



Flüssigkeit, insbesondere aber im Core von leichtwasser-gekühlten Kernreaktoren auftreten, nicht mehr zulässig. Hier kann an einer Heizfläche Verdampfung einsetzen, obwohl eine als Kühlmedium dienende Flüssigkeit im Mittel die Sättigungstemperatur noch nicht erreicht hat. Man spricht dann von unterkühltem Sieden, das dadurch hervorgerufen wird, daß sich in unmittelbarer Nähe der Heizfläche eine Temperatur einstellt, die höher ist als die dem Druck in der Flüssigkeit entsprechende Sättigungstemperatur.

Am Ende der Verdampfungszone besteht der Restgehalt an Flüssigkeit ausschließlich aus im Dampf mitströmenden Tropfen. Die Heizfläche ist nicht mehr benetzt. Man spricht dann von Sprühkühlung oder im Englischen vom post dryout Bereich.

### Sieden bei freier Konvektion

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 dreißiger Jahren, wobei hier vor allem die Untersuchungen von *Jakob* [1], *Fritz* [2], *Linke* [3], *Bošnjaković* [4] und *Nukijama* [5] zu nennen sind. Die bereits damals gemachten Beobachtungen zeigten, daß sich Dampfblasen auf einer Heizfläche an ganz bestimmten Stellen bilden, deren Zahl mit der Heizflächenbelastung zunimmt. Die Blase wächst aus einem Keim, der in einer Rauigkeitsvertiefung der Heizfläche vorhanden ist. Der Wärmestrom geht dabei keineswegs direkt aus der Heizfläche in die Dampfphase der Blase, sondern er überhitzt zunächst die unmittelbar an der Heizfläche anlagernde Flüssigkeitsschicht und führt kurzzeitig zu einem thermodynamisch instabilen Zustand. Die Blase bezieht dann für ihr Wachstum aus dieser überhitzten Grenzschicht ihren Wärme- und Stoffstrom.

Der Dampf in der Blase muß einen etwas höheren Druck  $p_D$  als die ihn umgebende Flüssigkeit besitzen<sup>1)</sup>,

$$p_D - p_F = 2\sigma / R \quad (1)$$

da zusätzlich zum Flüssigkeitsdruck  $p_F$  noch die an den Grenzflächen der Phasen vorhandene Oberflächenspannung  $\sigma$  wirkt, deren Einfluß, wie eine einfache Bilanz der an der Blase angreifenden Kräfte zeigt, mit wachsendem Blasenradius  $R$  abnimmt. Gl. (1) gibt das Gleichgewicht zwischen dem Überdruck in der Dampfblase und den Oberflächenkräften wieder.

Aus der Thermodynamik, nämlich über die Clausius-Clapeyronsche Gleichung

$$\frac{dp}{dT} = \frac{h_{FD}}{(v_D - v_F)T} \quad (2)$$

und über den Verlauf der Dampfdruckkurve kann man dann in einfacher Weise auch die Temperaturverhältnisse, d. h. den Grad der Überhitzung des Dampfes in der Blase berechnen unter der Voraussetzung, daß sich die Blase mit ihrer Umgebung im Gleichgewicht befindet. Faßt man Gl. (1) mit Gl. (2) zusammen und integriert unter der vereinfachenden Voraussetzung, daß sich der Dampf wie ein

ideales Gas verhält und das spezifische Volumen der Flüssigkeit gegenüber dem des Dampfes vernachlässigbar klein ist, so kann man rasch abschätzen, welche Überhitzungstemperatur  $(T_D - T_S)$  für das Wachstum eines Blasenkeimes bestimmter Größe  $R$  notwendig ist:

$$R = \frac{2\sigma}{h_{FD} \rho_D} \frac{T_S}{(T_D - T_S)} \quad (3)$$

Gl. (3) zeigt, daß mit zunehmender Überhitzung der Flüssigkeit kleinere Keime aktiv werden. Für den Grad der Überhitzung ist aber die Heizflächenbelastung maßgebend. Da eine Heizfläche in der Regel Rauigkeiten verschiedener Abmessungen enthält, nimmt die Zahl der aktiven Keimstellen, d. h. die Stellen auf der Heizfläche, aus denen sich Blasen bilden – wie die oben gemachten einfachen Überlegungen zeigen – mit steigender Heizflächenbelastung zu. Dies führt, wie ebenfalls leicht einzusehen ist, zu einer intensiveren Durchmischung der Flüssigkeit an der Heizfläche. Beides zusammen, nämlich der Massentransport in der Blase selbst in Form von Dampf sowie die makroskopische Turbulenz, verursacht durch die Rührwirkung der Blasen, verbessert die Wärmeübergangsverhältnisse. Es ist also zu erwarten, daß der Wärmeübergangskoeffizient beim Sieden mit steigender Heizflächenbelastung zunimmt.

Ein einfaches Experiment, das in der Literatur zum ersten Mal von *Nukijama* [5] demonstriert wurde, und bei dem an einer ebenen, wärmeabgebenden Fläche die Heizflächen- und die Fluidtemperatur sowie der Wärmestrom gemessen wurden, bestätigt diese Überlegung. In Abb. 2 sind über der Temperaturdifferenz zwischen Heizfläche

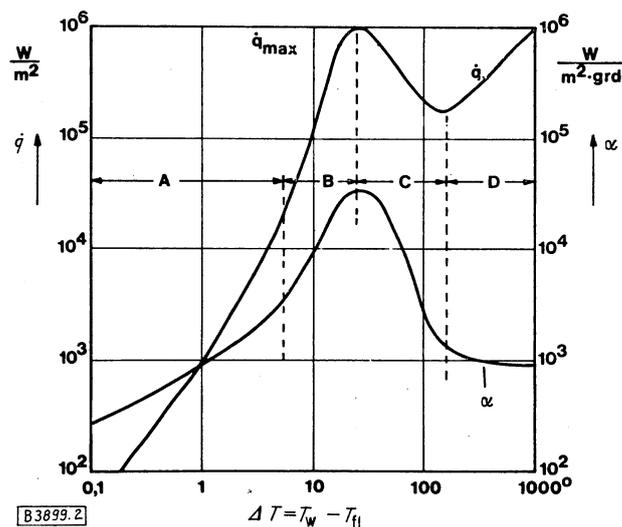


Abb. 2. Nukijama-Kurve.

A freie Konvektion, B Blasenverdampfung, C instabile Filmverdampfung, D stabile Filmverdampfung

und Fluid die Wärmestromdichte sowie der Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen. Bei geringen Wärmestromdichten erfolgt der Energietransport allein durch freie Konvektion, und die Verdampfung tritt erst auf der freien Oberfläche der Flüssigkeit ein. Der Beginn der Blasenbildung an der Heizfläche, d. h. das Oberflächenieden, bewirkt einen Knick im Verlauf der in Abb. 2 dargestellten Kurven, da sich jetzt die Wärmeübergangsverhältnisse plötzlich entscheidend verbessern. Steigert man die Heizflächenbelastung weiter, so erreicht man schließlich einen Bereich, bei dem die Transportvorgänge beim Bla-

1) Erläuterung der Formelzeichen am Schluß der Arbeit.

sensieden 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 Größenordnung geringere Wärmeübergangskoeffizienten aufweist als Blasensieden. Dieser Umschlag wird in der englischen Literatur *departure from nucleate boiling (DNB)* genannt und man spricht von der kritischen Heizflächenbelastung.

#### Blasenwachstum beim Sättigungssieden

Theoretische und experimentelle Untersuchungen über Blasenbildung und Blasenwachstum wurden in neuerer Zeit z. B. von Forster und Zuber [6], Han und Griffith [7], Plesset und Zwick [8], Beer [9] und von Winter [10] durchgeführt. Für die Vorgänge beim Blasenwachstum sind verschiedene Einflußgrößen und Kräfte maßgebend. Im ersten Augenblick, wenn eine hinreichend überhitzte Flüssigkeitsschicht an der Heizfläche anliegt, wird das Wachsen der Blase aus dem Keim im wesentlichen durch die Trägheit der von der Blase zu verdrängenden Flüssigkeit bestimmt, d. h. behindert werden. Der zum Wachsen der Blase notwendige Verdampfungsvorgang verursacht jedoch eine Temperaturerniedrigung im Fluid nahe der Phasengrenze, und der Sättigungsdruck sinkt entsprechend der Flüssigkeitsabkühlung. Für weiteres Verdampfen muß erst wieder aus benachbarten stärker überhitzten Gebieten in der Flüssigkeit Wärme herangeschafft werden, das bedeutet, daß diese zweite Phase des Blasenwachstums durch Wärmetransportvorgänge in der Flüssigkeit bestimmt wird. Unter extremen Bedingungen, z. B. starken Überhitzungsgraden, können auch Ungleichgewichtseffekte an der Phasengrenze eine Rolle spielen. Zur Beurteilung der Wärmetransportphänomene in der wandnahen Grenzschicht zwischen Flüssigkeit und Blase ist es notwendig, die Temperaturverhältnisse an der Phasengrenze zu kennen.

