Behältersieden*)
(Sieden bei freier Konvektion)

Gliederung

1. Einführung ..... Ha 1
2. Konvektives Sieden ..... Ha 3
3. Blasensieden ..... Ha 4
3.1. Blasensieden von reinen Stoffen ..... Ha 4
3.2. Blasensieden von Zwei- und Mehrstoffgemischen ..... Ha 15
4. Maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden ..... Ha 19
5. Filmsieden ..... Ha 21
6. Schrifttum ..... Ha 22

1. Einführung

Die Wärmeübertragung von einer Heizfläche an eine siedende Flüssigkeit bei freier Konvektion tritt in technischem Maßstab in Verdampferkesseln mit ebenen Heizwänden oder mit Rohrbündeln als Heizflächen gemäß Bild 1 auf. Dabei kann in beiden Fällen entweder mit einem Fluid oder mittels elektrischer bzw. nuklearer Energie geheizt werden.

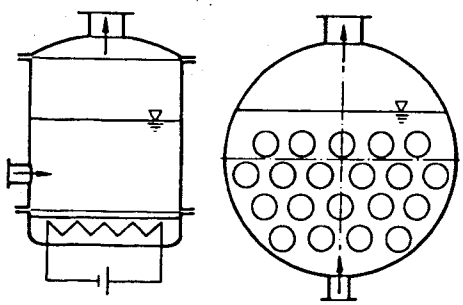

Bild 1. Verdampferkessel mit ebenen Wänden bzw. mit Rohr- oder Stabbündeln als Heizflächen, schematisch.

Erhöht man durch Wärmezufuhr die Oberflächentemperatur T_W eines Heizelementes, das in eine Flüssigkeit mit der Siedetemperatur T_s getaucht ist, über den Wert von T_s, so ergibt sich der in Bild 2 a und 2 b als Beispiel wiedergegebene Zusammenhang zwischen der Wärmestromdichte $\dot{q} = \dot{Q}/A$ und der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_W - T_s$ [1; 2]. Das Diagramm Bild 2a gilt für einen mäßigen normierten Betriebsdruck $p^* = p/p_c$ (mit p_c als Druck im kritischen Punkt; in Abschn. D „reduzierter" Druck p^*), das Diagramm Bild 2b dagegen für einen vergleichsweise hohen Druck nahe am kritischen Punkt. In beide Diagramme sind Parameterlinien für konstanten Wärmeübergangskoeffizienten α eingetragen, die nach der Definitionsgleichung für α, d.h. gemäß

$$\dot{q} = \alpha \Delta T. \qquad (1)$$

berechnet sind.

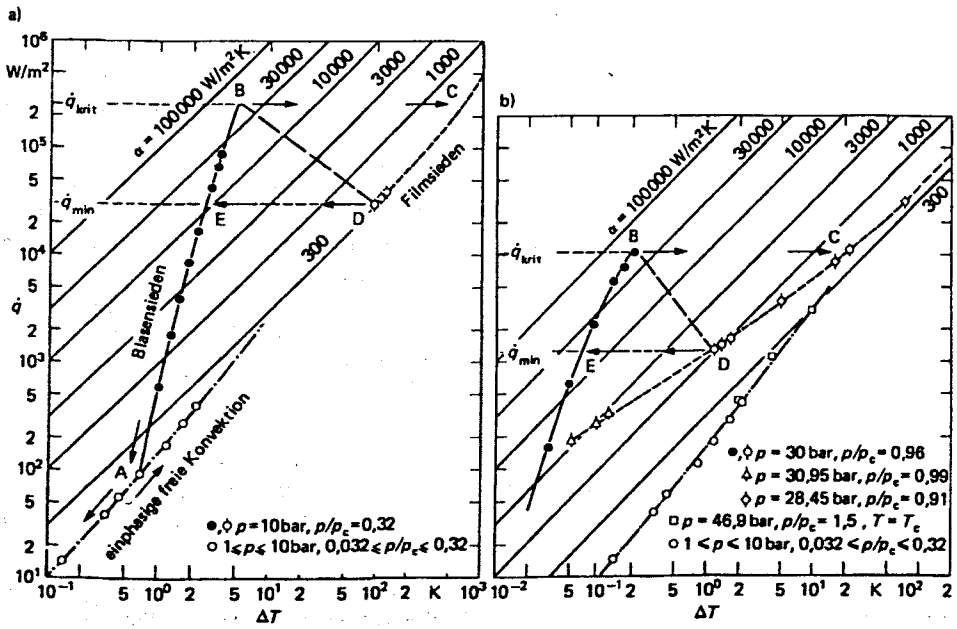

Bild 2a, b. Wärmestromdichte $\dot{q}$ in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz ΔT für Blasensieden, Filmsieden und einphasige freie Konvektion (siedende Flüssigkeit: Kältemittel R 115 (C_2F_5Cl); Heizfläche: horizontales Kupferrohr).
Nach [2]

*) Bearbeiter des Abschnitts Ha: Prof. Dr.-Ing. *D. Gorenflo*, Paderborn

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

Nach Bild 2a steigt die Wärmestromdichte $\dot{q}$ bei kleinen Temperaturdifferenzen mit wachsendem ΔT etwas mehr als direkt proportional zu ΔT an (strichpunktierte Linie, freie Konvektion ohne Blasenbildung). Bei einer bestimmten, vom Siededruck abhängigen Temperaturdifferenz beginnen sich an der Heizfläche Dampfblasen zu bilden (Punkt A in Bild 2a), und $\dot{q}$ nimmt sehr viel stärker mit ΔT zu (durchgezogene Linien mit gefüllten Punkten in Bild 2a und 2b) als für freie Konvektion ohne Blasenbildung.

Der starke Anstieg von $\dot{q}$ mit ΔT kennzeichnet den Wärmeübergang beim Blasensieden. Dabei entstehen an Gas- oder Dampfresten in Vertiefungen von technisch rauhen Heizflächen Dampfblasen, die die Flüssigkeitsüberhitzung lokal abbauen und beim Ablösen von der Wand auf ihrer Rückseite zusätzlich kältere Flüssigkeit in die überhitzte Grenzschicht nachströmen lassen [3 bis 6]. Bei geringer Überhitzung ΔT sind nur wenige Vertiefungen der Heizfläche an der Blasenbildung beteiligt, während mit zunehmender Überhitzung immer mehr Vertiefungen zur Blasenbildung angeregt werden. Dies läßt sich qualitativ damit erklären, daß durch die Flüssigkeitsüberhitzung ΔT in einem anwachsenden Blasenkeim ein Überdruck $\Delta p = f(\Delta T)$ aufgebracht werden muß, für den näherungsweise

$$\Delta p \sim \frac{\sigma}{r} \tag{2}$$

gilt. Demnach werden mit wachsendem ΔT zunehmend Vertiefungen mit kleinerem Krümmungsradius r der Grenzfläche zur Flüssigkeit angeregt, so daß sich die Heizfläche allmählich mit aktiven Blasenkeimstellen bedeckt.

In analoger Weise nimmt die Anzahl aktiver Blasenkeimstellen auch mit wachsendem Siededruck zu, da die Oberflächenspannung σ abnimmt und die Steigung der Dampfdruckkurve (dp/dT), größer wird. Aus Bild 2, das für viele organische Flüssigkeiten auch bezüglich der Zahlenwerte typisch ist, kann man entnehmen, daß für das gewählte Beispiel durch eine Druckerhöhung von 32% auf 96% des kritischen Druckes die zur Übertragung einer bestimmten Wärmestromdichte notwendige Übertemperatur auf ungefähr ein Zehntel des ursprünglichen Wertes abnimmt, wie die Linien mit den gefüllten Punkten in den beiden Diagrammen zeigen.

Durch die Möglichkeit, verhältnismäßig hohe Wärmestromdichten bei kleinem treibendem Temperaturgefälle zu erzielen, hat die Wärmeübertragung beim Blasensieden ihre heutige Bedeutung erlangt. Allerdings läßt sich die Wärmestromdichte nicht beliebig steigern, sondern es wird bei einer je nach Siededruck unterschiedlichen Überhitzung ΔT die sog. maximale Wärmestromdichte $\dot{q}_{krit}$ des Blasensiedens erreicht (Punkt B in Bild 2). In diesem Zustand sehr intensiver Blasenverdampfung beginnt sich stellenweise ein zusammenhängender Dampffilm auf der Heizfläche zu bilden. Das weitere Verhalten des Systems „siedende Flüssigkeit – Heizwand" hängt davon ab, auf welche der eingangs genannten Arten die Wärmeübertragungsfläche beheizt wird:

a) Beheizung durch ein Fluid

Wird durch Erhöhung der Eintrittstemperatur des beheizenden Fluids der zu $\dot{q}_{krit}$ gehörende Wert von ΔT zunehmend überschritten, so wächst die Anzahl der Stellen, an denen über mehr oder weniger lange Zeiten ein zusammenhängender, isolierender Dampffilm existiert. Dadurch sinkt die übertragene Wärmestromdichte, obwohl die – zeitlich und örtlich gemittelte – Wandtemperatur der Heizfläche ansteigt. Dies ist der Bereich des partiellen Filmsiedens, der sich bis zur minimalen Wärmestromdichte $\dot{q}_{min}$ des Filsmiedens (auch Leidenfrost-Punkt genannt) in Punkt D erstreckt. In diesem Betriebspunkt hat sich die Heizfläche völlig mit einem Dampffilm bedeckt, und es beginnt das sog. totale Filmsieden. Dabei steigt die Wärmestromdichte wieder an, zunächst weniger, dann mehr als direkt proportional zu ΔT; dies bedeutet, daß dann auch der Wärmeübergangskoeffizient zunimmt, im wesentlichen verursacht durch wachsende Turbulenz im Dampffilm und durch den allmählich stärker werdenden Einfluß der Wärmeübertragung durch Strahlung über den Dampffilm hinweg.

b) Beheizung durch elektrische oder nukleare Energie

Bei dieser Art der Beheizung ist die der Heizfläche aufgeprägte Wärmestromdichte $\dot{q}$ weitgehend unabhängig von der Wandtemperatur und damit auch von ΔT. Wird der Wert von $\dot{q}_{krit}$ überschritten, so kann der zugeführte Wärmestrom auch bei anwachsender Wandtemperatur von der siedenden Flüssigkeit zunächst nicht mehr vollständig aufgenommen werden; ein Dampffilm überzieht die Heizfläche, und die Überhitzung ΔT steigt bis auf die zu den Punkten C in Bild 2a und 2b gehörenden Werte. Dies sind jeweils die ersten stabilen Betriebspunkte für den Übergang zum Filmsieden bei einer Heizfläche mit aufgeprägter Wärmestromdichte und bei den beiden in den Diagrammen dargestellten Siededrücken 10 bar und 30 bar. Je nach Siededruck und Art der Flüssigkeit kann die dabei erreichte Überhitzung zur Zerstörung der Heizwand führen (burnout). Erniedrigt man die Wärmestromdichte ausgehend vom Zustand C, so stellen sich stabile Betriebspunkte bei totalem Filmsieden ein (gestrichelte Linie zwischen C und D). Beim Unterschreiten der minimalen Wärmestromdichte $\dot{q}_{min}$ des Filmsiedens findet ein zu $\overline{BC}$ analoger Übergang $\overline{DE}$ in den Bereich des Blasensiedens statt.

Eine ausführliche Darstellung dieser Zusammenhänge findet man in den richtungsweisenden Arbeiten von *Stephan* [7; 8] und in weiteren Veröffentlichungen [9 bis 13; 159 bis 161].

Es ist bemerkenswert, daß der Wärmeübergangskoeffizient beim Blasensieden, die maximale Wärmestromdichte des Blasensiedens und die minimale Wärmestromdichte des Filmsiedens stark vom Siededruck abhängen, während der Wärmeübergang im Bereich des totalen Filmsiedens und im Bereich der freien Konvektion ohne Blasenbildung nur verhältnismäßig wenig

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

vom Siededruck (und damit auch von der Siedetemperatur) beeinfluß wird. Eine Ausnahme bildet lediglich der Zustandsbereich in der Nähe des kritischen Punktes wegen der großen Variationsbreite einzelner Stoffwerte bei Temperatur- bzw. Druckänderungen.

