischen, d. h. die Kenntnisse des Ingenieurs auf dem Gebiet der Zweiphasenströmung müssen – entsprechend dem Stand der Literatur – verbessert werden. Dies sollte insbesondere ein Anliegen

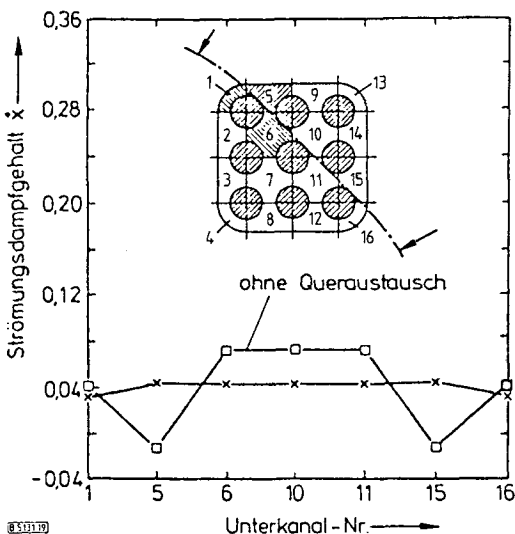


Abb. 19. Ausgleich des Dampfgehaltes durch Queraustausch (Zahlen im Bild-Inneren entsprechen der Abszissen-Beschriftung).

Formelzeichen

D	Rohrdurchmesser
d	Kanaldurchmesser
F_g	Schwerkraft
$F_{\Delta p}$	Druckkraft
F_M	Massenkraft
F_t	Schubspannungskraft
g	Erdbeschleunigung
Δh	Enthalpiedifferenz
l	Rohrlänge
\dot{M}	Flüssigkeits-Massenstrom in den verschiedenen Bereichen
\dot{m}	Mengenstrom
p	Druck
Δp	Druckverlust
\dot{q}	Heizflächenbelastung
R	Rohr-Radius
r	Radialkoordinate
s_m	Film-Dicke
T	Temperatur
t	Zeit
w	Geschwindigkeit
x	örtl. massenbez. Dampfgehalt
\dot{x}	Strömungsdampfgehalt
z	Kanal-Länge
α	Wärmeübergangskoeffizient
ε	volumetrischer Dampfgehalt
ϑ	Temperatur
ϱ	Dichte
τ	Schubspannung

Indices

F	Flüssigkeit
G	Gas
S	Sättigung
W	Heizfläche
krit	kritischer Wert
tat	tatsächlicher Wert
Do	Dryout
u	unterkühlt
Ent	Entrainment
E	am Einlauf
BO	Burnout
M	Masse
Gl.gew.	Gleichgewicht

Literatur

- [1] *Nabizadeh-Araghi, H.*: Dissertation, Techn. Univ. Hannover 1977.
- [2] *Langner, H.*: Dissertation, Techn. Univ. Hannover 1978.
- [3] *Nukijama, V.*: J. Jpn. Mech. Eng. 37 (1934) S. 53/54, S. 367/374.
- [4] *Bowring, R. W.*: Physical model, based on bubble detachment and calculations of steam voidage in subcooled region of a heated channel. HPR 10, 1962.
- [5] *Levy, S.*: Forced convection subcooled boiling-prediction of vapour volumetric fraction. GEAP-5157, April 1966.
- [6] *Lavigne, P.*: Modèle d'évolution du titre et du taux de vide en ébullition et zone de transition. Rapport G.E.A. No. 2365.
- [7] *Rouhani, S. Z.*: J. Heat Transfer 90 (1968) S. 158/164.
- [8] *Staub, F. W.*: The void fraction in subcooled boiling-prediction of the initial point of net vapour generation. Paper presented at the 9th National Heat Transfer Conf., Seattle, preprint, ASME 67-HT-36, Aug. 1967.
- [9] *Saha, P.; Zuber, N.*: Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling. Proceedings of the Int. Heat Transfer Conf., Tokio, Vol. 4, Paper B 4.7, 1974.
- [10] *Dix, G. E.*: Ph. D. Thesis, Univ. of California, Berkeley 1971.
- [11] *Mayinger, F.; Kastner, W.*: Chem.-Ing.-Tech. 40 (1968) Nr. 24, S. 1185/1191.
- [12] *Kakać, S.; Veziroglu, T. N.*: A Review of Two-phase Flow Instabilities, Advances in Two-phase Flow and Heat Transfer. Vol. 2, S. 577/668, Series E, Applied Sciences No. 63, edited by Kakać and Ishii, Martinus Nijhoff Publishers, Den Haag 1983.
- [13] *Mayinger, F.*: Strömung und Wärmeübergang in Gas/Flüssigkeits-Gemischen, Springer Verlag, Wien - New York 1982.
- [14] *Martinelli, R. C.; Nelson, D. B.*: Prediction of pressure drop during forced-circulation boiling of water. ASME (1948) S. 695/702.
- [15] *Friedel, L.*: Chem.-Ing.-Tech. 50 (1978) S. 167.
- [16] *Theissing, P.*: Chem.-Ing.-Tech. 52 (1980) S. 344.
- [17] *Bandel, J.*: Dissertation, Univ. Karlsruhe 1973.
- [18] *Mayinger, F., et al.*: Brennst. - Wärme - Kraft 18 (1966) Nr. 6, S. 288/294.
- [19] *Hein, D.; Kastner, W.*: Versuche zur kritischen Heizflächenbelastung unter stationären und instationären Bedingungen in Frigen 12 und Wasser. Teil 1, M.A.N.-Bericht Nr. 45.03.02.
- [20] *Moxon, D.; Edwards, P. A.*: Dryout during flow and power transients. European Two-phase Heat Transfer Meeting, Bournemouth, und AEEW-R 553, 1967.
- [21] *Lahey, R. T., et al.*: Out-of-pile subchannel measurements in a nine-rod bundle for water at 1000 psia. Intern. Symposium on Two-phase Systems, Paper 3, Haifa, Israel, 1971.
- [22] *Rowe, D. S.; Angle, C. W.*: Crossflow mixing between parallel flow channels during boiling. Part III. Effect of spacers on mixing between two channels. BNWL-371 UC-80, Reactor Technology, 1969.
- [23] *Seiffert, V.*: Dissertation, Univ. Hannover 1981.
- [24] *Forti, G.*: The computer programme Matteo for subchannel analysis of BWR rod bundles in steady state and transient. EUR 5148e, Joint Research Center Ispra, Italy, 1974.