Da sich die Temperatur bei der Blasenbildung sehr rasch ändert und selbst kleinste Meßsonden den Siedevorgang stören, bieten sich die trägheitsfrei und berührungslos arbeitenden optischen Verfahren zur Untersuchung der Phasengrenzschicht an. Eine neue und sehr bequem zu handhabende Methode ist dabei die holografische Interferometrie [11]. Einfache Überlegungen zeigen, daß die Temperaturverhältnisse an der Heizfläche von einer Vielzahl hydro- und thermodynamischer Vorgänge – teilweise stochastischer Natur und herrührend von in der Nachbarschaft oder in der vorhergehenden Periode sich ablösenden Blasen – beeinflusst werden. Bei starker Vereinfachung der äußerst komplizierten Vorgänge muß man zumindest zwischen einer ersten Blase, die sich nach Beginn der Beheizung bildet und den folgenden Blasen unterscheiden. Die erste Blase findet bei ihrem Wachstum eine ungestörte laminare Temperaturschichtung vor, in die sie hineinwächst. Ein Beispiel für das Temperaturfeld um eine solche erste Blase zeigt Abb. 3. Als Heizelement diente ein Platin-Draht von 0,4 mm Durchmesser, der in der Abbildung als breiter waagerechter Streifen zu erkennen ist. Die Hell/Dunkel-Streifen um dieses Heizelement und in der Nähe der Blase stellen Interferenzlinien dar, die in erster Näherung und zumindest in ihrem qualitativen Verlauf als Isothermen betrachtet werden können. Für eine quantitative Auswertung dieser Aufnahmen müßte noch

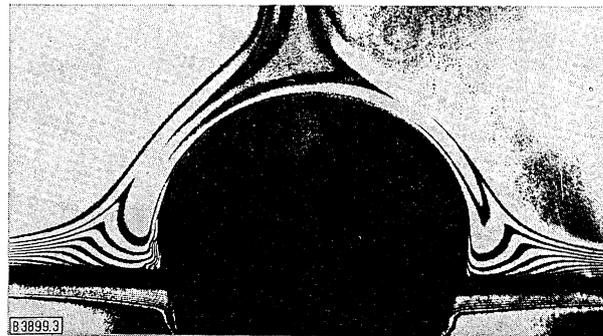


Abb. 3. Temperaturfeld um eine wachsende „erste“ Blase; Wasser,  $p = 0,4$  bar,  $\dot{q} = 46$  W/cm<sup>2</sup>, Unterkühlung  $\Delta T_U = 3$  K.

die sog. Abel-Korrektur [12] angebracht werden. Sie berücksichtigt die unterschiedlichen optischen Weglängen eines Lichtstrahles bei der Durchdringung rotationssymmetrischer Körper.

Wie Abb. 3 zeigt, ist der größte Teil der Phasengrenze längs der Blase von einer auf Sättigungstemperatur befindlichen Fluidschicht bedeckt. Am Blasenfuß zeigen sich jedoch erhebliche Temperaturunterschiede, wenn man sich vergegenwärtigt, daß die Differenz zwischen zwei Isothermen rund 2 K beträgt. Die Temperatur in der nicht von der Blase beeinflussten wandnahen Grenzschicht fällt zunächst linear und geht dann exponentiell in die Sättigungstemperatur über.

Anders sehen die Verhältnisse am Blasenkopf, teilweise auch am Blasenfuß aus, wenn sich kurz nach Ablösen der ersten Blase in ihrem Nachlauf weitere Blasen bilden. Die „Folgeblasen“ wachsen teilweise in den Driftkegel der ersten Blase hinein, die sich zu diesem Zeitpunkt mehrere Millimeter oder auch einige Zentimeter von der Heizfläche entfernt haben kann. Sie finden dann aber, wie Abb. 4 zeigt, im Vergleich zur ersten Blase unterschiedliche Grenzschichtverhältnisse vor. Die Isothermen am Blasenfuß sind stark geknickt, und auch an ihrer oberen Seite kann

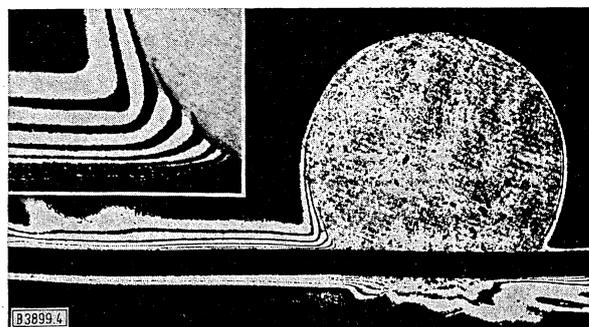


Abb. 4. Temperaturfeld um eine Folgeblase, Wasser,  $p = 0,3$  bar,  $\dot{q} = 30$  W/cm<sup>2</sup>, Unterkühlung  $\Delta T_U = 2$  K.

die Blase noch von einer überhitzten Grenzschicht bedeckt sein. Wachstumsvorgänge von nahezu gleichzeitig entstehenden Nachbarblasen können die Grenzschichtverhältnisse noch zusätzlich beeinflussen,

Temperaturunterschiede über die Oberfläche der Blase – wie in den Abb. 3 und 4 gezeigt – haben zur Folge, daß über die Höhe der Blase an der Phasengrenze auch unterschiedliche Oberflächenspannungen herrschen. Dies kann zu einer von Beer [9] näher untersuchten Grenzflächenkonvektion führen, eine Erscheinungsform, deren spezieller Charakter durch den Marangoni-Effekt bedingt ist

und die durch die Änderung der Grenzflächenspannung längs der Phasenoberfläche erzeugt wird. Die Grenzflächenkonvektion bzw. Zirkulation ist in Abb. 5, das einer Arbeit von Beer [9] entnommen wurde, schematisch dargestellt. Beer hat unter vereinfachenden Annahmen aus den

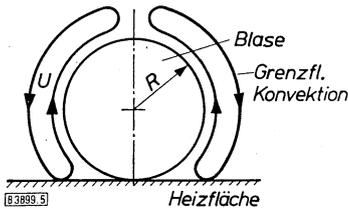


Abb. 5. Grenzflächenbewegung beim Sieden [9].

zwischen Blasenscheitel und Blasenfuß herrschenden Temperaturunterschieden in der Flüssigkeit über einen Gleichgewichtsansatz zwischen den treibenden Kräften aus der Oberflächenspannung, den diesen entgegenwirkenden Zähigkeitskräften und den Auftriebskräften die Geschwindigkeit dieser Zirkulationsströmung abgeschätzt.

Aus der Betrachtung der hier kurz geschilderten Einflußgrößen, nämlich Trägheit und Wärmetransport, wurde in der Literatur eine Reihe von Gleichungen für das Blasenwachstum aufgestellt. Eine der ältesten Beziehungen stammt von Bošnjaković [4], der davon ausgeht, daß der Verdampfungsvorgang allein durch Wärmeleitung von der überhitzten Flüssigkeit zur Phasengrenze bestimmt wird. Dieses Modell wurde von verschiedenen Autoren als Ausgangspunkt für die Berechnung des Wachstums meist kugelförmig angenommener Blasen verwendet. Forster und Zuber [6] erweiterten die Theorie von Bošnjaković mit der Annahme, daß nur ein Teil der Energie der überhitzten Flüssigkeitsschicht um die Blase zum Verdampfen aufgewendet wird, während ein Großteil direkt an die umgebende Flüssigkeit weitergeleitet wird. In Abb. 6 sind an einem Beispiel gemessene und berechnete Werte für das Blasenwachstum verglichen. Zusätzlich zu den genannten

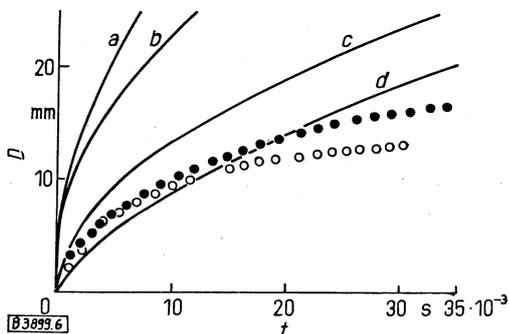


Abb. 6. Vergleich von theoretischen Blasenwachstumskurven mit experimentellen Ergebnissen.

a nach Plesset und Zwick [8]:  $R = \sqrt[3]{\frac{2\lambda_F \Delta T}{r_{QD} \sqrt{\pi a_F}} \sqrt{t}}$  ;

b nach Forster und Zuber [6]:  $R = \frac{\pi}{2} \frac{2\lambda_F \Delta T}{r_{QD} \sqrt{\pi a_F}} \sqrt{t}$  ;

c nach Cole und Shulman [13]  $R = \frac{c_F Q_F \Delta T}{2r_{QD}} \sqrt{\pi a t}$  ;

d nach Beer [9]:

$$R = \frac{1}{2} \left[ 0,234 \frac{\lambda_F}{r_{QD}} \left( \frac{Q_F \Delta \sigma}{\eta_F^2 \Delta \varphi} \right)^{0,55} Pr^{1/3} \right]^{0,69} (T_W - T_s)^{0,69} t^{0,69} ;$$

● Meßwerte nach Beer, + eigene Meßwerte;  $p = 0,26 \text{ bar}$ ,  $T_W - T_s = 18 \text{ K}$ .

Autoren wurde für diesen Vergleich noch die Beziehung von Cole und Shulman [13] herangezogen. Man erkennt erhebliche Unterschiede zwischen den verschiedenen theoretischen Vorhersagen und eine relativ gute Übereinstimmung der Gleichung von Beer [9] mit den Meßwerten [14].

In der Literatur sind aber auch Arbeiten [15, 16] zu finden, die davon ausgehen, daß sich unter der Blase eine zwar nur wenige Tausendstel Millimeter dicke, aber stark überhitzte Flüssigkeitsschicht befindet, aus der die Blase während des Wachstums im wesentlichen Wärme und Stoff bezieht. Die Temperaturverhältnisse an der übrigen Oberfläche der Blase spielen danach eine nur untergeordnete Rolle. Es wurde auch versucht [16], diese flüssige „Mikroschicht“ durch optische Interferenzverfahren sichtbar zu machen.

Hat die Blase eine bestimmte Größe erreicht, so löst sie sich von der Heizfläche. Das Ablösen wird von der Auftriebskraft der aus der Oberflächenspannung resultierenden Haltekraft und den Trägheitskräften in Flüssigkeit und Dampf bestimmt. In der Literatur wird häufig unter der Voraussetzung eines langsamen Blasenwachstums Gleichgewicht zwischen Auftriebs- und Oberflächenkraft beim Ablösen angenommen und daraus der Ablöseradius der Blase bestimmt.