2. Konvektives Sieden

In Verdampfern, die bei niedriger Wärmestromdichte bzw. bei kleinem Temperaturgefälle betrieben werden, wie dies z. B. in der Kältetechnik häufig geschieht, kann zeit- oder bereichsweise konvektives Sieden ohne Blasenbildung an der Heizfläche vorliegen. Dabei ist kein Unterschied zum Wärmeübergang bei einphasiger freier Konvektion vorhanden, wie auch ein Vergleich der Ergebnisse für den einphasigen, überkritischen Fluidzustand mit denjenigen für siedende Flüssigkeit im Diagramm Bild 2b zeigt. Demnach gilt für die laminare freie Konvektion

$$\mathrm{Nu} = 0{,}60\,(\mathrm{Gr\,Pr})^{1/4} \qquad (3)$$

und für die turbulente Grenzschicht an der Heizfläche

$$\mathrm{Nu} = 0{,}15\,(\mathrm{Gr\,Pr})^{1/3} \qquad (4),$$

jeweils bei Prandtl-Zahlen von etwa 2 bis 100. Als charakteristische Länge ist in die Nußelt-Zahl Nu und in die Grashof-Zahl Gr die Überströmlänge nach *Krischer* [14] einzusetzen, bei waagerechten Zylindern vereinfachend deren Durchmesser. Die beiden Beziehungen liefern bei einem Wert von $2 \cdot 10^7$ für das Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl identische Werte für die Nußelt-Zahl, d. h. der Umschlag von turbulenter zu laminarer Grenzschichtströmung dürfte im Bereich $10^7 < \mathrm{Gr\,Pr} < 10^8$ liegen. Dies deckt sich auch mit dem Verlauf der bekannten Mittelkurve nach *Krischer* [14] in Bild 3, die bei $\mathrm{Gr\,Pr} = 10^6$ die für den laminaren Fall geltende Steigung 1/4 und bei $\mathrm{Gr\,Pr} = 10^9$ die zur turbulenten Strömung gehörende Steigung 1/3 besitzt[1]).

Bild 4 a und 4 b zeigen den Sachverhalt am Beispiel verschiedener Kältemittel (Halogenkohlenwasserstoffe), der für die freie Konvektion siedender Flüssigkeiten bisher am ausführlichsten untersuchten Stoffgruppe. Das Diagramm Bild 4a enthält Meßwerte nach [2] in doppelt logarithmischer Darstellung des Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte $\dot{q}$. Um auch den Zusammenhang zwischen $\dot{q}$ und ΔT entnehmen zu können, sind Parameterlinien für die Übertemperatur eingetragen. Die Meßpunkte gelten für Siededrücke zwischen 0,3 % und 30 % des jeweiligen kritischen Druckes. An Hand der Daten des Kältemittels R 113 ($C_2F_3Cl_3$) ist zu erkennen, daß für eine Druckänderung um den Faktor 20 kein über den experimentellen Streubereich hinausgehender Einfluß des Siededruckes vorhanden ist. Dabei ist zu berücksichtigen, daß in diesem Diagramm Ergebnisse für die Beheizung durch horizontale Glattrohre und durch außen berippte Kupferrohre mit Rippen unterschiedlicher Geometrie zusammengefaßt sind (Rippenhöhe 1,5 mm bis 3,5 mm; Rippenabstand 1,3 mm bis 3,8 mm). Für die Rippenrohre sind der Wärmeübergangskoeffizient α und die Wärmestromdichte $\dot{q}$ auf die gesamte, äußere Oberfläche der Rohre bezogen.

Da sich die Meßwerte für Glatt- und Rippenrohre bei jedem Kältemittel durch eine gemeinsame Gerade interpolieren lassen, hängt der Wäremübergang im Bereich der freien Konvektion ohne Blasen in erster Linie

1) Der Umschlag in umgekehrter Richtung, d. h. von laminarem zu turbulentem Grenzschichtcharakter kann dagegen in Sonderfällen, in denen die Laminarströmung durch Form und Oberflächenbeschaffenheit der Heizfläche begünstigt wird, auch zu wesentlich höheren Werten des Produkts Gr Pr verschoben sein [15].

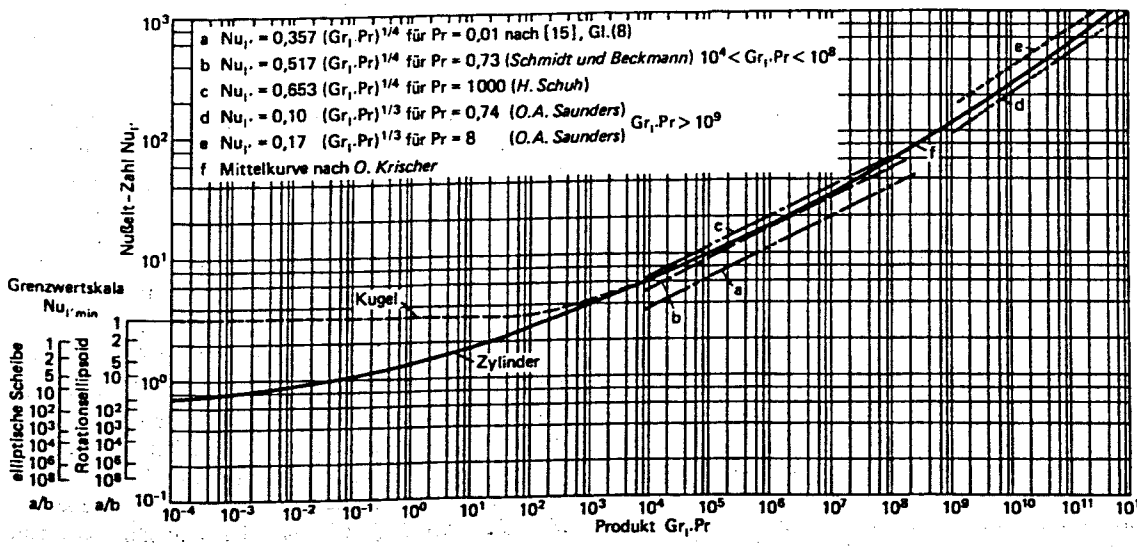

Bild 3. Experimentelle und theoretische Ergebnisse zum Wärmeübergang durch freie Konvektion um verschieden geformte Körper mit unterschiedlichen Werten der Prandtl-Zahl.
Nach [15]

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

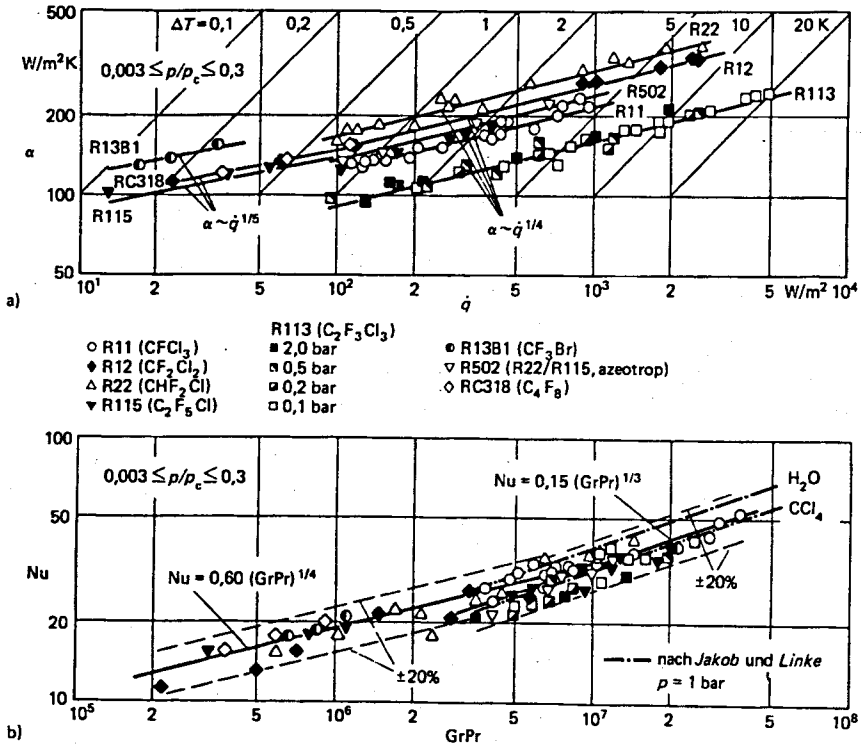

Bild 4.
Wärmeübergang an horizontalen Glatt- und Rippenrohren bei freier Konvektion ohne Blasen für verschiedene Halogen-Kältemittel bei Siededrücken zwischen 0,3 % und 30 % des kritischen Druckes. [2]
a) Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte. Parameterlinien: konstante Übertemperatur ΔT der Rohroberfläche. b) Nußelt-Zahl in Abhängigkeit vom Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl; Fehlergrenze von ± 20 % gestrichelt eingetragen. Strichpunktierte Geraden für H_2O und CCl_4 nach *Jakob* und *Linke* [16].

von der äußeren Oberfläche der Rohre ab, und die übrige Rippengeometrie spielt nur eine untergeordnete Rolle.

Dem Diagramm Bild 4b ist zu entnehmen, daß die Ergebnisse durch die Beziehungen zwischen Nußelt-, Grashof- und Prandtl-Zahl nach Gl. (3) bzw. (4) mit einem Streubereich von ± 20 % erfaßt werden können. In das Diagramm sind außer den Messungen an Halogen-Kältemitteln die Ausgleichsgeraden aus Versuchen von *Jakob* und *Linke* [16] an senkrechten und waagerechten Flächen mit Wasser und Tetrachlormethan bei Atmosphärendruck eingezeichnet, die beide innerhalb des Streubereichs für die Halogen-Kältemittel verlaufen.

Insgesamt kann somit der Wärmeübergang an siedende Flüssigkeiten bei freier Konvektion *ohne Blasenbildung* mit Gl. (3) bzw. (4) berechnet werden, die im angegebenen Bereich der Prandtl-Zahl auch für die einphasige freie Konvektion beliebiger Fluide bei gängigen technischen Verdampfergeometrien gelten [15].

3. Blasensieden

3.1. Blasensieden von reinen Stoffen

Obwohl eine große Anzahl theoretischer Ansätze im Schrifttum existiert, gibt es derzeit noch keine zusammenfassende Theorie, die es erlauben würde, den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden in freier Konvektion mit der für technische Belange notwendigen Genauigkeit vorauszuberechnen [17 bis 19; 159].

Bei dem heutigen Stand des Wissens sind für praktische Rechnungen nur empirische oder halbempirische Ansätze brauchbar. Dabei empfiehlt es sich zweckmäßigerweise, die Hauptgruppen von Einflußgrößen, also die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit, die Heizflächeneigenschaften sowie die beiden Betriebsparameter Wärmestromdichte $\dot{q}$ und Siededruck p zu trennen. Damit läßt sich auch für einen normierten Wärmeübergangskoeffizienten α/α_0 in Analogie zu einem für α vielfach verwendeten Ansatz schreiben:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = C_w F(p^*) \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0}\right)^n \qquad (5).$$

In diesem Ansatz gibt die rechte Seite für eine bestimmte siedende Flüssigkeit den *relativen* Einfluß der Heizflächeneigenschaften (erfaßt durch C_w), des Siededruckes und der Wärmestromdichte, ausgehend von einem frei wählbaren Normierungszustand wieder. Die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit beim Normierungsdruck p_0^* sind im Normierungswert α_0 enthalten, d.h. α_0 muß für jede Flüssigkeit aus Messungen oder rechnerisch, unabhängig von Gl. (5), ermittelt werden.

Für das im folgenden näher erläuterte Rechenverfahren wird auf eine mittlere Wärmestromdichte von $\dot{q}_0 = 20\,000$ W/m² und auf einen normierten Siededruck $p_0^* = p_0/p_c = 0{,}1$ bezogen, der für die meisten technisch interessierenden organischen Flüssigkeiten (Seite Dc 1 bis Dc 5) bei 2 bis 6 bar und somit in einem experimentell häufig untersuchten Druckbereich liegt. Hinsichtlich der Heizflächeneigenschaften bezieht man auf eine metallische Oberfläche mit dem arithmetischen

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

Mittenrauhwert $R_{a0} = 0{,}4$ µm, der nach Bild 12 für mechanisch bearbeitete und geschmirgelte Metalloberflächen näherungsweise dem Wert $R_{p0} = 1$ µm der früher zur Kennzeichnung des Heizflächeneinflusses beim Sieden verwendeten mittleren Glättungstiefe R_p entspricht (vgl. auch die Ausführungen zu Bild 12). In Bild 5 ist der Normierungszustand und der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient α_0 am Beispiel des Kältemittels R 12 (CF_2Cl_2) verdeutlicht.

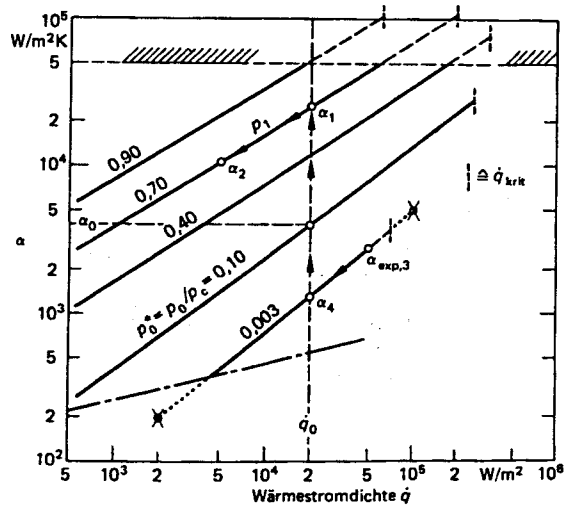

Bild 5. Umrechnung von Meßwerten oder Rechenwerten für α auf andere Drücke und Wärmestromdichten am Beispiel des Kältemittels R 12 (CF_2Cl_2).
Strichpunktierte Linie: freie Konvektion ohne Blasen; senkrecht gestrichelte Linien: maximale Wärmestromdichte $\dot{q}_{krit}$ beim Blasensieden. Die Pfeile deuten an, wie aus einem experimentelllen Ergebnis ($\alpha_{exp,3}$) der Wärmeübergangskoeffizient α_2 bei anderem Druck und anderer Wärmestromdichte berechnet wird.

Einfluß der Wärmestromdichte und des Siededruckes

Die durch den Ausdruck $(\dot{q}/\dot{q}_0)^n$ in Gl. (5) wiedergegebene Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α von der Wärmestromdichte $\dot{q}$ bezieht sich vom Ansatz her jeweils auf einen festen Siededruck (Bild 5). Die genaue Form des Zusammenhangs zwischen α und $\dot{q}$ wird u.a. von der Größenverteilung der aktiven Blasenzentren und damit von der Rauhigkeitsstruktur der Heizfläche beeinflußt, vgl. [21 bis 24; 130; 132; 162]. Für technisch rauhe Heizflächen kann der Zusammenhang näherungsweise durch den Potenzansatz in Gl. (5) erfaßt werden; hierbei nimmt jedoch der Exponent n – und damit die Steigung der Geraden in Darstellungen entsprechend Bild 5 – mit wachsendem Siededruck gleichförmig ab, d.h.

$$n = n(p^*) \qquad (6).$$

Dies geht aus Bild 6 bis 11, jeweils oben, hervor. Die Diagramme enthalten für eine große Anzahl organischer Flüssigkeiten, für Wasser und für tiefsiedende Flüssigkeiten experimentell ermittelte Daten, die überwiegend an horizontalen Rohren als Heizflächen gewonnen wurden[2]). (Zur Frage der Übertragbarkeit von Messungen an dünnen Drähten geben die Erläuterungen zu Bild 13 Auskunft.)

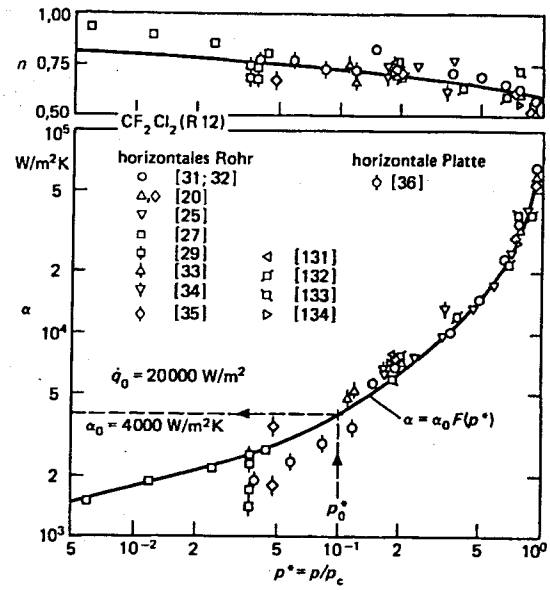

Bild 6. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für das Kältemittel R 12 (CF_2Cl_2). Beispiel für die Ermittlung der Werte $\alpha_{0,exp}$ in Tabelle 1 aus Meßwerten.

Mit Ausnahme von Wasser und Helium ergeben sich für die in einem größeren Druckbereich untersuchten Flüssigkeiten Ausgleichskurven nach der Beziehung

$$n = 0{,}9 - 0{,}3\,p^{*0{,}3} \qquad (7a),$$

mit $n = 0{,}75$ bei $p^* = p_0^* = 0{,}1$ und $n = 0{,}62$ bei $p^* = 0{,}8$. Gl. (7a) wurde an die Messungen mit Halogenkohlenwasserstoffen (Sicherheitskältemittel) angepaßt (Bild 7), da diese Stoffgruppe z.Z. am häufigsten untersucht ist. Durch neue Messungen an Stickstoff und anderen tiefsiedenden Flüssigkeiten wird Gl. (7a) gut bestätigt [131; 163 bis 165]. Neue Messungen mit Kohlenwasserstoffen (und Sicherheitskältemitteln) an geschmirgelten, horizontalen Rohren als Heizflächen führten im Mittel zu etwas größeren Werten für n als nach Gl. (7a) [134; 165 bis 167]. Bei Helium ist im Mittel z.Z. noch keine über die experimentelle Streugrenze hinausgehende Abhängigkeit des Exponenten n von p^* festzustellen (vgl. Bild 11).

Für Wasser erhält man eine etwas schwächere Druckabhängigkeit gemäß

$$n = 0{,}9 - 0{,}3\,p^{*0{,}15} \qquad (7b)$$

2) Bei der Auswertung des Schrifttums zu Bild 6 bis 11 wurden nur Messungen bei Siededrücken bis etwa 90% des jeweiligen kritischen Druckes berücksichtigt, da die experimentelle Streubreite bei höheren Drücken stark ansteigt und das Blasensieden in diesem Druckbereich z.Z. keine technische Bedeutung hat.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

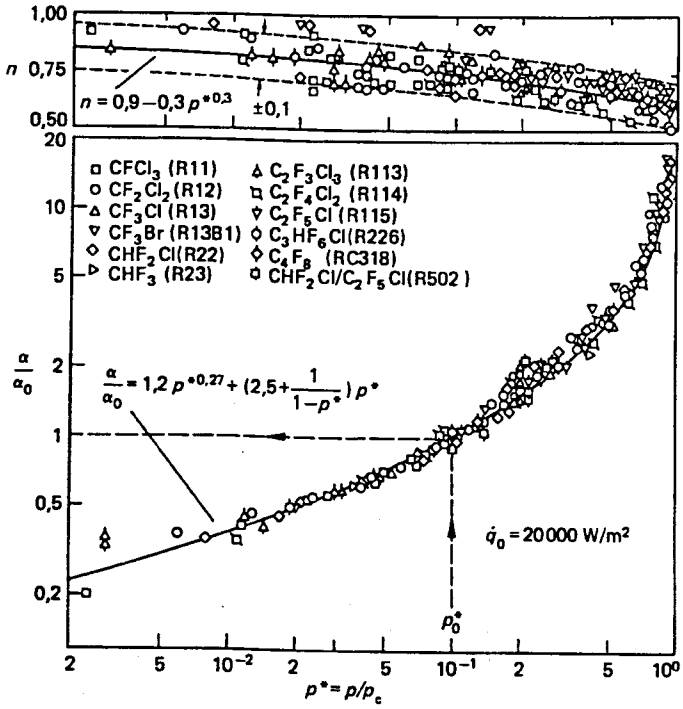

Bild 7.
Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden von Halogenkohlenwasserstoffen und Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte nach [3; 20; 25; 27; 31 bis 41; 131 bis 135]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7a), die Kurve unten Gl. (8a).

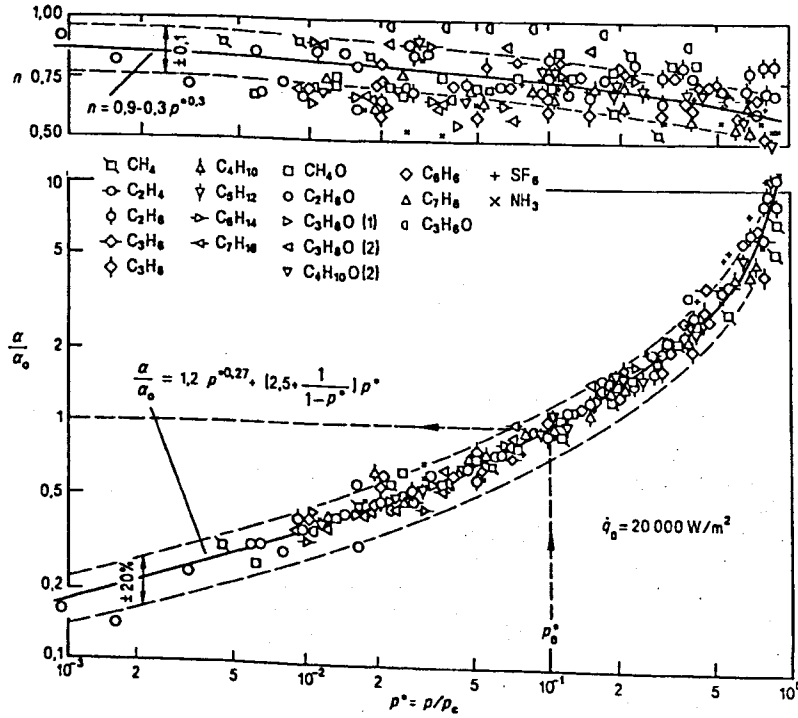

Bild 8.
Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden von organischen Flüssigkeiten, Ammoniak und Schwefelhexafluorid sowie Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte nach [27; 28; 42 bis 61; 134; 165; 166].
Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7a), die Kurve unten Gl. (8a).

mit $n = 0{,}69$ bei $p^* = p_0^* = 0{,}1$ und $n = 0{,}61$ bei $p^* = 0{,}8$.

Gl. (7b) basiert auf neueren Messungen, erfaßt jedoch auch den früheren Vorschlag von *Fritz* (Bild 9 oben).

Berechnet man α-Werte, die größer als etwa 50000 W/m² K sind, so ist in der Regel davon auszugehen, daß der Betriebszustand nicht weit von der maximalen Wärmestromdichte des Blasensiedens entfernt ist (Bild 5). In diesem Betriebsbereich kann der nach Gl. (7a) bzw. (7b) ermittelte Exponent n zu hoch sein, und man erhält aus den in Bild 5 bis $\dot{q}_{krit}$ gestrichelt verlängerten Geraden u. U. zu große Wärmeübergangskoeffizienten. Soll eine Anlage für diesen Bereich ausgelegt werden, so empfiehlt es sich, die Berechnungen stets experimentell abzusichern.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

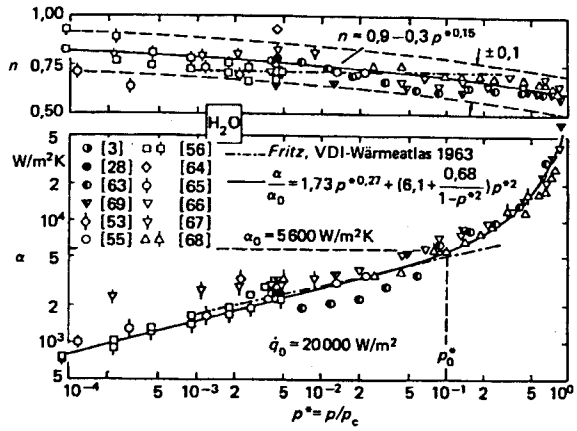

Bild 9. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für Wasser nach [3; 28; 53; 55 bis 57; 63 bis 69]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7b), die Kurve unten Gl. (8b).

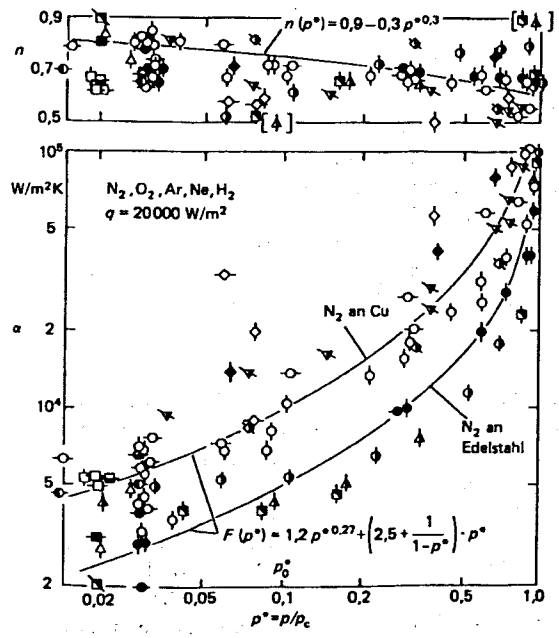

Bild 10. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für Tiefsiedende Flüssigkeiten nach [44; 47; 48; 50; 70 bis 74; 131; 136; 140 bis 151]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7a), die Kurve unten Gl. (8a).

	N_2	O_2	Ar	Ne	H_2
Cu	○	□	△		◇
St	●	■			◆
Pt	○	□	△	▽	◇
Al	◐				
Au	○	□			

horizontales Rohr –
horizontale Platte |
Draht \

Für die Umrechnung eines bekannten Wertes α von einem auf einen anderen Siededruck muß die relative Druckabhängigkeit von α gegeben sein, die in Gl. (5) durch die Funktion $F(p^*)$ enthalten ist. Nach Bild 6 bis 11 findet man F auf empirischem Weg als Funktion des normierten Siededruckes p^*: Bei $\dot{q}_0 = 20\,000$ W/m²

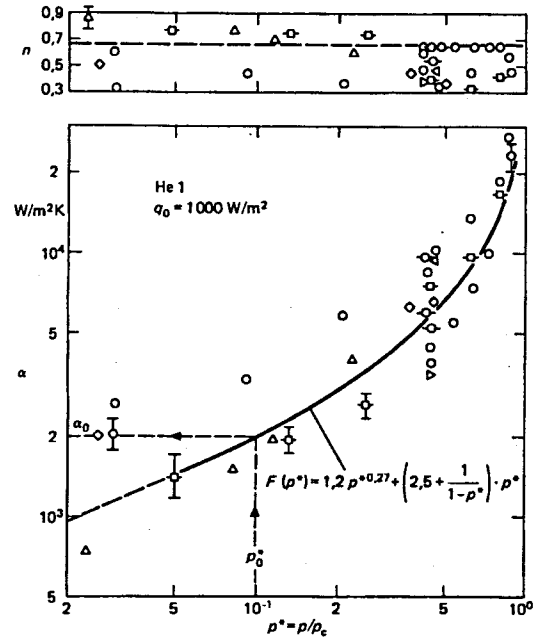

Bild 11. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für Helium nach [47; 74 bis 77; 152 bis 158]. Die Ausgleichskurve im unteren Diagramm entspricht Gl. (8a).