Beim Ablösen transportiert die Dampfblase eine gewisse Wärmemenge in Form von latenter Verdampfungswärme von der Heizfläche, zusätzlich dazu wird sie aber – worauf besonders Beer [9] hinwies – in ihrem Nachlauf eine Driftströmung verursachen, die überhitzte Flüssigkeitsballen aus dem Bereich der an der Heizfläche anlagernden Grenzschicht in die auf Sättigungstemperatur befindliche heizflächenferne Flüssigkeit bringen und dadurch als Sekundäreffekt einen weiteren wesentlichen Wärmetransport bewirken. Beer kam aufgrund theoretischer Überlegungen zu der Aussage, daß die Driftströmung hinter der Blase einen Bereich erfaßt, der einen Radius vom doppelten Blasenradius aufweist. Neuere Messungen [14] zeigen, daß der Fuß des Driftkegels nur den Durchmesser der aufschwimmenden Blase besitzt.

#### Wärmeübergangsbeziehungen

Aus diesen Betrachtungen der Bildung der Blasen und ihrer Bewegung in der Flüssigkeit lassen sich physikalisch fundierte Modelle und Beziehungen für den Wärmeübergangskoeffizienten beim Sieden ableiten. Die ersten Ansätze hierfür gingen von der einleitend erläuterten Tatsache aus, daß die Zahl der Keim- und Blasenablösestellen mit wachsender Heizflächenbelastung steigt und damit die Wärmeübergangszahl in etwa proportional der Wärmestromdichte ist. Ein solcher erster Ansatz stammt von Jakob und Linke, die die in Gl. (4)

$$\frac{\alpha b}{\lambda_F} = 42,4 \left( \frac{\dot{q}}{Q_D h_{FD} w} \right)^{0,8} \quad (4)$$

angegebene einfache Potenzform vorschlugen. In dieser Beziehung ist  $b$  die sog. Laplace-Konstante

$$b = \sqrt{\frac{2\sigma}{g(Q_F - Q_D)}} \quad (5)$$

die ein Maß für den Blasendurchmesser beim Ablösen von der Heizfläche darstellt, und  $w$  eine empirische Größe,

$$w = 280 \text{ m/h} \quad (6)$$

mit der Dimension einer Geschwindigkeit. In der vorliegenden Form und mit dem dort angegebenen Zahlenwert gilt die Gleichung von *Jakob* und *Linke* nur für Sieden von Wasser bei Umgebungsdruck. Für höhere Drücke erweiterte *Jakob* die Gleichung dadurch, daß er über die Stoffwerte, nämlich Oberflächenspannung, Dichte und Viskosität extrapolierte.

$$\frac{\alpha b}{\lambda_F} = 44,7 \frac{\nu_{F,1\text{bar}}}{\nu_{F,p}} \left( \frac{\dot{q}}{\rho_{D,1\text{bar}} h_{FD,1\text{bar}} w} \cdot \frac{\rho_{F,1\text{bar}}}{\rho_{F,p}} \right)^{0,8} \left( \frac{\sigma_p}{\sigma_{1\text{bar}}} \right)^{0,8} \quad (7)$$

Diese rein empirische Gleichung hat zweifellos die in den vorhergehenden Abschnitten diskutierten hydro- und thermodynamischen Phänomene nicht oder nur zum geringen Teil erfaßt.

Von einer wesentlich umfassenderen Betrachtung des Siedephänomens geht *Stephan* [17] bei seiner Beziehung

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D_{\text{Bl}}}{\lambda_F} = 0,013 K_1^{0,8} K_2^{0,4} K_3^{0,133} \quad (8)$$

für den Wärmeübergang beim Sieden an einer horizontalen Platte und bei seiner Gleichung

$$\text{Nu} = 0,071 K_1^{0,7} K_2^{0,3} K_3^{0,133} \quad (9)$$

für ein waagerechtes Rohr aus. Er stützte sich auf Ähnlichkeitsbetrachtungen und baute seine Gleichung aus den drei Kenngrößen  $K_{1-3}$  auf,

$$K_1 = \frac{\dot{q} D_{\text{Bl}}}{\lambda_F T_s}; K_2 = \frac{D_{\text{Bl}} T_s \lambda_F}{\sigma \nu_F}; K_3 = \frac{h_{FD} \rho_D k}{(f D_{\text{Bl}})^2 \rho_F D_{\text{Bl}}}$$

die neben den für den Siedevorgang wichtigen Stoffwerten, vor allem auch die Rauigkeit  $k$  der Heizfläche berücksichtigen. Die Ablösefrequenz  $f$  der Blasen kann z. B. nach *Prisnyakov* [18] für kleine Drücke mit der Beziehung

$$f = \frac{2}{\pi} \left( \frac{\dot{q} b}{h_{FD} J_a \rho_D \alpha_F} \right)^2 \quad (10)$$

berechnet werden. Mit der Jakob-Zahl

$$J_a = \frac{\Delta T c_F \rho_F}{h_{FD} \rho_D}$$

errechnet sich der Blasendurchmesser nach [18] zu

$$f D_{\text{Bl}}^2 = \frac{16 J_a^2}{\pi} \quad (11)$$

Der Wärmetransport von Heizflächen mittels einphasiger Zwangskonvektion wird häufig in der einfachen Form

$$\text{Nu} = C \text{Re}^m \text{Pr}^n \quad (12)$$

als Potenzbeziehung der Reynolds- und der Prandtl-Zahl dargestellt. *Rohsenow* [19] nahm an, daß auch Siedevorgänge damit beschrieben werden können, wenn man den Wärme- und Stoffstrom von der Heizfläche in diesen Kennzahlen richtig erfaßt. Hierbei liegt es nahe, als charakteristische Länge den Blasendurchmesser  $D_{\text{Bl}}$  zu wählen und die Geschwindigkeit in der Reynolds-Zahl mit dem die Heizfläche verlassenden Dampfstrom zu definieren. Damit kommt *Rohsenow* zu folgender Darstellung der Kennzahlen,

$$\text{Re}_{\text{Bl}} = \frac{\dot{q} b}{\nu_F h_{FD} \rho_F}, \quad \text{Pr}_F = \frac{c_F \nu_F \rho_F}{\lambda_F}$$

mit deren Hilfe er dann eine Beziehung für den Wärmeübergang in der bekannten Potenzform aufstellt:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha b}{\lambda} = C_f \text{Re}_{\text{Bl}}^{0,667} \text{Pr}_F^{-0,7} \quad (12a)$$

Die Konstante  $C_f$  in Gl. (12a) berücksichtigt das Heizflächenmaterial, das unter anderem aufgrund seiner Wärmeleitfähigkeiten für die Blasenfrequenz maßgebend ist. Zahlenwerte für diese Konstante sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Tabelle 1. Zahlenwerte für die Konstante  $C_f$  in Gl. (12a) [19].

Heizfläche-Fluid Kombination	$C_f$
Wasser/Nickel	167
Wasser/Platin	77
Wasser/Kupfer	77
Wasser/Messing	167
CCl <sub>4</sub> /Kupfer	77
Benzol/Chrom	100
n-Pentan/Chrom	67
Äthylalkohol/Chrom	370
Isopropylalkohol/Kupfer	400
35 proz. K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> -Lösung/Kupfer	185
50 proz. K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> -Lösung/Kupfer	370
n-Butylalkohol/Kupfer	333

Bei bestimmten verfahrenstechnischen Prozessen tritt Verdampfung in hochviskosen Flüssigkeiten auf. Hier versagen in der Regel die aus der Literatur bekannten Beziehungen für den Wärmeübergang beim Sieden, da die Viskosität zusätzlich eine dominierende Rolle spielt. Versuche [20] mit höher-viskosen Flüssigkeiten, wie Sucrose und Caprolactam, zeigen, wie aus Abb. 7 zu ersehen, wesentlich geringere Wärmeübergangskoeffizienten als bei

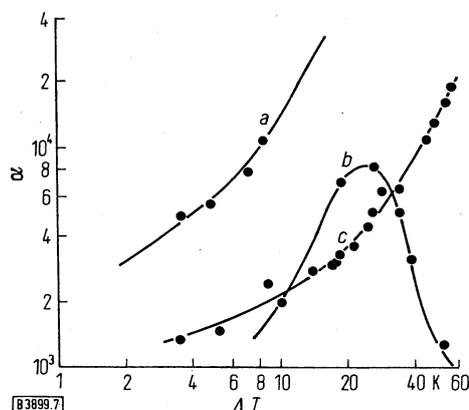


Abb. 7. Einfluß der Viskosität auf den Wärmeübergangskoeffizienten.

a Wasser, b Caprolactam, c Sucrose (60%).

Wasser. Für technische Prozesse ist weiterhin zu beachten, daß die kritische Heizflächenbelastung in Caprolactam schon bei sehr niedrigen Werten erreicht wird.

### Sieden bei Zwangskonvektion

Wird den durch das Sieden hervorgerufenen Impuls-, Wärme- und Stoffaustauschvorgängen eine Zwangskonvektion überlagert, die parallel zur Heizfläche gerichtet ist, so wird, wie leicht einzusehen, die erste Phase des Blasenentstehens, nämlich die Keimbildung, dadurch kaum beeinflusst, da sie sich unmittelbar an bzw. in der Wand unterhalb der Grenzschicht abspielt. Für die Aktivierung eines Siedekeimes sind also auch bei Zwangskonvektion nur die Überhitzung der Grenzschicht in unmittelbarer Wandnähe und die Oberflächenbeschaffenheit der Heizfläche maßgebend. Etwas anders verhält es sich in der Phase des Blasenwachstums und des Blasenablösens.

Beim Sieden unter freier Konvektion hatten die Resultierende aus der Oberflächenspannung als haftende Kraft und der Auftrieb der Blase als lösende Kraft im wesentlichen die Kräftebilanz bestimmt. Bei Zwangskonvektion kommt noch der Widerstand, den die Blase der Strömung entgegengesetzt, hinzu. Da wegen der im allgemeinen bei erzwungener Konvektion höheren Heizflächenbelastung die Blasen schneller wachsen, hat auch die Trägheit der Flüssigkeit, die die Blasen verdrängen muß, hier größeren Einfluß. Abb. 8 zeigt schematisch Ansätze für diese Kräfte. Im Augenblick des Blasenablösens müssen alle an der Blase angreifenden Kräfte im Gleichgewicht sein.

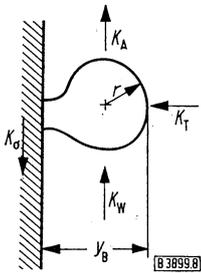


Abb. 8. Berechnung des Blasenablösepunktes nach Levy [21].

Auftrieb:  $K_A = C_A r^3 (\varrho_F - \varrho_D)$ ; Widerstand:  $K_W = C_W r^3 \tau / d_{\text{hyd}}$ ; Oberflächenspannung:  $K_\sigma = C_\sigma r \sigma$ ; Trägheit:  $K_T = C_T r^2 w^2 \varrho_W \approx 0$ ; Kräftebilanz:  $K_A + K_W - K_\sigma = 0$ ; Blasenradius beim Ablösen:

$$R_{B1} = \sqrt{\frac{C_\sigma \sigma}{C_A (\varrho_F - \varrho_D) + C_W \tau / d_{\text{hyd}}}} \sim y_B ;$$

örtliche Unterkühlung bei Blasenablösen:

$$\Delta T_U = \frac{\dot{q}}{\alpha} - \frac{5\dot{q}}{\varrho_F C_F} \sqrt{\frac{\varrho_F}{\tau}} \left[ \text{Pr} + \ln(1 + 5 \text{Pr}) + \frac{1}{2} \ln \frac{Y_B}{30} \right]$$

für  $Y_B \geq 30$

Eine solche Kräftebilanz für die sich ablösende Dampfblase wurde verschiedentlich in der Literatur diskutiert. Für eine quantitative Formulierung fehlen jedoch eine Reihe detaillierter Angaben. So hat bei der aus der Oberflächenspannung resultierenden Kraft der zwischen Heizfläche und Blasenfuß sich einstellende Winkel einen erheblichen Einfluß. Der von der Blase der Strömung entgegengesetzte Widerstand hängt vom Geschwindigkeitsprofil in Wandnähe ab. Infolge der auch stromaufwärts von der Betrachtungsstelle entstehenden Dampfblasen entspricht dieses Geschwindigkeitsprofil keineswegs den bei einphasiger Strömung bekannten Verhältnissen. Eine genaue experimentelle Bestimmung des Schubspannungs- und Geschwindigkeitsverlaufes in Wandnähe beim Blasenieden ist aber schwierig, und bis heute sind in der Literatur kaum Angaben gemacht.

Aus der Zahl der theoretischen Untersuchungen über die Vorgänge und Kräfteverhältnisse beim Bilden und Ablösen der Blase unter Zwangskonvektion seien hier lediglich die Arbeiten von Levy [21] sowie von Staub [22] genannt. Levy berücksichtigt bei seiner Betrachtung der Kräftebilanz an der Blase im wesentlichen nur die Oberflächenspannung und die Schleppkraft und bestimmt die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht mit Hilfe der für die einphasige Strömung entwickelten Grenzschichtrechnungen. Staub rechnet mit einer von ihm definierten Blasenrauigkeit an der Wand, wobei er von der Überlegung ausgeht, daß infolge der an der Heizfläche vorhandenen Dampfblasen für die Strömungsvorgänge in Wandnähe nicht mehr die Oberflächenrauigkeit des Heizflächenmaterials, sondern die an der Wand haftenden Blasen bestimmend sind.

Bei der Diskussion der Wärmeübertragung beim Sieden unter freier Konvektion wurde dargelegt, daß für den Wärmetransport im wesentlichen der Energie- und Stoffaustausch zwischen überhitzter Grenzschicht und Dampfblase während deren Wachstum sowie der turbulente Nachlauf hinter der Blase bei ihrem Ablösen maßgebend sind. Beide Vorgänge laufen in Zwangskonvektion sehr ähnlich ab, solange genügend Flüssigkeit in der Nähe der Heizfläche vorhanden ist. Es ist deshalb zu erwarten, daß sich auch die Wärmeübergangskoeffizienten in beiden Konvektionsarten nicht wesentlich unterscheiden. Dies wurde durch eine Reihe von Messungen bestätigt, deren Ergebnisse nachwiesen, daß, solange sich eine genügend dicke Flüssigkeitsschicht in Wandnähe befindet, in der sich die Blasen ungehindert bilden können, auch durch Aufbringen hoher Strömungsgeschwindigkeiten sich nur eine kaum merkliche Verbesserung im Wärmeübergangsverhalten ergibt. Man kann deshalb ohne große Fehler auch bei Zwangskonvektion bekannte und z. T. vorher diskutierte Wärmeübergangsbeziehungen ansetzen, wie sie für Sieden bei freier Konvektion gelten.

Aufbauend auf Messungen mit R 12 bei Zwangskonvektion und in Anlehnung an die Modellvorstellungen von Stephan entwickelten Kaufmann und Vaihinger [23] für Blasenieden in senkrechten Rohren die Beziehung

$$\text{Nu} = \frac{\alpha D_{B1}}{\lambda_F} = 0,078 K_a^{0,62} K_b^{0,133} K_c^{0,634} K_d^{0,234} \text{Pr}^{1,032} \text{Re}^{0,078} \quad (13)$$

mit den dimensionslosen Kennzahlen

$$K_a = \frac{\dot{q} D_{B1}}{T_s c_F \eta_F} ; K_b = \frac{k}{D_{B1}} ; K_c = \frac{\varrho_F^2 (f D_{B1})^2 D_{B1}}{\sigma_D \varrho} ;$$

$$K_d = \frac{h_{FD}^3 \varrho_F^2 D_{B1}^2}{\sigma^2 c_F T_s} ; \text{Pr} = \frac{\nu_F}{\alpha_F} ; \text{Re} = \frac{(f D_{B1}) D_{B1} \varrho_F}{\eta_F}$$

und den Formeln für den Blasendurchmesser  $D_{B1}$  bzw. die Blasenablösefrequenz  $f$ ,

$$D_{B1} = 0,837 \Theta \left( \frac{2\sigma}{g(\varrho_F - \varrho_D)} \right)^{0,5}$$

und

$$f^2 D_{B1} = 0,314 \frac{g(\varrho_F - \varrho_D)}{\varrho_F} ,$$

worin der Randwinkel  $\Theta$  zwischen Blase und Heizfläche im Bogenmaß einzusetzen ist. Hierfür werden von Vaihinger die temperaturunabhängigen Näherungswerte für Wasser mit  $\Theta = 45^\circ$ , für Kältemittel mit  $\Theta = 35^\circ$  und für Benzol mit  $\Theta = 40^\circ$  festgelegt. Rohsenow [19] versucht den Einfluß der Zwangskonvektion zusätzlich zu erfassen und geht dabei von der Vorstellung aus, daß sich der gesamte Wärmestrom von der Heizfläche aus zwei Teilen additiv zusammensetzt, nämlich der in der Blase und infolge der durch sie hervorgerufenen Mikrokonvektion transportierten Wärme und der Wärmeabfuhr durch die überlagerte Strömung:

$$\dot{q} = \dot{q}_{\text{sieden}} + \dot{q}_{\text{zK}} \quad (14)$$

Der durch die Blasen verursachte Wärmetransport kann aus Gl. (12a) berechnet werden, und der Wärmefluß infolge Zwangskonvektion ergibt sich z. B. aus der Colburn-Beziehung

$$\text{Nu}_{\text{zK}} = \frac{\alpha_{\text{zK}} d_{\text{hyd}}}{\lambda_F} = 0,023 \text{Re}^{0,7} \text{Pr}^{1/3} \quad (15)$$

Eine Übersichtsrechnung zeigt rasch, daß in Gl. (14) der Wärmetransport durch Zwangskonvektion nur wenige Prozent des gesamten Wärmeflusses beträgt.

Anders werden die Verhältnisse, wenn sich an der Heizfläche infolge hohen Dampfgehaltes nurmehr ein dünner Flüssigkeitsfilm befindet. In diesen dünnen Flüssigkeitsschichten sind kaum noch Blasen zu beobachten, die an der Heizfläche entstehen, vielmehr herrscht hier stilles Sieden, d. h. die Wärme wird durch Leitung und Konvektion von der Wand zur freien Oberfläche der Flüssigkeitsschicht transportiert, und erst dort erfolgt die Verdampfung. Der Wärmetransport wird deshalb im wesentlichen durch die Strömungsvorgänge in dieser Flüssigkeitsschicht bestimmt. Näherungsweise kann man annehmen, daß stilles Sieden dann eintritt, wenn die an der Heizfläche vorhandene Flüssigkeitsschicht dünner ist als der Ablösedurchmesser einer Blase, die sich bei größerer Flüssigkeitsmenge und gleichen hydro- und thermodynamischen Verhältnissen auf ihr bilden würde.