	Rohr	Platte
Cu	○	○
Pt		◇
St	□	
Al		△
		◁ (Al 9,6)
		▷ (Al 9,5)

ergibt sich als Weiterentwicklung von Korrelationen in [25 bis 27] aus Bild 6, 7, 8, 10 und 11

$$F(p^*) = 1{,}2\,p^{*0{,}27} + \left(2{,}5 + \frac{1}{1-p^*}\right) p^* \qquad (8\,a)$$

und – davon etwas abweichend – für Wasser aus Bild 9

$$F(p^*) = 1{,}73\,p^{*0{,}27} + \left(6{,}1 + \frac{0{,}68}{1-p^*}\right) p^{*2} \qquad (8\,b).$$

Dabei ist das erste Glied der Summe jeweils für den Verlauf bei tiefen normierten Siededrücken bestimmend, während der starke Anstieg von α bei Annäherung an den kritischen Druck im wesentlichen durch das letzte Glied beschrieben wird. Aus dem unteren Diagramm in Bild 9 erkennt man, daß sich die Rechenvorschrift von *Fritz* für Wasser in dem bereits früher untersuchten mittleren Druckbereich sowohl hinsichtlich der Absolutwerte von α als auch der relativen Druckabhängigkeit mit dem neuen Vorschlag praktisch deckt.

Nach oben ist der Gültigkeitsbereich von Gl. (8) durch $p^* = 0{,}9$ begrenzt, weil Meßwerte zu $p^* > 0{,}9$ spärlich und wegen der kleinen Überhitzungen der Heizfläche bei diesen Drücken unsicher sind und weil normierte

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

Siededrücke $p^* > 0{,}9$ z. Z. nur geringes technisches Interesse besitzen. Zu tiefen Drücken hin wird als Anwendungsgrenze ein Absolutdruck von $p = 0{,}1$ bar empfohlen, weil sich die Blasenbildung bei noch tieferen Siededrücken von derjenigen bei höheren Drücken drastisch unterscheidet (u. a. sehr große Blasen, oft mit Abreißdurchmessern größer als 10 mm).

Einfluß der Heizwandeigenschaften

Der quantitative Einfluß des Materials der Heizwand und ihrer Oberflächenstruktur auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden in einem großen Druckbereich ist noch weitgehend ungeklärt (vgl. z. B. [132; 134; 162]); somit läßt sich für die Größe C_W in Gl. (5) noch keine verallgemeinerte Berechnungsvorschrift angeben. Lediglich für Siededrücke nahe dem Atmosphärendruck und für Heizflächen, die jeweils auf die gleiche Weise bearbeitet wurden, wie z. B. durch Ziehen oder Drehen, kann α nach der von *Stephan* 1963 gefundenen Beziehung

$$\alpha \sim R_p^{0{,}133} \tag{9a}$$

umgerechnet werden [3].

Beim Ersatz von DIN 4762, T. 1/08.60, durch DIN 4762/01.89 (identisch mit ISO 4287/1:1984) wurde der Rauhigkeitsparameter R_p neu definiert und bedeutet nun die „maximale Profilkuppenhöhe" des Rauheitsprofils auf der Meßstrecke. Dadurch eignet sich R_p zur Kennzeichnung des Rauhigkeitseinflusses beim Blasensieden weit weniger als früher.

Aus vergleichenden Untersuchungen an Metalloberflächen, die auf unterschiedliche Weise mechanisch bearbeitet waren, geht der in Bild 12 dargestellte Zusammenhang zwischen R_p in der alten Definition und dem arithmetischen Mittenrauhwert R_a nach DIN 4762/01.89 hervor, der sich näherungsweise durch

$$R_a = 0{,}4\, R_{p,alt} \tag{9b}$$

beschreiben läßt [168]. Damit erhält man aus Gl. (9a) und (9b) für den Heizflächenterm C_W in Gl. (5)

$$C_W = \left(\frac{R_a}{R_{ao}}\right)^{0{,}133} \tag{9c}$$

Dem in den vorangehenden Auflagen des Wärmeatlas enthaltenen Normierungswert $R_{po} = 1$ µm entspricht nach Gl. (9b) $R_{ao} = 0{,}4$ µm.

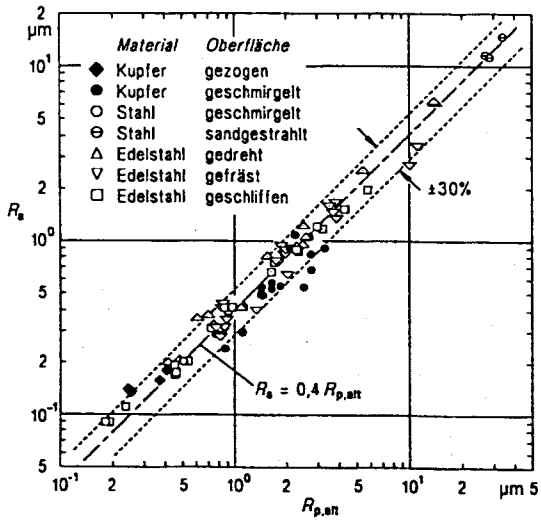

Bild 12. Zusammenhang zwischen der Glättungstiefe R_p in der alten Definition (DIN 4762, T. 1/08.60) und dem Mittenrauhwert R_a nach DIN 4762/01.89 für Metalloberflächen, die auf unterschiedliche Weise mechanisch bearbeitet sind [168].

Bezugswert α_0

Der Einfluß der Flüssigkeitseigenschaften beim Normierungsdruck wird in Gl. (5) durch den Bezugswert α_0 pauschal erfaßt[3]). Damit läßt sich Gl. (5) unter Berücksichtigung der vorgenannten Einflüsse umformen in

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left[\frac{\dot q}{\dot q_0}\right]^{n(p^*)} \cdot F(p^*) \left[\frac{R_a}{R_{ao}}\right]^{0{,}133} \tag{10}$$

Sind für das im Einzelfall interessierende System Flüssigkeit – Heizwand oder zumindest für die interessierende Flüssigkeit experimentelle Daten vorhanden, so sollte darauf bevorzugt zurückgegriffen werden. Tabelle 1 enthält für eine Reihe technisch wichtiger Flüssigkeiten experimentelle Werte für α_0 bei $p_0^* = 0{,}1$ und $\dot q_0 = 20\,000$ W/m². Dabei liegt der angegebene Wert für einige Stoffe – aus Gründen einer sicheren Abschätzung – eher etwas unter dem experimentellen Mittelwert.

Zur Auswertung wurden das zu Bild 6 bis 11 genannte Schrifttum und einige weitere Veröffentlichungen herangezogen. Als Heizflächen dienten in den meisten Fällen horizontale Einzelrohre aus Kupfer. Aus den Angaben über die Heizflächenrauhigkeit bei den neueren Messungen ergibt sich im Durchschnitt ein arithmetischer Mittenrauhwert R_a von 0,4 µm; deshalb gilt dieser Wert in Gl. (10) bzw. Tabelle 1 als Bezugswert R_{ao}. Obwohl in älteren Arbeiten meist keine quantitativen Aussagen zur Rauhigkeit zu finden sind, wurden auch diese Ergebnisse dem Bezugswert $R_{ao} = 0{,}4$ µm zugeordnet[4]).

Falls keine experimentellen Daten über den Wärmeübergangskoeffizienten für die in Frage kommende Flüssigkeit vorhanden sind, wird zur Berechnung des Bezugswertes α_0 eine von *Stephan* und *Preußer* [28]

3) Bei anderen Drücken ist die Wirkung der Druck- und Temperaturabhängigkeit der Flüssigkeitseigenschaften in $F(p^*)$ nach Gl. (8) enthalten.

4) Diese Zuordnung wird insgesamt einer Abschätzung auf der sicheren Seite entsprechen, da in Versuchsanlagen bevorzugt glatte Heizflächen im Neuzustand verwendet wurden, deren Mittenrauhwert unter 0,4 µm gelegen sein dürfte. Ordnet man die Zahlenwerte in Tabelle 1 – wie in Abschn. Hbb vorgeschlagen – dem Wert $R_a = 1$ µm zu, so entspricht dies nach Gl. (9c) einem weiteren Sicherheitszuschlag von rd. 13%.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

Tabelle 1. Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{0,ber.}$ bzw. $\bar{\alpha}_{0,exp.}$ für verschiedene Stoffe bei $p_0^* = (p/p_c)_0 = 0{,}1$, $\dot{q}_0 = 20\,000$ W/m² und $R_{a0} = 0{,}4$ µm (Heizfläche zu $\bar{\alpha}_{0,exp}$: überwiegend horizontale Einzelrohre aus Kupfer).

Stoff	Formel	p_c bar	$\alpha_{0,ber.}$ nach Gl. (8), (11) W/m²K	$\bar{\alpha}_{0,exp.}$ W/m²K
Methan	CH_4	46,0	8060	7000
Ethan	C_2H_6	48,8	5210	4500
Propan	C_3H_8	42,4	4000	4000
Butan	C_4H_{10}	38,0	3300	3600
n-Pentan	C_5H_{12}	33,7	3070	3400
i-Pentan	C_5H_{12}	33,3	2940	2500
Hexan	C_6H_{14}	29,7	2840	3300
Heptan	C_7H_{16}	27,3	2420	3200[a]
Cyclohexan	C_6H_{12}	40,8	2420	–
Benzol	C_6H_6	48,9	2730	2000 bis 3500[b]
Toluol	C_7H_8	41,1	2910	2200 bis 3100[b]
Diphenyl	$C_{12}H_{10}$	38,5	2030	2100[a]
Methanol	CH_4O	81,0	2770	3000 bis 6500[b]
Ethanol	C_2H_6O	63,8	3690	4400
n-Propanol	C_3H_8O	51,7	3170	3800[a]
i-Propanol	C_3H_8O	47,6	2920	3000
n-Butanol	$C_4H_{10}O$	49,6	2750	2600[a]
i-Butanol	$C_4H_{10}O$	43,0	2940	4500[a]
Aceton	C_3H_6O	47,0	3270	3200 bis 4700[b]
	R 11	44,0	2690	2800
	R 12	41,6	3290	4000
	R 13	38,6	3910	3900
	R 13 B1	39,8	3380	3500
	R 22	49,9	3930	3900
	R 23	48,7	4870	4400[a]
	R 113	34,1	2180	2650
	R 114	32,6	2460	3800
	R 115	31,3	2890	4200
	R 123	36,7	2600	–
	R 134 a	40,6	3500	4500[a]
	R 152 a	45,2	4000	–
	R 226	30,6	–	3700
	R 227	29,3	–	3800[a]
	RC 318	28,0	2710	4200
	R 502	40,8	2900	3300
Methylchlorid	CH_3Cl	66,8	4790	4400
Tetrachlormethan	CCl_4	45,6	2320	1900 bis 4800[b]
Tetrafluormethan	CF_4	37,4	4500	4750[a]
Wasser	H_2O	220,64	6400	5600
Ammoniak	NH_3	113,0	8090	7000
Kohlendioxid	CO_2	73,8	4170[c]	5100[a]
Schwefelhexafluorid	SF_6	37,6	2700[a]	3700
Sauerstoff	O_2	50,5	6930	9500[a] an Cu 7200[a] an Pt
Stickstoff	N_2	34,0	7360	10 000 an Cu 7000 an Pt 5000 an VA
Argon	Ar	49,0	6500	8200[a] an Cu 6700[a] an Pt
Neon	Ne	26,5	15 000	20 000[a] an Cu
Wasserstoff	H_2	13,0	20 000	24 000[a] an Cu
Helium	He	2,28	1990[d,e]	2000[a]

a) nur wenige experimentelle Daten verfügbar.
b) experimentelle Streuung für Mittelwertbildung zu uneinheitlich.
c) Gl. (11) am Tripelpunktdruck ausgewertet, da $p^* = 0{,}03$ unter dem Tripelpunktdruck
d) Gl. (11) bei $p^* = 0{,}3$ ausgewertet (dabei $p_{He} = 0{,}68$ bar).
e) Werte gelten für $q_0 = 1000$ W/m², da bei Helium für 20 000 W/m² bereits kein Blasensieden mehr vorliegt.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

entwickelte Beziehung vorgeschlagen:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}1\left[\frac{\dot{q}_0 d_0}{\lambda' T_s}\right]^{0{,}674}\left[\frac{\varrho''}{\varrho'}\right]^{0{,}156}\left[\frac{\Delta h_v d_0^2}{a'^2}\right]^{0{,}371} \cdot\left[\frac{a'^2\varrho'}{\sigma d_0}\right]^{0{,}350}\left[\frac{\eta' c_p'}{\lambda'}\right]^{-0{,}16} \quad (11).$$