Während die Bemühungen, eine theoretische Beschreibung dieses Wärmetransportmechanismus zu erarbeiten, noch andauern, wurde eine Anzahl empirischer oder halbempirischer Wärmeübergangsbeziehungen entwickelt. Obwohl sie nicht den Anspruch erheben können, unter allen bei Zwangskonvektion denkbaren geometrischen Bedingungen gültig zu sein, haben sie sich in der Praxis doch als sehr brauchbar erwiesen. In ihnen wird grundsätzlich der Wärmeübergangskoeffizient beim Sieden unter zweiphasiger Zwangskonvektion  $\alpha_{zph}$  zu dem bei rein einphasiger Strömung  $\alpha_{zK}$  ins Verhältnis gesetzt. Als beschreibende Kenngröße werden der Martinelli-Parameter  $X_{tt}$  [24] mit dem Strömungsdampfgehalt  $\dot{x}$

$$X_{tt} = \left( \frac{1 - \dot{x}}{\dot{x}} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,5} \left( \frac{\eta_F}{\eta_D} \right)^{0,1} \quad (16)$$

sowie eine Siedezahl Bo (Boiling-Number)

$$Bo = \dot{q} / (\dot{m} h_{FD})$$

herangezogen. Die Gleichungen lassen sich in zwei Gruppen der Form

$$\frac{\alpha_{sieden}}{\alpha_{zK}} = A \left( \frac{1}{X_{tt}} \right)^b \quad (17)$$

oder

$$\frac{\alpha_{sieden}}{\alpha_{zK}} = M \left[ Bo \cdot 10^4 + N \left( \frac{1}{X_{tt}} \right)^n \right]^m \quad (18)$$

einteilen. Die empirischen Konstanten in diesen Gleichungen, wie sie von verschiedenen Autoren angegeben werden, sind in den Tab. 2 und 3 zu finden. Die Siedezahl Bo in Gl. (18) berücksichtigt eventuell noch vorhandenes teilweises Blasensieden in der Flüssigkeitsschicht. In jüngster Zeit untersuchten Calus und Mitarb. [25] den Wärmeübergang in Siederohren bei Naturkonvektion mit Wasser und verschiedenen organischen Flüssigkeiten und kamen zu der Beziehung

$$\frac{\alpha_{sieden}}{\alpha_{zK}} = 0,065 \left( \frac{1}{X_{tt}} \right) \left( \frac{T_s}{\Delta T_F} \right) \left( \frac{\sigma_{H_2O}}{\sigma_F} \right)^{0,9}, \quad (19)$$

wobei  $\Delta T_F$  den Temperaturabfall im Flüssigkeitsfilm und  $\sigma_F$  die Oberflächenspannung der Flüssigkeit bedeuten. Der in den Gln. (17) bis (19) notwendige Vergleichswert  $\alpha_{zK}$  des Wärmeübergangskoeffizienten bei einphasiger Strömung kann in einfacher Abwandlung der Colburn-Beziehung aus

$$\alpha_{zK} = \frac{\lambda_F}{d_{hyd}} 0,023 \left[ \frac{d_{hyd} \dot{m} (1 - \dot{x})}{\eta_F} \right]^{0,8} \left[ \frac{c_F \eta_F}{\lambda_F} \right]^{0,4} \quad (20)$$

berechnet werden. Die Beziehungen gelten, wie erwähnt, für den Fall, daß ein großer Teil des Strömungsquerschnittes von Dampf eingenommen wird und sich im wesentlichen an der Wand eine dünne Flüssigkeitsschicht befindet. Dies kann bei niedrigen Drücken wegen des großen Dichteunterschiedes zwischen Flüssigkeit und Dampf schon bei geringen Dampfgehalten eintreten. Man kann davon ausgehen, daß für

$$1/X_{tt} > 5 \quad (21)$$

stets mit stillem Sieden zu rechnen ist.

### Unterkühltes Sieden

Wie einleitend erwähnt, können sich bei hohen Wärmestromdichten an der Heizfläche Dampfblasen bilden, ob-

Tabelle 2. Zahlwerte für die Konstanten A und b in Gl. (17) [25].

Autoren	Versuchsfluid	A	b
Dengler und Addams [40]	Wasser, Zwangskonvektion, aufwärts	3,5	0,5
Guerrieri und Talty [41]	versch. organische Flüssigkeiten, freie Konvektion	3,4	0,45
Schrock und Grossmann [42]	Wasser, Zwangskonvektion, aufwärts	2,5	0,75
Bennett u. a. [43]	Wasser, Zwangskonvektion, aufwärts	2,9	0,66
Wright u. a. [44]	Wasser, Zwangskonvektion, abwärts	2,721	0,581
Somerville [45]	n-Butanol, Zwangskonvektion, abwärts	7,55	0,328
Collier u. a. [46]	Wasser, Zwangskonvektion, aufwärts	2,167	0,699
Pujol und Stenning [47]	R 113, Zwangskonvektion, auf- und abwärts	4,0	0,37

Tabelle 3. Zahlenwerte für die Konstanten in Gl. (18) [25].

Autoren	Versuchsfluid	M	N	n	m
Schrock und Grossmann [42]	Wasser, Zwangskonvektion, aufwärts	0,739	1,5	2/3	1
Sani [48]	Wasser, Zwangskonvektion, abwärts	1,48	1,5	2/3	1
Wright [44]	Wasser, Zwangskonvektion, abwärts	1,39	1,5	2/3	1
Somerville [45]	n-Butanol, Zwangskonvektion, abwärts	2,45	1,5	2/3	1
Chaddock und Brunemann [47]	R 12, R 22, Zwangskonvektion, horizontal	1,91	1,5	2/3	0,6
Pujol und Stenning [47]	R 113, Zwangskonvektion, aufwärts	0,9	4,45	0,37	1
	R 113, Zwangskonvektion, abwärts	0,53	7,55	0,37	1

wohl eine als Kühlmedium dienende Flüssigkeit im Mittel die Sättigungstemperatur noch nicht erreicht hat, da in unmittelbarer Nähe der Heizfläche eine Temperatur herrscht, die höher ist als die dem Druck in der Flüssigkeit entsprechende Sättigungstemperatur. Die sich auf der Heizfläche bildenden Blasen werden zunächst durch Wärme- und Stofftransport aus dieser überhitzten Grenzschicht wachsen, dann aber wieder, sobald sie infolge Volumenzunahme oder Bewegung über die überhitzte Grenzschicht hinausgelangen und damit in den Bereich der unterkühlten Flüssigkeit kommen, bei der jetzt einsetzenden Umkehrung des Wärmetransportvorganges wieder kondensieren.

Bei der Betrachtung eines hochbelasteten Kühlkanales, dem das Kühlmedium unterkühlt zuströmt, werden in der Literatur, wie in Abb. 9 skizziert, in der Regel vier Zonen unterschieden. In Zone I herrscht wegen der hohen Unterkühlung des Strömungsmediums reine einphasige Strö-

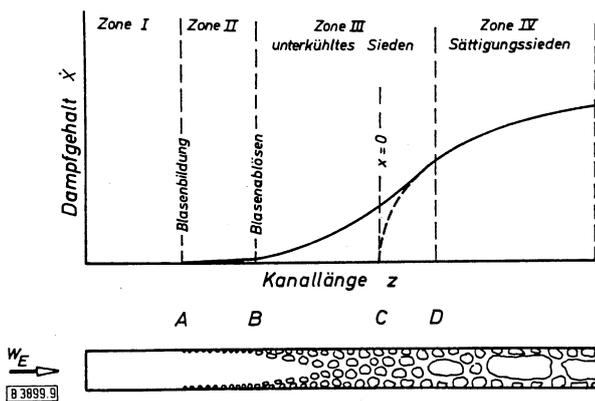


Abb. 9. Siedezonen in hochbelasteten Kanälen bei unterkühlter Zuströmung.

$\bar{x}$  wahrer Dampfgehalt,  $x$  Dampfgehalt nach thermodyn. Gleichgewicht.

mung. Der Wärmetransport von der Heizfläche an das Kühlmedium erfolgt durch einphasige Zwangskonvektion. Durch die Wärmezufuhr steigt die Temperatur des Kühlmittels und die Heizflächentemperatur erreicht schließlich einen Wert, der bei technisch rauen Oberflächen zur Blasenbildung führt, d. h. einzelne Siedekeime werden aktiv. Die Unterkühlung der Strömung ist jedoch noch groß genug, daß die Dampfblasen nicht merklich über die sehr dünne Grenzschicht hinauswachsen können, da sie beim Eindringen in den unterkühlten Bereich vom Blasenkopf her sofort wieder kondensieren. Es entsteht der Eindruck an der Wand haftender Blasen. In dieser Zone II ist der Dampfgehalt sehr gering und wird in der Regel als Wandeffekt betrachtet.

Mit fortschreitender Kanallänge wird die Differenz zwischen Sättigungstemperatur und tiefster Temperatur des Fluids geringer. Die Blasen können jetzt von der Heizfläche frei schwimmen und kondensieren langsam auf ihrem Weg in und längs des unterkühlten Flüssigkeitskernes. Von diesem Punkt der Blasenablösung an — er ist in Abb. 9 mit B bezeichnet — nimmt der Dampfgehalt in der Zone III merklich zu. Im gesamten Bereich ist das Fluid nicht im thermodynamischen Gleichgewicht, da in der unterkühlten Kernströmung eine große Zahl von Dampfblasen, wenn auch mit individuell kurzer Lebensdauer vorhanden sind.

Dieses Phänomen des unterkühlten Siedens stellt zunächst zwar bei wärmetechnisch unzureichender Auslegung eines Wärmeaustauschers ein lokal ausgleichsfähiges Sicherheitspotential dar, da sich mit Einsetzen des Siedens die Wärmeübergangsverhältnisse verbessern und dadurch die Temperaturdifferenzen örtlich abgebaut werden. Es kann jedoch zu ernstesten Störungen in der Strömung und damit im Durchfluß des Kühlmediums durch den Wärmetauscher führen, da zweiphasige Strömung bekanntlich einen erheblich höheren Druckverlust hat als einphasige.

Für die Berechnung des Siedebeginns und des tatsächlichen Dampfgehaltes bei der Auslegung von hochbelasteten Wärmetauschern gibt es verschiedene Rechenmodelle, die von einer Reihe empirischer Annahmen ausgehen. Erwähnt seien die Arbeiten von *Bowring* [26], von *Levy* [27], von *Lavinge* [28] sowie von *Rouhani* [29]. Die Unsicherheit dieser Rechenmodelle liegt vor allem in der empirischen Annahme über den Siedebeginn, d. h. das Bilden der ersten Blase, in der Beschreibung der Blasenbildung und des Blasenwachstums und in der physikalisch richtigen und sinnvollen Erfassung der Rückkondensation. Alle diese Vorgänge sind eine Funktion des Temperaturverlaufes in der Grenzschicht an der Heizfläche bzw. an der Phasengrenze zwischen Blase und Flüssigkeit.

Untersuchungen der Temperaturprofile in der Grenzschicht und der Temperaturschwankungen beim Blasenabläsen sind nur für freie Konvektion bekannt [14, 30, 31]. Den Temperaturverlauf über einer scheibenförmigen waagerechten Heizfläche beim unterkühlten Sieden zeigt Abb. 10 [14]. Es sind dort in Abhängigkeit vom Heizflächenabstand die beobachteten minimalen und maximalen Temperaturen aufgetragen sowie der Verlauf des

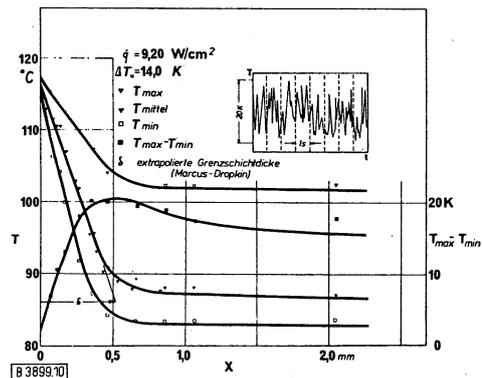


Abb. 10. Temperaturen in der wandnahen Grenzschicht über einer waagerechten Heizfläche aus Kupfer.

zeitlichen Mittelwertes der Grenzschichttemperatur eingezeichnet. Die zeitliche Mittelung erfolgte durch Planimetrieren der Schwankungskurve, weshalb der Mittelwert nicht im halben Abstand zwischen minimaler und maximaler Temperatur, sondern tiefer verläuft, was bedeutet, daß in der Grenzschicht längere Zeiten tiefere Temperaturen herrschten als Temperaturmaxima zu beobachten waren. Unmittelbar an der Heizfläche werden die Amplituden der Temperaturschwankungen von der Wärmekapazität des Heizmaterials und von der Heizflächenbelastung bestimmt. Der Ort, an dem die Temperaturschwankungen ihr Maximum erreichen, hängt ab von dem Unterkühlungsgrad des Fluids und der Heizflächenbelastung. Er rückt mit abnehmender Unterkühlung in Wandnähe.

Aus der Literatur ist für den Siedevorgang bei Sättigungstemperatur bekannt, daß die Steigung des Temperaturverlaufs in der wandnahen Grenzschicht mit steigender Heizflächenbelastung zunimmt, was plausibel in einfacher Weise damit erklärt werden kann, daß im ersten Augenblick bis zur Bildung der Blase der Wärmetransport von der Heizfläche an das Fluid überwiegend durch Wärmeleitung erfolgt. Für das unterkühlte Sieden gilt dasselbe, hier ist jedoch zum besseren Verständnis und zur rechnerischen Erfassung des Blasenwachstums die Abhängigkeit dieses Temperaturverlaufes auch vom Unterkühlungsgrad von Interesse. Abb. 11, in der zeitlich gemittelte Kurven der Fluidtemperatur für verschiedene Unterkühlungsgrade bei konstant gehaltener Heizflächenbelastung auf-

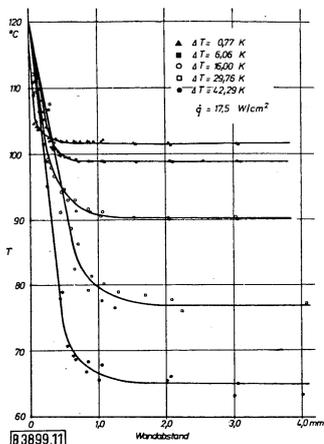


Abb. 11. Verlauf des zeitlichen Mittelwertes der Grenzschichttemperaturen über eine waagerechte Heizfläche aus Kupfer bei verschiedenen Unterkühlungsgraden.

getragen sind, zeigt, daß der Temperaturabfall in unmittelbarer Wandnähe keine oder höchstens eine schwache Funktion der mittleren Fluidtemperatur ist.

In engem Zusammenhang mit den zeitlichen und örtlichen Temperaturverhältnissen an der Heizfläche steht der Wärmeübergangskoeffizient. Er reicht abhängig vom Unterkühlungsgrad und der Heizflächenbelastung von den aus der Literatur bekannten Werten der freien Konvektion bis zu den hohen Werten des ausgebildeten Sättigungssiedens. Abb. 12 zeigt in Wasser von Umgebungsdruck gemessene Wärmeübergangskoeffizienten für ver-

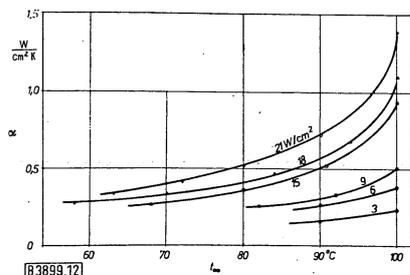


Abb. 12. Wärmeübergangskoeffizient beim unterkühlten Sieden unter freier Konvektion, Wasser, 1 bar.

schiedene Heizflächenbelastungen in Abhängigkeit von der Fluidtemperatur.

In allen Berechnungen des Dampfgehaltes bei unterkühltem Sieden steckt die größte Ungenauigkeit in der Vorhersage des exakten Siedebeginns, d. h. derjenigen Stelle entlang des Kühlkanals, an der das Sieden zuerst einsetzt.

In der Literatur wird diese erste Blasenbildung häufig sehr einfach abgeschätzt, wobei z. B. eine für das Blasen-sieden angegebene Wärmeübergangsbeziehung herangezogen wird [26]. Experimentell kann man den Siedebeginn einfach dadurch erfassen, daß man eine Reihe von Thermoelementen über die Länge einer Heizfläche verteilt und die zeitliche Änderung der Heizflächentemperatur während einer langsamen Steigerung der Heizflächenbelastung mißt. Da beim Einsetzen des Siedens sich der Wärmeübergangskoeffizient plötzlich ändert, beobachtet man bei der Aufzeichnung der Temperatur-Zeit-Kurve einen Knick, der den Siedebeginn kennzeichnet.

Wie Hein [32] zeigte, hängt der Siedebeginn nicht nur vom Unterkühlungsgrad in der Flüssigkeit und von der Heizflächenbelastung, sondern in starkem Maße auch von den örtlichen Strömungsverhältnissen ab. Als Beispiel sind in Abb. 13 [32] Grenzkurven für den Siedebeginn, die an Wasser bei einem Druck von 100 bar gemessen wurden,

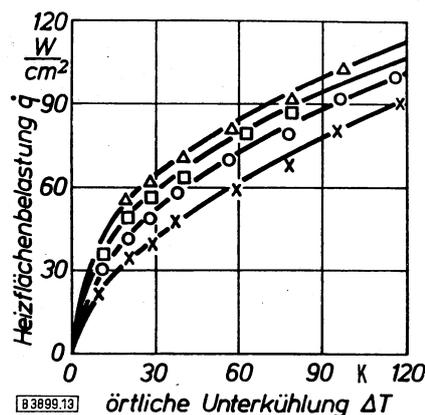


Abb. 13. Wärmestromdichte bei Siedebeginn als Funktion der örtlichen Unterkühlung, Druck 100 bar.

△ 250 g/cm<sup>2</sup> s; □ 200 g/cm<sup>2</sup> s; ○ 150 g/cm<sup>2</sup> s; × 100 g/cm<sup>2</sup> s.

aufgetragen. Man kann daraus ablesen, daß technische Dampferzeuger durchaus im Bereich des unterkühlten Siedens arbeiten.

Der für die Bestimmung des mittleren Dampfgehaltes, aber auch für den Wärmetransport wichtige Prozeß der Rückkondensation der Dampfblasen in der unterkühlten schwankungen ihr Maximum erreichen, hängt ab von dem Strömung ist noch kaum untersucht. Abb. 14 zeigt Interferenzlinien um eine Dampfblase im ersten Augenblick der Rückkondensation. Am Blasenkopf hat sich eine Grenzschicht mit relativ großem Temperaturgefälle gebildet, und es fällt auf, daß die Isothermen spitzwinklig abgelenkt sind. Würde man den Kondensationsvorgang nun weiter verfolgen, so zeigte sich, daß vom Kondensationsbeginn am Blasenkopf eine heftige Zirkulationsströmung um die Blase verursacht wird, die ihrerseits kalte Flüssigkeit zum Blasenfuß transportiert und dort dann das Einsetzen einer heftigen Kondensation verursacht, während sich der Blasenkopf mit einer dünnen Schicht gesättigter Flüssigkeit umgibt, die sich isolierend zwischen Dampf und unterkühltes Fluid legt. Diese isolierende Schicht wird bei freier Konvektion durch die beim Aufsteigen der Blase hervorgerufene Staupunktströmung stabilisiert, während die Kondensation durch die am Blasenfuß sich ablösenden Flüssigkeitswirbel unterstützt wird. Prinzipiell kann man für den Kondensationsvorgang ähnliche Beziehungen ansetzen wie für das Blasenwachstum,