Darin beziehen sich die mit ' bezeichneten Größen auf die siedende Flüssigkeit, die mit " bezeichnete Größe auf den gesättigten Dampf (λ = Wärmeleitfähigkeit, ϱ = Dichte, a = Temperaturleitfähigkeit, σ = Oberflächenspannung, η = dynamische Zähigkeit, c_p = spezifische Wärmekapazität, Δh_v = spezifische Verdampfungsenthalpie). Die Nußelt-Zahl $\mathrm{Nu} = \alpha d_0/\lambda'$ wird mit dem Blasenabreißdurchmesser d_0 als charakteristischer geometrischer Größe gebildet; hierbei ist d_0 aus

$$d_0 = 0{,}0149\,\beta\left(\frac{2\sigma}{g(\varrho' - \varrho'')}\right)^{0{,}5} \quad (12)$$

zu berechnen. Für den Randwinkel β ist bei Wasser 45°, bei Tiefsiedern 1° und bei anderen Flüssigkeiten 35° einzusetzen. Gl. (11) beruht auf einem Satz analoger Beziehungen für mehrere Stoffgruppen, der von *Stephan* und *Abdelsalam* aufgestellt wurde [19]. Gl. (11) ist besonders bei Drücken nahe dem Atmosphärendruck an Meßwerte angepaßt und eignet sich daher zur Berechnung von α bei dem normierten Druck $p^* = 0{,}03$, der für viele organische Flüssigkeiten einem Siededruck von 1 bis 2 bar entspricht (vgl. z. B. die Spalte zu p_c in Tabelle 1). Da Gl. (11) jedoch eine zu geringe Druckabhängigkeit von α enthält (vgl. auch [28]), wird der Bezugswert α_0 bei $p_0^* = 0{,}1$ nicht mit dieser Gleichung direkt berechnet, sondern zur Umrechnung von $p^* = 0{,}03$ auf $p_0^* = 0{,}1$ wird Gl. (8) benutzt. $\alpha_0(p_0^* = 0{,}1)$ wird also in zwei Schritten ermittelt:

a) Berechnung von α bei $p^* = 0{,}03$ nach Gl. 11),

b) Umrechnung von $p^* = 0{,}03$ auf $p_0^* = 0{,}1$ nach Gl. (8).

Tabelle 1 enthält außer den experimentellen Daten zu α_0 auch Rechenwerte nach Gl. (11) in Verbindung mit Gl. (8). Für eine größere Anzahl von Stoffen sind die Abweichungen zu den Meßwerten verhältnismäßig gering; dort, wo größere Abweichungen auftreten, ergäbe sich bei Verwendung der Rechenwerte meist eine Apparateauslegung auf der sicheren Seite. Die größten Unterschiede in umgekehrter Richtung findet man bei Wasser und Ammoniak (rd. 14%), während die erheblichen Abweichungen von früheren Meßwerten für Methan und Ethan durch neueste Messungen nicht bestätigt werden [165; 166]. Die Gegenüberstellung vermittelt einen Eindruck von der Zuverlässigkeit von Gl. (11) auch für den Anwendungsfall, d. h. für Stoffe ohne experimentelle Unterlagen zu α_0. Für die Stoffgruppe Halogenkohlenwasserstoffe liefert ein Rechenverfahren nach *Slipcevic* [29] ähnliche und eine von *Hirschberg* [30] aufgestellte Gleichung im Mittel etwas kleinere Abweichungen in α_0 zwischen Messung und Rechnung als Gl. (11) und (8).

Sind zwar Meßwerte vorhanden, erscheint ihre Übertragung auf den Anwendungsfall jedoch problematisch, so ist die rechnerische Ermittlung von α_0 nach Gl. (11) und (8) vorzuziehen. Dies gilt z. B. für alle Versuchsanordnungen, bei denen der Verdampfer nicht sorgfältig thermostatisiert war, sowie für Messungen mit dünnen Drähten als Heizelemente oder für das Sieden von der Stirnseite mäßig dicker, zylindrischer Stäbe.

Bild 13 zeigt einen Vergleich von Ergebnissen für horizontale Rohre ($d \geqq 8$ mm), ebene Platten ($D \geqq 80$ mm) und dünne Drähte ($0{,}05 \leqq d \leqq 0{,}3$ mm). Demnach erhält man für horizontale Rohre und Platten sowohl hinsichtlich der relativen Druckabhängigkeit von α als auch der Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte ein gemeinsames Streuband entsprechend den Diagrammen Bild 6 bis 11, während die Abhängigkeiten $\alpha(p^*)$ bzw. $n(p^*)$ für dünne Drähte deutlich davon abweichen und der Drahtdurchmesser als zusätzliche Einflußgröße auftritt. Neue Messungen von *Shi* mit mehreren Halogenkohlenwasserstoffen an einem 67 mm langen, waagerechten Platindraht von 0,1 mm Dmr. zeigen demgegenüber bei mittleren und hohen Wärmestromdichten und nicht zu tiefen Siededrücken ($p^* \gtrsim 0{,}1$) die von Gl. (8a) beschriebene relative Druckabhängigkeit von α und eine relative Druckabhängigkeit von n, die nur wenig stärker ist, als aus Gl. (7a) folgt [169].

Einflüsse der Gesamtanlage

Außer den in Gl. (10) und (11) erfaßten Einflußgrößen können in einem technischen Verdampfungsapparat,

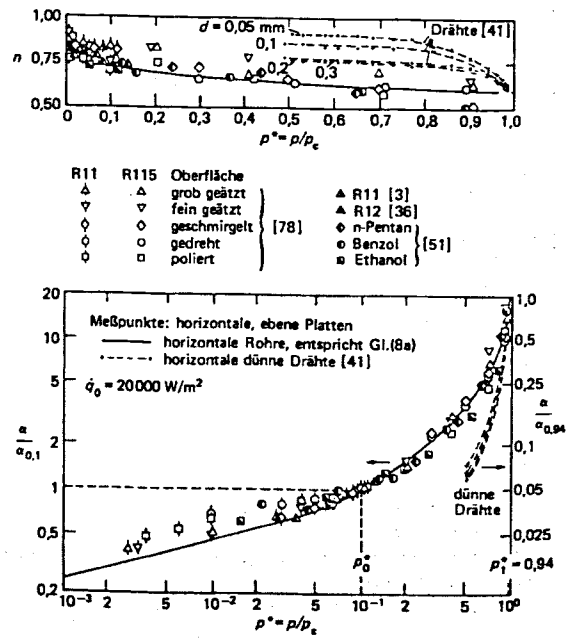

Bild 13. Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden sowie Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte für verschiedene organische Flüssigkeiten an horizontalen Rohren, Platten und Drähten.
linke Ordinate: Rohre und Platten
rechte Ordinate: Drähte

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

der in freier Konvektion betrieben wird, noch apparate- und betriebsspezifische Parameter auftreten, wie z.B.

- Geometrie des einzelnen Heizelements (Rippenrohr, Rohr mit künstlichen Blasenkeimstellen) und der gesamten Verdampferanordnung (Rohrbündel; horizontale und geneigte ebene Wände),
- Zusätze und Verunreinigungen in der siedenden Flüssigkeit (Netzmittel, Öl oder gelöste Stoffe, die sich auf der Heizfläche ausscheiden),
- Betriebsweise der Anlage (Zufuhr unterkühlter Flüssigkeit, intermittierender Betrieb mit Ein/Aus-Regelung).

Prinzipiell können diese Einflüsse in entsprechender Weise dargestellt werden wie die in Gl. (10) bereits berücksichtigten, d.h., es werden an einem nach Gl. (10) berechneten Wärmeübergangskoeffizienten α_{10} noch Korrekturen von der Form

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_{10}} = C_G C_V C_B \qquad (13)$$

angebracht, die die Verdampfergeometrie C_G, Verunreinigungen in der siedenden Flüssigkeit C_V sowie die besondere Betriebsweise C_B berücksichtigen und schließlich zu einem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ für den gesamten Verdampfer führen. Zur Zeit fehlen im Schrifttum jedoch noch zuverlässige Unterlagen, um größere Rohrbündelverdampfer auszulegen, da einerseits die Extrapolation von Ergebnissen an kleinen wissenschaftlichen Versuchsanlagen auf technische Apparate unsicher ist und andererseits bei großtechnischen Versuchsanlagen in der Regel Einflüsse aus den drei genannten Gruppen zugleich auftreten; eine eindeutige Trennung der Effekte ist in diesem Fall nicht möglich.

Daher ist im letzteren Fall selbst eine begrenzte Verallgemeinerung der Ergebnisse über den Einzelapparat und seine unmittelbar betroffene Baugruppe hinaus noch nicht durchführbar. Im folgenden werden zur Art und Größe der Faktoren in Gl. (13) Hinweise im Sinne von Abschätzungen gegeben[5]).

Geometrieeinfluß

Horizontale Einzelrohre und horizontale ebene Wände zeigen keine markanten geometriebedingten Unterschiede in bezug auf α, wie Bild 13 zeigt[6]). Dasselbe trifft für vertikale Heizflächen näherungsweise zu, da einer Verbesserung des Wärmeübergangs durch Zusatzkonvektion im unteren Teil eine Verschlechterung im oberen Teil wegen der Behinderung der Flüssigkeitszufuhr durch den aufsteigenden Blasenschwarm entgegensteht. Werden bei der Anströmung senkrechter Heizflächen oder bei der Durchströmung horizontaler Rohrbündel Geschwindigkeiten erreicht, die erheblich größer sind als die Aufstiegsgeschwindigkeit frei strömender Blasen, so ist der Wärmeübergang mit den für zwangsdurchströmte Verdampfer angegebenen Methoden zu berechnen, die in Abschn. Hb beschrieben sind.

a) Rippenrohr und Rohr mit künstlichen Blasenkeimstellen

Durch die Verwendung außen berippter, horizontaler Verdampferrohre wird der Wärmeübergang im Vergleich zu glatten Rohren, besonders bei niedrigen Wärmestromdichten im Bereich beginnender Blasenverdampfung verbessert. Dies ist für den Druckbereich zwischen ca. 0,3% und 30% des kritischen Druckes in Bild 14 dargestellt. Dabei ist der auf die äußere Rohroberfläche bezogene Wärmeübergangskoeffizient praktisch im gesamten interessierenden Belastungsbereich am Rippenrohr höher als am Glattrohr[7]). Die Verbesserung von α ist auf die bei der Rohrherstellung entstehende starke Rauhigkeit an den Rippenspitzen und auf eine Zusatzkonvektion durch die an den Rippenflanken hochsteigenden Blasen zurückzuführen.

Die Beschreibung der Ergebnisse für Rippenrohre in der Form von Gl. (5) bis (8) führt zu einem kleineren Wert des Exponenten n und einem schwächeren Druckeinfluß in $F(p^*)$ als beim Glattrohr. Eine erste Abschätzung für den Einfluß der Wärmestromdichte

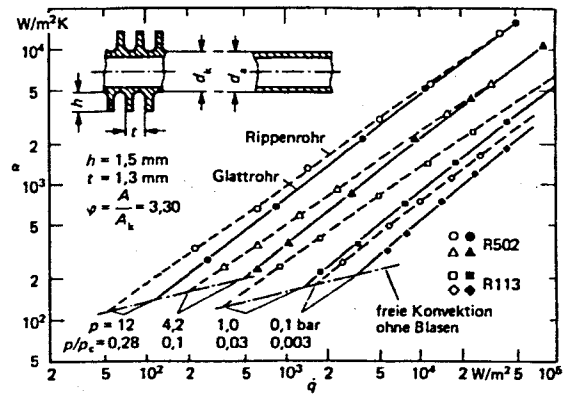

Bild 14. α in Abhängigkeit von $\dot{q}$ für ein Rippenrohr und ein Glattrohr mit dem Kerndurchmesser des Rippenrohres. Parameter: Siededruck p bzw. normierter Druck p^*; α und $\dot{q}$ sind jeweils auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogen.

5) Für die nahe Zukunft ist die Verbesserung von Gl. (10) und (11) vorrangig [79], während die Erfassung der in Gl. (13) enthaltenen apparatespezifischen Einflüsse im Einzelfall oder für eine Baugruppe jeweils experimentell abgesichert werden sollte.

6) Die Aussage gilt vor allem für die relative Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte und dem Druck, Bild 13. Im Absolutwert von α können dagegen Unterschiede zwischen horizontalen Rohren und ebenen Platten auftreten, u.a. auch bedingt durch den Einfluß von Anström- und Randeffekten, die bei horizontalen Platten schwieriger zu eliminieren sind als bei horizontalen Rohren.

7) Der durch Gl. (1) definierte Wärmeübergangskoeffizient ist in Bild 14 und für die gesamte weitere Betrachtung in der für Rippenrohre allgemein üblichen Form nicht mit der wahren Oberflächentemperatur des Rohres, sondern mit der Temperatur am Rippenfuß gebildet („scheinbarer" Wärmeübergangskoeffizient).

bei Rippenrohren liefert die Beziehung

$$n_r(p^*) = n(p^*) - 0{,}1\, h/t_t \qquad (14);$$

$n(p^*)$ wird nach Gl. (7) bestimmt. n_r bzw. n bedeutet den Exponenten der Wärmestromdichte beim Rippenrohr bzw. beim Glattrohr, h die Rippenhöhe und t_t den lichten Rippenabstand. Der schwächere Druckeinfluß läßt sich dadurch näherungsweise erfassen, daß in $F(p^*)$ nach Gl. (8) an Stelle des normierten Druckes das Verhältnis von p^* mit der Wurzel aus der Flächenvergrößerung φ des Rippenrohres gegenüber einem Glattrohr mit dem Kerndurchmesser des Rippenrohres eingeführt wird:

$$F_r = F(p^*/\sqrt{\varphi}) \qquad (15).$$

Die Beziehungen (14) und (15) sollte man ohne zusätzliche experimentelle Absicherung nur für Kupferrohre mit handelsüblichen Abmessungen und nicht außerhalb des Bereichs $0{,}03 \lesssim p^* \lesssim 0{,}3$ anwenden.

Der Rauhigkeitseinfluß sollte bei Rippenrohren nicht durch Gl. (9) berücksichtigt werden, da wegen der großen Unterschiede in der Oberflächenstruktur der Rippenspitzen und der restlichen Rohroberfläche völlig andere Verhältnisse vorliegen als beim Glattrohr. Ein großer Teil dieses Einflusses ist jedoch durch die modifizierte Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte und dem Siededruck bereits erfaßt.

Zur Abschätzung des Bezugswertes α_{0r} für Rippenrohre wird davon Gebrauch gemacht, daß sich bei einer Wärmestromdichte von etwa 10^5 W/m² und einem normierten Siededruck $p^* = 0{,}03$ für Glatt- und Rippenrohre aus Kupfer im Mittel näherungsweise gleiche Wärmeübergangskoeffizienten ergeben, wie auch Bild 14 zeigt. Somit wird zunächst aus α_0 nach Tabelle 1 oder Gl. (11), aus $F(p^*)$ nach Gl. (8) und aus $n(p^*)$ nach Gl. (7) der für beide Rohrarten geltende Wärmeübergangskoeffizient bei $p^* = 0{,}03$ und $\dot{q} = 10^5$ W/m² berechnet und anschließend durch Rückrechnen auf 20000 W/m² mittels Gl. (14) und auf $p_0^* = 0{,}1$ mittels Gl. (15) der Bezugswert α_{0r} erhalten (Berechnungsbeispiel 2 und Bild 20).

Eine ähnlich gute Übereinstimmung mit Meßwerten für das einzelne Rippenrohr wie das hier vorgeschlagene Rechenverfahren liefert eine Berechnungsmethode von *Slipcevic* [137] (vgl. auch [138]).

Bei Verdampferrohren mit künstlichen Blasenkeimstellen, die seit einiger Zeit besonders für das Sieden von Halogenkältemitteln getestet werden, läßt sich eine zum Teil erhebliche Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten im Vergleich zu den herkömmlichen Rippenrohren erreichen, wie aus Bild 15 und 16 hervorgeht. Dabei wird die Blasenbildung z. B. durch gezieltes Plattwalzen von Rippenrohren oder durch Aufsintern poröser Metallschichten begünstigt. Es fehlen allerdings noch systematische Langzeitversuche über den Einfluß von Verunreinigungen, die die hohen Wärmeübergangskoeffizienten der Rohre mit poröser Oberfläche im Laufe der Zeit drastisch senken könnten.

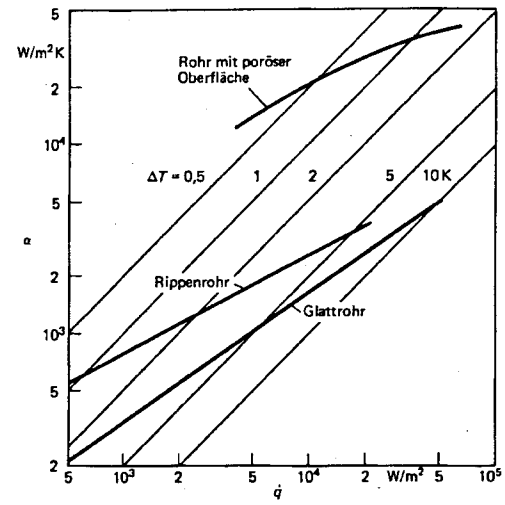

Bild 15. Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte $\dot{q}$ für verschiedene Rohrarten beim Blasensieden des Kältemittels R 12 (CF_2Cl_2); Siededruck 3,1 bar. Nach [82]

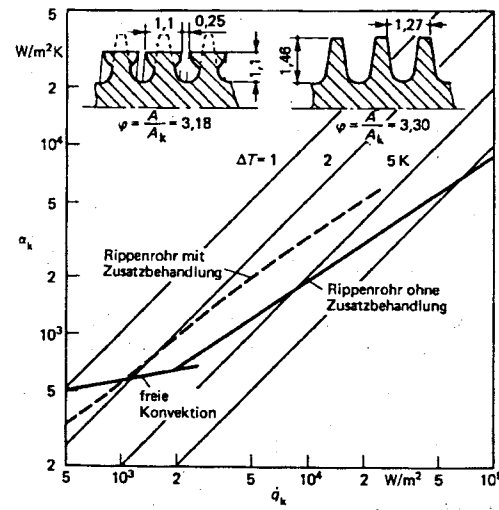

Bild 16. Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte $\dot{q}$ beim Sieden des Kältemittels R 11 ($CFCl_3$) für zwei Rippenrohre mit näherungsweise derselben Rippenstruktur als Ausgangsbasis; Siededruck 1,3 bar; Rippenrohr mit Zusatzbehandlung nach [83], ohne Zusatzbehandlung nach [87].

b) Horizontales Rohrbündel

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient für das Blasensieden an der Außenseite von horizontalen Rohren in einem Bündel ist bei niedrigen und mäßigen Wärmestromdichten größer als für das Einzelrohr. Das wird einerseits durch die verstärkte Anströmung der untersten Rohrreihe infolge des Flüssigkeitszustroms zum gesamten Bündel und andererseits durch den Blasenschwarm innerhalb des Rohrbündels verursacht. Für die rechnerische Erfassung dieser Beiträge gibt es eine Reihe ähnlich aufgebauter Vorschläge im Schrift-

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

tum [37; 80; 81]. Wegen der zu Gl. (13) genannten Problematik bei der Interpretation und Übertragung experimenteller Ergebnisse zur Verdampfung am Rohrbündel erscheint ein größerer Aufwand bei der rechnerischen Weiterverarbeitung derzeit nicht gerechtfertigt. Deshalb sei an dieser Stelle in Anlehnung an [37] und [80] das folgende einfache Rechenverfahren empfohlen: Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}$ für das Rohrbündel wird aus dem Wärmeübergangskoeffizienten α_u der untersten Rohrreihe und der relativen Verbesserung $\bar{\alpha}/\alpha_u$ innerhalb des Bündels berechnet:

$$\bar{\alpha} = \alpha_u \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} \tag{16}$$

Dabei wird α_u durch additive Überlagerung des Wärmeübergangskoeffizienten für Blasensieden und für freie Konvektion ohne Blasen am Einzelrohr gebildet:

$$\alpha_u = \alpha_{eB} + f\alpha_{eK} \tag{17}$$

mit $f = 0{,}5$ als untere und $f = 1$ als obere Grenze, je nach Größe des Bündels und der zu erwartenden Anströmgeschwindigkeit.

Für $\bar{\alpha}/\alpha_u$ erhält man durch Auswertung von Daten aus dem Schrifttum näherungsweise

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} = 1 + \left(2 + \frac{\dot{q}\varphi}{1000\ \mathrm{W/m^2}}\right)^{-1} \tag{18}$$

Gleichung (18) ist im Bereich $1000\ \mathrm{W/m^2} \leqq \dot{q}\varphi \leqq 20\,000\ \mathrm{W/m^2}$ und in nicht zu großem Abstand vom Atmosphärendruck (rd. 0,5 bis 10 bar) anzuwenden; $\dot{q}$ bedeutet die auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogene Wärmestromdichte und φ das Flächenverhältnis; $\varphi = 1$ gilt für das Glattrohr. In Bild 17 (und Bild 20 in Verbindung mit Beispiel 2) ist die Auswertung von Gl. (16) bis (18) für Glatt- und Rippenrohrbündel veranschaulicht.

Bei diesen Beziehungen muß man beachten, daß als Nebenbedingung $\dot{q} = \text{konst}$ für das ganze Bündel vorausgesetzt ist. Diese Voraussetzung ist bei flüssigkeitsbeheizten Bündeln mit Sicherheit nicht erfüllt. Dort ist aus der Temperaturdifferenz zwischen Heizmedium und siedender Flüssigkeit am Anfang des Bündels die Wärmestromdichte für einzelne Bündelsegmente oder einzelne Rohrreihen hochzurechnen und sinngemäß zu verfahren[8]). Außerdem sollte die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Bündels in der Größenordnung der freien Aufstiegsgeschwindigkeit einzelner Blasen liegen. Bei wesentlich höheren Geschwindigkeiten ist nach den Methoden der Zweiphasenströmung zu rechnen [98 bis 102].

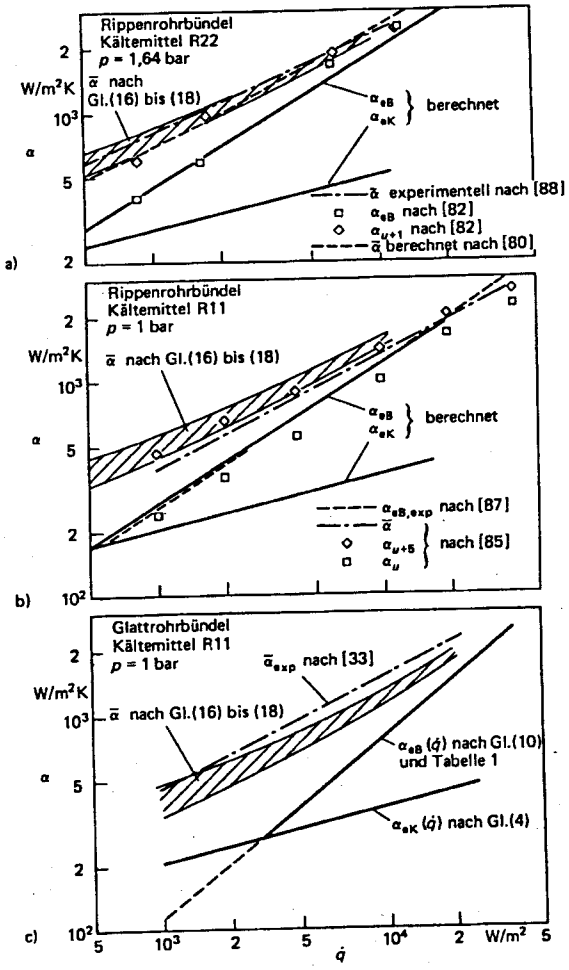

Bild 17. Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte beim Blasensieden an Rohrbündeln; Vergleich berechneter und gemessener Werte: a) und b) Rippenrohrbündel, c) Glattrohrbündel. α_{u+5} bezieht sich auf die fünfte Rohrreihe über der untersten (Berechnungsbeispiel 2 und Bild 20).

Einfluß von Verunreinigungen

Verunreinigungen der siedenden Flüssigkeit durch eine zweite flüssige Komponente führen in der Regel zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs (Abschn. 3.2).

Lediglich beim Zumischen eines oberflächenaktiven Stoffes zur siedenden Flüssigkeit kann im Bereich kleiner Konzentrationen dieses Stoffes eine – meist geringfügige – Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber der reinen Flüssigkeit auftreten [35; 36; 82 bis 84]. Die Verbesserung führt man auf die Abnahme der Oberflächenspannung und die damit verbundene Verringerung der Arbeit zur Erzeugung lebensfähiger Blasen zurück. Bild 18 zeigt typische Ergebnisse für das Sieden von Kältemitteln mit Ölzusatz an der ebenen Platte [36; 84] und am Rippenrohr [82], bei denen teilweise eine Erhöhung von α nachgewiesen wird. Verunreinigungen von gelösten oder suspendierten Zusätzen, die sich auf der Heizfläche ablagern, führen in der Regel zu niedrigeren

8) Experimentelle Ergebnisse für den Wärmeübergangskoeffizienten an einer Rohrreihe bei variabler Wärmestromdichte an der darunterliegenden findet man z. B. in [33; 85; 86].