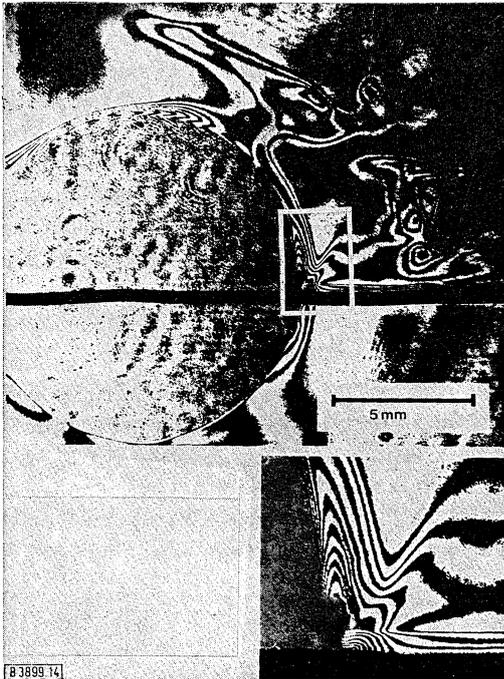


Abb. 14. Temperaturfeld um eine wachsende „erste“ Blase, Rückkondensation am Blasenkopf; Wasser,  $p = 0,4$  bar,  $\dot{q} = 46$  W/cm, Unterkühlung  $\Delta T_U = 3$  K.

und in der Literatur sind eine Reihe von Gleichungen bekannt, die sich im wesentlichen in der Behandlung des Wärmetransportes an der Phasengrenze und in der Berücksichtigung des Trägheitseffektes unterscheiden. Sie gehen durchweg von kugelförmigen Blasen aus und setzen einheitliche Verhältnisse über den Blasenumfang voraus. In Abb. 15 sind die Ergebnisse einiger, meist neuerer Berechnungsverfahren [33–35] zum Vergleich mit Meßergebnissen

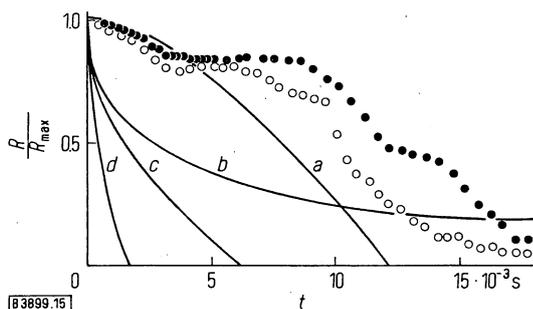


Abb. 15. Unterkühltes Sieden bei freier Konvektion in Wasser, Vergleich von theoretischen Kondensationskurven mit experimentellen Ergebnissen.

$\Delta T_U = 8$  K,  $p = 0,3$  bar,  $\dot{q} = 37,63$  W/cm<sup>2</sup>;

a nach Zuber [35]; b nach Chao und Florschuetz [33] mit Plesset-Zwick-Integral; c nach Chao und Florschuetz [33], plane interface; d nach Prisnyakov [34].

nissen [14] eingetragen. Würde man zum Vergleich mit der Blasenwachstumsgeschwindigkeit Abb. 6 heranziehen, so ergäbe sich ein falscher Schluß, da dort die Verhältnisse bei Sättigungstemperatur dargestellt sind. In unterkühlter Flüssigkeit erfolgt wegen der hier vorhandenen höheren Heizflächenbelastung das Wachstum wesentlich schneller, und die Wachstumsperiode beträgt – wie Abb. 16 zeigt – etwa ein Zehntel der Kondensationszeit.

Wärmeübergangsbeziehungen für unterkühltes Sieden bei Zwangskonvektion sind aus der Literatur nicht bekannt. Für die Praxis ist es am zweckmäßigsten und einfachsten, in diesen Zonen des Wärmeaustauschers zwischen den unter

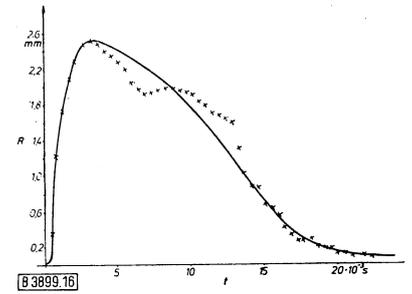


Abb. 16. Blasenwachstum und -kondensation bei unterkühltem Sieden.

der Annahme reiner einphasiger Zwangskonvektion errechneten Werten und den Wärmeübergangskoeffizienten bei ausgebildetem Blasensieden auf Sättigungstemperatur zu interpolieren.

### Filmsieden

Es würde zu weit führen, hier die Phänomene zu beschreiben, die den Umschlag vom Blasen- zum Filmsieden (DNB) verursachen oder im Bereich hohen Dampfgehaltes zum Austrocknen der Heizfläche (Dryout) führen. Für die praktische Auslegung von Dampferzeugern ist es jedoch wesentlich, die Stelle bzw. diejenigen hydro- und thermodynamischen Zustände zu kennen, bei denen das Blasensieden in Filmsieden übergeht (DNB) oder bei denen der Flüssigkeitsfilm an der Wand aufreißt (Dryout), wobei in dem dann folgenden unbenetzten Heizflächenabschnitt die Wärme durch Sprühkühlung transportiert werden muß. Es gibt in der Literatur mehr als 100 Beziehungen, welche die kritische Heizflächenbelastung, bei der dieser Übergang zu erwarten ist, vorausberechnen lassen. Sie ist nicht nur eine Funktion des örtlichen hydro- und thermodynamischen Zustandes, sondern sie hängt auch stark von dem Strömungs- und Wärmeübergangsgeschehen stromaufwärts von der DNB- oder Dryout-Stelle ab. Hier sei lediglich eine relativ einfache zu handhabende Beziehung [36] wiedergegeben, die sich für Dampferzeuger gut bewährt hat.

$$\dot{Q}_{D0} = 10 \dot{M} h_{FG} \frac{1 - p/p_{krit}}{\sqrt{m}} \frac{L_s}{L_s + 0,1986 \left( \frac{p_{krit}}{p} - 1 \right)^{0,4} d_{hy}^{1/4} \dot{m}} \quad (22)$$

Gl. (22) ist eine Zahlenwertgleichung. Alle Werte sind in internationalen Einheiten (MKSA) einzusetzen.

Filmsieden ist stets dadurch gekennzeichnet, daß die Flüssigkeit die Wand nicht mehr benetzt, aber durchaus Flüssigkeitstropfen in die wandnahe stark überhitzte Dampf-Grenzschicht eindringen können, dort verdampfen und durch Kühlung dieser Grenzschicht den Wärmeübergang verbessern.

Auf dieser Vorstellung einer Dampfströmung an der Wand mit eingelagerten Flüssigkeitstropfen bauen für Sprühkühlung bei Zwangskonvektion die in der Literatur bekannten Wärmeübergangsbeziehungen auf. Sie gehen aus von der Colburn-Gleichung für reine Dampf-Strömung und beinhalten Korrekturfunktionen für den Flüssigkeitsgehalt  $(1-x)$  der Strömung und damit für die Wirksamkeit der Sprühkühlung.

In jüngster Zeit haben sich aufgrund eines Vergleichs mit Messungen vor allem die Wärmeübergangsbeziehungen von Dougall und Rohsenow [37],

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d_{\text{hyd}}}{\lambda_D} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}_D^{0,4}, \quad (23)$$

sowie von *Groeneveld* [38],

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d_{\text{hyd}}}{\lambda_D} = 0,00327 \text{Re}^{0,901} \text{Pr}_{D_{\text{wand}}}^{1,32} y^{-1,5}, \quad (24)$$

als zuverlässig herausgestellt. Hierin sind:

$$y = 1 - 0,1 \left( \frac{\varrho_F}{\varrho_D} - 1 \right)^{0,4} (1 - \dot{x})^{0,4}$$

und

$$\text{Re} = \frac{\dot{m} d_{\text{hyd}}}{\eta_D} \left[ \dot{x} + \frac{\varrho_D}{\varrho_F} (1 - \dot{x}) \right].$$

Sie werden insbesondere für die sicherheitstechnische Auslegung von Kernreaktoren verwendet. Umfangreiche theoretische Arbeiten über den Wärmetransport bei Sprühströmung, deren Ergebnisse in der Praxis jedoch schwer zu handhaben sind, stammen von *Hewitt* und Mitarb. [39].

### Schlußbemerkung

Während für den Wärmeübergang in einphasigen Systemen zuverlässige und in der Praxis einfach zu handhabende Modellgesetze bekannt sind, ist bei zweiphasigen Systemen die Übertragbarkeit von Versuchsergebnissen, sei es auf andere Fluide oder andere Abmessungen des Verdampfersystems in der Regel nicht ohne weiteres gegeben. Wegen der wesentlich größeren Zahl von Einflußgrößen ist bei zweiphasiger Strömung die Übertragbarkeit meist sehr stark eingengt, und Kennzahlen haben nur sehr beschränkte Gültigkeit. Forciert durch die Entwicklung in der Kerntechnik wurden in jüngster Zeit Umrechnungsgesetze insbesondere für den Druckverlust und die Siedekrisis (DNB oder Dryout) erarbeitet, die es erlauben, von Versuchen in Modellfluiden auf die Verhältnisse in Wasser zu schließen oder auch in beschränktem Maße über den Modellmaßstab zu extrapolieren.

Der Wärmeübergang beim Sieden wird zwar in der Literatur auch meist mit dimensionslosen Kennzahlen beschrieben, trotzdem ist aber eine universelle Anwendbarkeit auf beliebige Fluide oder Heizflächenbedingungen nicht gegeben. Systematische Untersuchungen über den Einfluß der wichtigsten hydrodynamischen, thermodynamischen und metallurgischen Parameter, die allerdings wegen deren großen Zahl sehr aufwendig sind, könnten hier einen wesentlichen Beitrag zur Aufstellung zuverlässiger Modellgesetze und damit auch zur besseren Klärung des Siedephänomens liefern.