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

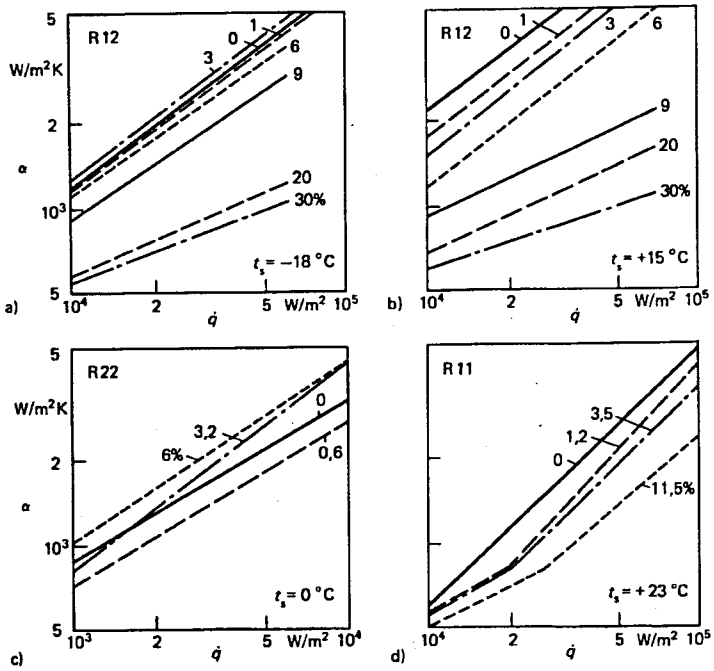

Bild 18.
Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte $\dot{q}$ für das Blasensieden von Kältemittel–Öl-Gemischen: a) und b) R 12 (CF_2Cl_2) an der horizontalen Platte [36], c) R 22 (CHF_2Cl) am horizontalen Rippenrohr [82] und d) R 11 ($CFCl_3$) an der horizontalen Platte [84].
Kurvenparameter: Massengehalt an Öl in %

Wärmeübergangskoeffizienten als beim Blasensieden der reinen Trägerflüssigkeit.

Eine über die Darstellung einzelner Meßergebnisse hinausgehende rechnerische Abschätzung des Einflusses von Verunreinigungen auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden ist z. Z. noch nicht möglich.

Einfluß der Betriebsweise des Verdampfers

Sämtliche bisher in Abschn. 3.1 beschriebenen experimentellen Ergebnisse und die daraus entwickelten Rechenvorschriften gelten für den Fall, daß die bei der herrschenden Übertemperatur der Heizfläche möglichen Blasenbildungszentren voll angeregt sind und die Flüssigkeit in einigem Abstand von der Heizfläche die zum vorliegenden Druck gehörende Siedetemperatur aufweist. Führt die Betriebsweise eines Verdampfers zu Abweichungen von diesen beiden Bedingungen, so ergeben sich im Bereich beginnender Blasenverdampfung niedrigere Wärmeübergangskoeffizienten als es nach Gl. (5) bis (12) zu erwarten ist.

Besonders bei einer Ein/Aus-Regelung des Verdampfers oder bei Betrieb mit allmählich zunehmender Wärmestromdichte ist es möglich, daß die Blasenbildung nicht vollständig aktiviert ist. Dadurch erhält man einen Betriebspunkt zwischen der vollkommen angeregten Blasenverdampfung und der freien Konvektion ohne Blasen, wie der schraffierte Bereich in Bild 19 zeigt. Eine entsprechende Wirkung hat die Zufuhr unterkühlter Flüssigkeit. Daher ist in solchen Fällen zur Sicherheit auch bei etwas höheren Wärmestromdichten bzw. Übertemperaturen, als dem Beginn des Blasensiedens entspricht, mit Gl. (3) oder (4) statt mit Gl. (5) zu rechnen.

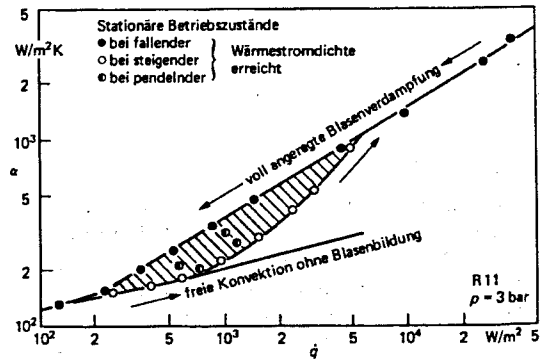

Bild 19. Einfluß der Betriebsweise auf den Wärmeübergangskoeffizienten bei beginnender Blasenverdampfung: Kältemittel R 11 ($CFCl_3$) an einem Rippenrohr bei $p = 3{,}0$ bar.
Nach [38], ähnliche Ergebnisse z. B. in [83; 86].

Beispiel 1

Für die Verdampfung von Wasser an einem einzelnen zylindrischen Heizstab von 10 mm Außendurchmesser ist die je Kilowatt Übertragungsleistung notwendige Stablänge zu berechnen (Siededruck $p = 100$ bar, Übertemperatur der Heizfläche $\Delta T = 3$ K).

$\dot{Q} = A\dot{q} = \pi D L \alpha \Delta T$; die gesuchte Länge L beträgt $L = \dot{Q}/(\pi D \alpha \Delta T)$.

Der Wärmeübergangskoeffizient α wird in fünf Teilschritten berechnet:

a) Bezugswert $\alpha_{0,exp} = 5600$ W/m² K bei $q_0 = 20\,000$ W/m² und $p_0^* = 0{,}1$ nach Tabelle 1. Aus Gl. (11) und Gl. (8) ergibt sich der um ca. 14 % höhere Wert 6400 W/m² K.

b) Umrechnung auf den Druck $p_1 = 100$ bar:
$\alpha_1/\alpha_0 = F(p_1^*) = 2{,}816$ nach Gl. (8 b), mit $p_1^* = p_1/p_c = 0{,}453$ und $p_c = 220{,}64$ bar nach Abschn. Dc.
$\alpha_1 = 2{,}816\,\alpha_0 = 15\,768$ W/m² K bei $p_1 = 100$ bar und $\dot{q}_1 = 20\,000$ W/m².

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

c) $\alpha(\dot{q})$ bei p_1
Aus Gl. (7b): $n(p_1^*) = 0{,}634$.
Dies bedeutet $\alpha \sim \dot{q}^{0{,}634}$ bei p_1.

d) $\alpha(\Delta T)$ bei p_1
$\alpha \sim \dot{q}^{0{,}634} = (\alpha \Delta T)^{0{,}634}$ nach Gl. (1).
Demnach $\alpha \sim \Delta T^{1{,}73}$.

e) α_2 bei $\Delta T_2 = 3$ K und $p_2 = p_1$:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \left(\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}\right)^{1{,}73} = 4{,}442 \text{ mit } \Delta T_1 = \frac{\dot{q}_1}{\alpha_1} = 1{,}267 \text{ K}.$$

$\alpha_2 = 4{,}442\,\alpha_1 = 70\,042$ W/m² K und $\dot{q}_2 = 210\,125$ W/m².

Da $\alpha_2 > 50\,000$ W/m² K, sollte die Nähe zur maximalen Wärmestromdichte des Blasensiedens überprüft werden (Bild 5). Aus Gl. (26) in Abschn. 4 erhält man $\dot{q}_{krit} > 10^6$ W/m² $\gg q_2$. (Für Wasser ergeben sich wesentlich höhere Werte der maximalen Wärmestromdichte als für die meisten organischen Flüssigkeiten.)

Damit erhält man die gesuchte Stablänge zu

$$L = \frac{1000}{0{,}01 \cdot \pi \cdot 210\,300} \text{ m} = 15{,}1 \text{ cm}.$$

Beispiel 2

Es ist ein Verdampfer für das Kältemittel R 22 (CHF_2Cl) bei einer Siedetemperatur von 0 °C auszulegen. Dabei sollen Rippenrohre mit der Rippenhöhe $h = 1{,}5$ mm, dem lichten Rippenabstand $t_f = t - b = 0{,}95$ mm und dem Flächenverhältnis $\varphi = 3{,}18$ eingesetzt werden. Gesucht ist $\alpha(\dot{q})$ am Rippenrohrbündel.

Die Rechnung wird in folgenden Teilschritten durchgeführt:

a) α_0 für das einzelne Glattrohr:
Nach Tabelle 1 findet man bei $p_0^* = 0{,}1$ und $\dot{q}_0 = 20\,000$ W/m²:

$\alpha_{0,exp} = 3900$ W/m² K. Nach Gl. (11) und Gl. (8) ergibt sich 3930 W/m² K ≈ 3900 W/m² K.

b) α_{or} für das einzelne Rippenrohr:
Es wird die Annahme gemacht, daß die Wärmeübergangskoeffizienten für Glatt- und Rippenrohr bei $p^* = 0{,}03$ für $\dot{q} \approx 10^5$ W/m² übereinstimmen: $\alpha_{1r} = \alpha_1$ für $\dot{q}_1 = 100\,000$ W/m².

Umrechnung von $\alpha_{0,exp}$ bei $p_0^* = 0{,}1$ für das Glattrohr auf α_2 bei $p^* = 0{,}03$, mit $q_2 = q_0 = 20\,000$ W/m²:

$\alpha_2/\alpha_0 = F(p^* = 0{,}03) = 0{,}572$ nach Gl. (8a), somit $\alpha_2 = 2230$ W/m² K.

Umrechnung von α_2 auf α_1 bei $\dot{q}_1 = 10^5$ W/m², mit $p_1^* = p_2^* = 0{,}03$:

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \left(\frac{100\,000}{20\,000}\right)^n = 3{,}595, \quad \alpha_1 = 8017 \text{ W/m}^2\text{K},$$

mit $n(p^* = 0{,}03) = 0{,}9 - 0{,}3\,p^{*0{,}3} = 0{,}795$ nach Gl. (7a).

Rückrechnung von $\alpha_1 = \alpha_{1r}$ auf α_{2r} für das Rippenrohr bei $p^* = 0{,}03 = \text{konst}$:

$$\frac{\alpha_{2r}}{\alpha_{1r}} = \left(\frac{20\,000}{100\,000}\right)^{n_r} = 0{,}3587, \quad \alpha_{2r} = 2876 \text{ W/m}^2\text{K}$$

mit $n_r = n(p^* = 0{,}03) - 0{,}1\,h/t_f = 0{,}637$ nach Gl. (14).

Umrechnung auf α_{0r} bei Normierungsdruck $p_0^* = 0{,}1$ mit $q_0 = 20\,000$ W/m² = konst:

$$\frac{\alpha_{0r}}{\alpha_{2r}} = \frac{F_r(p_0^*/\sqrt{\varphi})}{F_r(p_2^*/\sqrt{\varphi})} = \frac{0{,}7508}{0{,}4574} = 1{,}641.$$

Damit ist $\alpha_{0r} = 4720$ W/m² K bei $p_0^* = 0{,}1$ und $\dot{q}_0 = 20\,000$ W/m².

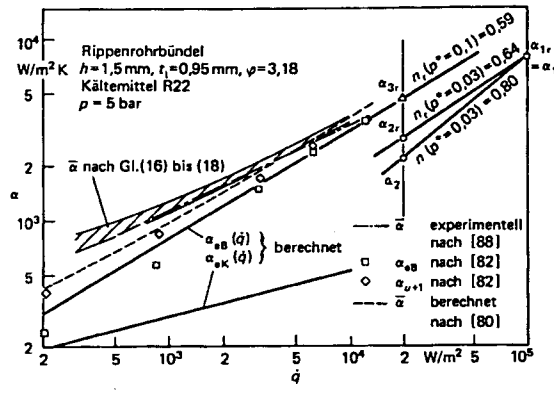

Bild 20. Zu Beispiel 2: α in Abhängigkeit von $\dot{q}$ nach Gl. (4) bis (18) und Vergleich mit experimentellen Daten [82; 88] sowie mit einem Rechenverfahren von *Slipcevic* [80]; α_{u+1} bezieht sich auf die Rohrreihe unmittelbar über der untersten.

c) Umrechnung auf den Siededruck p_3 von R 22 bei 0 °C:

$p_3 = 4{,}98$ bar, $p_3^* = p_3/p_c = 0{,}1$ mit $p_c = 49{,}9$ bar nach Abschn. Dc. Da $p_3^* = p_0^*$, gilt $\alpha_{3r} = \alpha_{0r}$ und eine weitere Druckumrechnung entfällt (für $p_3 \neq p_0^*$ wäre wie unter b), am Ende, umzurechnen).

Für das Einzelrohr gilt demnach bei p_3^*:

$\alpha_{eB}(q) = C_B \cdot \dot{q}^{0{,}592} = 13{,}42 \cdot \dot{q}^{0{,}592}$,
mit $n_{3r} = n(p_3^* = 0{,}1) - 0{,}1\,h/t_f = 0{,}592$ nach Gl. (7a) und (14), und $C_B = \alpha_{3r}/20\,000^{0{,}592} = 13{,}42$.

d) $\alpha(\dot{q})$ für das Rohrbündel nach Gl. (16) bis (18):

$$\bar{\alpha} = \alpha_u \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} = (\alpha_{eB} + f\alpha_{eK})\left[1 + \left(2 + \frac{\dot{q}\varphi}{1000 \text{ W/m}^2}\right)^{-1}\right],$$

$$\bar{\alpha} = (13{,}42\,\dot{q}^{0{,}592} + 51{,}77\,f\,\dot{q}^{0{,}25})\left[1 + \left(2 + \frac{\dot{q}\varphi}{1000 \text{ W/m}^2}\right)^{-1}\right]$$

mit $\alpha_{eK} = C_K \dot{q}^{0{,}25} = 51{,}77\,\dot{q}^{0{,}25}$ aus Gl. (4) auf Seite Ha 3 und den Stoffwerten nach Abschn. D. Als obere Grenze der Abschätzung ist $f = 1$ und als untere Grenze $f = 0{,}5$ einzusetzen. Damit ergibt sich der schraffierte Bereich in Bild 20. Bei der gesamten Rechnung gelten die Zahlenwerte für α in W/m² K und für $\dot{q}$ in W/m².