Eingegangen am 28. Februar 1975 [B 3899]

### Literatur

- [1] *M. Jakob*, *Mechan. Engng.* 58, 643/660 u. 729/739 [1936].
- [2] *W. Fritz*, *Physik. Z.* 36, 379/84 [1935].
- [3] *M. Jakob, W. Linke*, *Physik. Z.* 36, 267/80 [1935].
- [4] *F. Bosnjaković*, *Techn. Mechan. Thermodyn.* 1, 358/62 [1930].
- [5] *V. Nukijama*, *J. Japan. Mechan. Engr.* 37, 53/54, 367/74 [1934].
- [6] *H. K. Forster, N. Zuber*, *J. appl. Physics* 25, 474/78 [1954].
- [7] *C. Y. Han, P. Griffith*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 8, 887/904 u. 905/14 [1965].
- [8] *M. S. Plesset, S. A. Zwick*, *J. appl. Physics* 25, 493/500 [1954].
- [9] *H. Beer*, *Progr. Heat Mass Transfer* 2, 311/70 [1969].
- [10] *E. R. F. Winter, F. A. Matekunas*, *An Interferometric Study of Nucleate Boiling*, *Int. Symposium on Two-Phase Systems*, Haifa, Israel, 29. 8. bis 2. 9. 1971.
- [11] *F. Mayinger, W. Panknin*, *Holography in Heat and Mass Transfer*, *Proceedings Int. Heat Transfer Conference 1974*, Tokio, Vol. 6, 28/43.
- [12] *U. Griggull, W. Hauf*, *Advances Heat Transfer* 6, 133/36 [1970].
- [13] *R. Cole, H. L. Shulman*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 9, 1377/90 [1966].
- [14] *F. Mayinger, D. Nordmann, W. Panknin*, *diese Zeitschr.* 46, 209 [1974].
- [15] *M. G. Cooper*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 12, 915/33 [1969].
- [16] *Y. Katto, M. Shoji*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, 1299/1311 [1970].
- [17] *K. Stephan*, *Beitrag zur Thermodynamik des Wärmeübergangs beim Sieden*, C. F. Müller, Karlsruhe 1963.
- [18] *V. F. Prisyakov*, *Heat Transfer-Soviet Research* 3, H. 3, S. 113/17 [1971].
- [19] *W. M. Rohsenow*, *Modern Developments in Heat Transfer*, Academic Press, New York 1963, S. 85/158.
- [20] *F. Mayinger, E. Hollborn*, *Untersuchungen der Blasenbildung und des Wärmeüberganges beim Sieden in zähen Flüssigkeiten*. Abschlußbericht DFG-Schwerpunktprogramm „Siedevorgänge“, 1973.
- [21] *S. Levy*, *Forced Convection Subcooled Boiling Prediction of Vapor Volumetric Fraction*, GEAP-5157.
- [22] *F. W. Staub*, *The Void Fraction in Subcooled Boiling - Prediction of the Initial Point of net Vapour Generation*, ASME 67 - HT-36 (Aug. 1967).
- [23] *D. Vaihinger, W. D. Kaufmann*, *diese Zeitschr.* 44, 921/27 [1972].
- [24] *R. C. Martinelli, R. W. Lockart*, *Chem. Engng. Progr.* 45, 39/48 [1949].
- [25] *W. F. Calus u. a.*, *Chem. Engng. J.* 6, 223/50 [1973].
- [26] *R. W. Bowring*, *Physical Model, Based on Bubble Detachment, and Calculation of Steam Voidage in the Subcooled Region of a Heated Channel*, HPR-10, Institut für Atomenergie, Halden, Norway.
- [27] *S. Levy*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 10, 951/65 [1967].
- [28] *P. Lavigne*, *Modele d'Evolution du Titre et du Taux de Vide en Ebullition et Zone de Transition*, Rapport C.E.A. Nr. 2365.
- [29] *S. Z. Rouhani, E. Axelsson*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, 383/93 [1970].
- [30] *J. R. Wiebe, R. L. Judd*, *Trans. A.S.M.E., Ser. C* 93, 455/61 [1971].
- [31] *B. D. Marcus, D. Dropkin*, *J. Heat Transfer* 87, 333/40 [1965].
- [32] *D. Hein, W. Köhler, F. Mayinger*, *diese Zeitschr.* 42, 1062 [1970].
- [33] *B. T. Chao, L. W. Florschuetz*, *J. Heat Transfer* 87, 209/20 [1965].
- [34] *V. F. Prisyakov*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 14, 353/56 [1971].
- [35] *N. Zuber*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 2, 83/105 [1961].
- [36] *S. Bertolotti u. a.*, *Energia Nucleare* 12, H. 3, S. 121/72 [1965].
- [37] *R. S. Dougall, W. M. Rohsenow*, *Filmboiling on the inside of verticle tubes with upward flow of the fluid at low qualities*, M.I.T. Report No. 9076-26 (Sept. 1963).
- [38] *D. C. Groeneveld, G. D. McPherson*, *In-Reactor Post-Dryout Experiment with 36 Element Fuel Bundles*, AECL-4309, Chalk River, Ontario, Canada, Dez. 1973.
- [39] *G. F. Hewitt, A. W. Bennett, H. A. Kearsley, R. K. F. Keelys*, *Heat Transfer to Steam Water Mixtures Flowing in Uniformly Heated Tubes in which the Critical Heat Flux has been Exceeded*, United Kingdom Atomic Energy Authority Report AERE-R 5373 (1967).
- [40] *C. E. Dengler, J. N. Addams*, *Chem. Engng. Prog., Symp. Ser.* 52, 95/103 [1956].
- [41] *S. A. Guerrieri, R. D. Talty*, *Chem. Engng. Prog., Symp. Ser.* 52, 69/77 [1956].
- [42] *V. E. Schrock, L. M. Grossmann*, *Forced Convection Boiling Studies*, Univ. of California, Inst. of Eng. Research, Berkeley, Final Rept. Nov. 1, 1959.
- [43] *J. A. R. Bennett, J. G. Collier, H. R. C. Pratt, J. D. Thorton*, *Trans. Instn. Chem. Engr.* 39, 113/26 [1961].
- [44] *R. M. Wright, G. F. Somerville, R. L. Savi, L. A. Bromley*, *Chem. Engng. Prog., Symp. Ser.* 61, 220/29 [1965].

- [45] *G. F. Somerville*, Downflow Boiling of n-Butanol in a Uniformly Heated Tube, Univ. of California, Lawrence Radiation Laboratory, UCRL-10527, Okt. 1962.
- [46] *J. G. Collier, P. M. C. Lacey, D. J. Pulling*, Trans. Instn. Chem. Engr. 42, T 127/T 139 [1964].
- [47] *L. Pujol, A. H. Stenning*, Effect of Flow Direction on the Boiling Heat Transfer Coefficient in Vertical Tubes, Proc. Int. Symp. Concurrent Gas-Liquid Flow, Univ. of Waterloo, Canada, Sept. 1968, S. 401/53.
- [48] *R. L. Sani*, Downflow Boiling and Non-boiling Heat Transfer in a Uniformly Heated Tube, Univ. of California, Lawrence Radiation Laboratory UCRL-9023, Jan. 1960.

## Formelzeichen

$a$	Temperaturleitzahl
$A$	Konstante
$b$	Laplace-Konstante
$b$	Exponent
Bo	Siedezahl (Boiling-Number)
$c$	spezifische Wärme bei konstantem Druck
$C$	Konstante
$C_t$	Konstante in Gl. (12a)
$d_{\text{hyd}}$	hydraulischer Durchmesser des Strömungskanals
$D$	Blasendurchmesser
$D_{\text{Bl}}$	Blasenablösedurchmesser
$f$	Blasenfrequenz
$g$	Erdbeschleunigung
$h_{\text{FD}}$	Verdampfungsenthalpie
Ja	Jakob-Zahl
$k$	absolute Rauigkeit
$K$	Kraft
$K_{1,2,3}$	Kenngrößen nach <i>Stephan</i> Gl. (8)
$K_{a,b,c,d}$	Kenngrößen nach <i>Vaishinger/Kaufmann</i> , Gl. (13)
$L_s$	Wegstrecke bis zur Dryout-Stelle, Gl. (22)
$m$	Exponent
$\dot{m}$	Massenstromdichte
$M$	Konstante
$\dot{M}$	Massenstrom
$n$	Exponent
$N$	Konstante
Nu	Nußelt-Zahl

$p$	Druck
Pr	Prandtl-Zahl
$\dot{q}$	Wärmestromdichte
$\dot{Q}_{\text{DO}}$	zugeführter Wärmestrom (Gl. 22)
$R, r$	Blasenradius
$R_{\text{Bl}}$	Blasenablöseradius
Re	Reynolds-Zahl
$t$	Zeit
$T$	Temperatur
$v$	spezifisches Volumen
$w$	Geschwindigkeit
$\dot{x}$	Strömungsdampfgehalt
$X_{\text{tt}}$	Martinelli-Parameter
$y$	Korrektur-Funktion in Gl. (24)
$y_{\text{B}}$	Abstand Blasenkopf/Wand
$Y_{\text{B}}$	normierter Wandabstand
$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient
$\eta$	dynamische Viskosität
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\nu$	kinematische Viskosität
$\rho$	Dichte
$\sigma$	Oberflächenspannung
$\tau$	Wandschubspannung
$\varphi$	Winkel
$\Theta$	Randwinkel
Indizes	
A	bezogen auf Auftrieb
D	Dampf
DO	Dryout
f	bezogen auf Heizfläche
F	Flüssigkeit
krit.	kritischer Zustand
p	bezogen auf Druck
S	Sättigungszustand
T	bezogen auf Trägheit
Sieden	Sieden bei freier Konvektion
U	Unterkühlung
W	Wand
W	bezogen auf Widerstand (Abb. 8)
ZK	Zwangskonvektion
zph	zweiphasig
$\sigma$	bezogen auf Oberflächenspannung