3.2. Blasensieden von Zwei- und Mehrstoffgemischen

Der Wärmeübergangskoeffizient α beim Blasensieden von Zweistoffgemischen ist kleiner als der Wert α_m, den man bei einer molanteiligen Mittelung der entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten α_1 und α_2 der reinen Komponenten gemäß

$$\alpha_m = \tilde{x}_1 \alpha_1 + \tilde{x}_2 \alpha_2 \qquad (19a)$$

mit $\tilde{x}_1$ und $\tilde{x}_2$ als den Molanteilen (Molenbrüche) der Komponenten 1 und 2 berechnet. Dieses Ergebnis wurde erstmalig von *Bonilla* und *Perry* [89] gefunden und hat sich seither in vielen Untersuchungen bestätigt (Schrifttumübersicht in [96]). Als Ursache kommt in Betracht, daß sich die leichterflüchtige Komponente in der Dampfblase und die schwererflüchtige in der überhitzten Grenzschicht um die Blase anreichert. Dies führt zu einer höheren Siedetemperatur T_{sw} der heizwandnahen Flüssigkeit und zu einem geringeren Wär-

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

meübergangskoeffizienten α als für die reinen Komponenten beim gleichen treibenden Temperaturgefälle, da α nicht mit dem tatsächlichen treibenden Temperaturgefälle $T_W - T_{sW}$, sondern üblicherweise mit der Übertemperatur der Heizwand gegenüber der tieferen Siedetemperatur T_s der ungestörten Flüssigkeit beim herrschenden Druck gemäß Gl. (19b) gebildet wird.

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{\Delta T} = \frac{\dot{q}}{T_W - T_s(p_s)} \qquad (19b).$$

Eine Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten unter den molanteiligen Mittelwert nach Gl. (19a) dürfte demnach dann nicht auftreten, wenn die sich bildenden Dampfblasen dieselbe Zusammensetzung wie die ungestörte Flüssigkeit haben, z. B. bei Gemischen mit azeotroper Zusammensetzung: Messungen mit solchen Systemen bestätigen diese Annahme zumindest qualitativ [39; 53; 55; 90; 91] (Bild 23). Bei Stoffpaaren mit einer stark oberflächenaktiven Komponente kann die gegenüber reinen Stoffen vorhandene Verschlechterung des Wärmeübergangs aufgewogen oder sogar durch eine geringfügige Verbesserung im Bereich kleiner Konzentrationen der oberflächenaktiven Komponente ersetzt werden (Bild 18); dies wird auf eine Verringerung der Arbeit zur Erzeugung lebensfähiger Blasen zurückgeführt. Diese besondere Gruppe von Stoffpaaren wird hier nicht weiter erläutert.

Bei allen übrigen Gemischen nimmt die Arbeit zur Erzeugung lebensfähiger Dampfblasen im Vergleich zu den reinen Komponenten zu, wie sich herleiten läßt [92; 93]. Mit der dadurch bedingten Abnahme der Blasenzahl an der Heizfläche nimmt auch der Wärmeübergangskoeffizient ab.

Zur Berechnung von α bei Drücken nahe dem Atmosphärendruck kann man nach *Stephan* und *Körner* die zur Übertragung der Wärmestromdichte $\dot{q}$ an ein Gemisch notwendige Übertemperatur ΔT als reale Mischungsgröße betrachten und in einen Idealanteil ΔT_{id} sowie einen Zusatz- oder Exzeßanteil ΔT^E zerlegen:

$$\Delta T = \frac{\dot{q}}{\alpha} = \Delta T_{id} + \Delta T^E \qquad (20).$$

Der Idealanteil ist im Falle des Zweistoffgemisches analog Gl. (19a) definiert durch

$$\Delta T_{id} = \tilde{x}_1 \Delta T_1 + \tilde{x}_2 \Delta T_2 \qquad (21)$$

mit ΔT_1 bzw. ΔT_2 als den Temperaturdifferenzen, die zur Übertragung von $\dot{q}$ an die reinen Komponenten 1 bzw. 2 aufgewendet werden müssen[9]).

Der Exzeßanteil läßt sich als Funktion der Konzentrationsdifferenz des Leichterflüchtigen in Dampf und Flüssigkeit, $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$, korrelieren; dies geht auch qualitativ aus einem Vergleich von Bild 21 und 22 hervor: Demnach ist sowohl die Konzentrationsdifferenz zwischen Siede- und Taulinie als auch die Verschlechterung des Wärmeübergangskoeffizienten im Vergleich zur molanteiligen Mittelung bei mittleren Konzentrationen am größten. Als Korrelation wird

$$\Delta T^E / \Delta T_{id} = K_{12}(\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1) \qquad (22)$$

vorgeschlagen. Der Anpassungsparameter K_{12} setzt sich aus einer Druckfunktion und einer Größe A_0 zu-

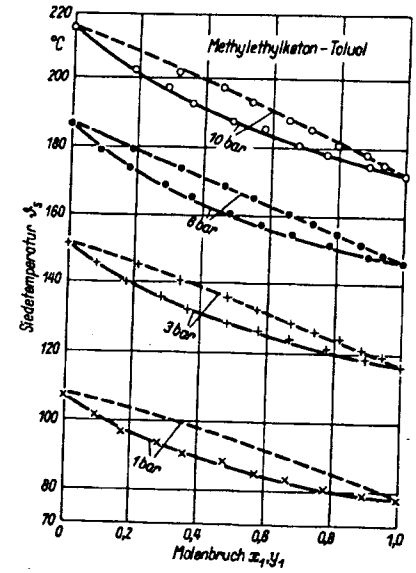

Bild 21. Siedediagramm des Gemisches Methylethylketon–Toluol bei Drücken zwischen 1 und 10 bar.
Nach [55]

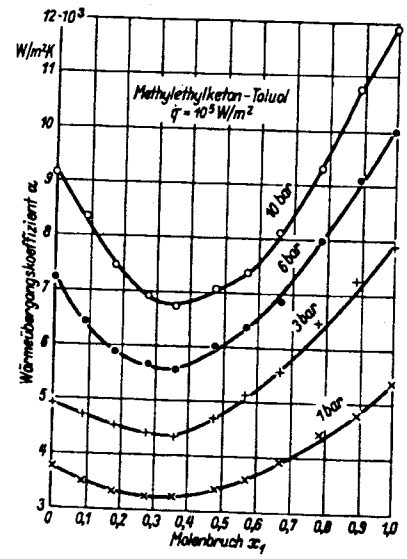

Bild 22. Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Zusammensetzung des Gemisches Methylethylketon–Toluol bei einer Wärmestromdichte $\dot{q} = 10^3$ W/m² und Drücken zwischen 1 und 10 bar.
Nach [55]

9) Der mit ΔT_{id} definierte Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{id} = \dot{q}/\Delta T_{id}$ ist nicht identisch mit α_m nach Gl. (19a). Wenn sich ΔT_2 jedoch nicht sehr von ΔT_1 unterscheidet, sind α_m und α_{id} nur unerheblich voneinander verschieden.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

sammen, die näherungsweise unabhängig von Druck und Konzentration ist [92]:

$$K_{12} = A_0\left(0{,}88 + 0{,}12\,\frac{p}{\text{bar}}\right) \tag{23}$$

Tabelle 2 enthält Werte für die Stoffgröße A_0, die im Prinzip aus einer einzigen Messung bei beliebiger Konzentration und frei wählbarem Druck nahe dem Atmosphärendruck bestimmt werden kann [92 bis 95]. Aus Gl. (20) bis (22) erhält man für das Verhältnis α/α_{id}

$$\frac{\alpha}{\alpha_{id}} = \frac{1}{1 + K_{12}(\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1)} \tag{24}$$

mit

$$\frac{1}{\alpha_{id}} = \frac{\tilde{x}_1}{\alpha_1} + \frac{\tilde{x}_2}{\alpha_2} \tag{21 a}$$

Das Verhältnis α/α_{id} ist in Bild 23 für das Gemisch Methanol–Benzol bei $p = 6$ bar und $\dot{q} = 10^5$ W/m² zusammen mit der Konzentrationsdifferenz $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$ als Funktion von $\tilde{x}_1$ dargestellt.

Die Berechnungsmethode nach Gl. (20) bis (24) ist auf verhältnismäßig hohe Wärmestromdichten von etwa 10^5 W/m² und auf Drücke nahe dem Atmosphärendruck beschränkt, weil die darin enthaltene lineare Druckabhängigkeit des Parameters K_{12} und die Voraussetzung eines konzentrationsunabhängigen Einflusses der Wärmestromdichte für einen größeren Bereich von Betriebszuständen nur mit großen Fehlerschranken erfüllt ist.

Eine Erweiterung der Berechnungsmethode nach Gl. (20) bis (24) auf das Blasensieden von Mehrstoffgemischen bei niedrigen Siededrücken wurde von *Stephan*

Tabelle 2. Experimentelle Werte für die Größe A_0 in Gl. (23) nach [93]

Stoffsystem	A_0
Aceton–Ethanol	0,75
Aceton–Butanol	1,18
Aceton–Methanol	1,19
Aceton–Wasser	1,40 an Kupfer
	0,81 an Nickel
Ethanol–Benzol	0,42
Ethanol–Cyclohexan	1,31
Ethanol–Wasser	1,21 an Kupfer
	0,71 an Nickel
Benzol–Toluol	1,44
Heptan–Methylcyclohexan	1,95
Isopropanol–Wasser	2,04
Methanol–Ethanol	1,39
Methanol–Benzol	1,08
Methanol–Amylalkohol	0,80
Methanol–Wasser	0,56
Methylethylketon–Toluol	1,32
Methylethylketon–Wasser	1,21
Propanol–Wasser	3,29
Wasser–Glykol	1,47
Wasser–Glyzerin	1,50
Wasser–Pyridin	3,56

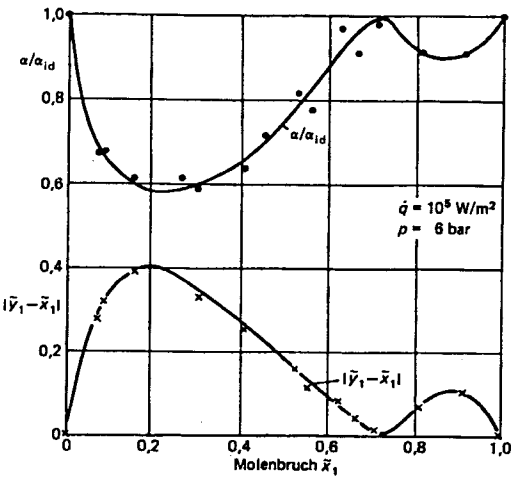

Bild 23. Verhältnis α/α_{id} und Konzentrationsdifferenz $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$ in Abhängigkeit von der Zusammensetzung des Gemischs Methanol–Benzol bei $\dot{q} = 10^5$ W/m² und $p = 6$ bar.
Nach [97]

und *Preußer* [28; 93 bis 95] vorgenommen. Danach läßt sich α für Gemische mittels Gl. (11) und (12) berechnen, indem zunächst die Kennzahlen in Gl. (11) mit den Stoffwerten des Gemischs zu bilden sind und der Produktansatz mit dem gemischspezifischen Ausdruck

$$\left(1 + \sum_{i=1}^{n-1} (\tilde{y}_i - \tilde{x}_i)\left(\frac{\partial \tilde{y}_i}{\partial \tilde{x}_i}\right)_{x_j,p}\right)^{-0{,}0733} \tag{25}$$

multipliziert wird. Darin bezeichnen $\tilde{y}_i - \tilde{x}_i$ den Konzentrationsunterschied zwischen Dampf und Flüssigkeit für die Komponente i und $(\partial \tilde{y}_i/\partial \tilde{x}_i)_{x_j,p}$ die Steigung der Gleichgewichtskurve $\tilde{y}_i(\tilde{x}_i)$ im y_i, x_i-Diagramm für konstanten Druck bei konstanter Konzentration der übrigen Komponenten.

Die erweiterte Gl. (11) wurde an bisher vermessenen binären Gemischen und an den beiden ternären Systemen Aceton–Methanol–Wasser und Methanol–Ethanol–Wasser überprüft und lieferte befriedigende Ergebnisse. Ehe weitere experimentelle Daten vorliegen, sollte die Beziehung besonders bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei Gemischen mit mehr als zwei Komponenten nur für erste Abschätzungen verwendet werden.

Der Zusammenhang $\alpha(q, p^*, \tilde{x}_1)$ bei *höheren normierten Drücken* ist am Beispiel des Gemisches Schwefelhexafluorid-Kältemittel R 13 B 1 (CF_3Br) über einen großen Bereich der Wärmestromdichte in den Diagrammen Bild 24 dargestellt [61]. p^* ist jeweils mit dem experimentellen Wert des kritischen Drucks für das Gemisch gebildet.

Aus dem mittleren Diagramm entnimmt man, daß der Exponent n der Wärmestromdichte bei Gemischen in ähnlicher Weise vom normierten Siededruck abhängt wie bei reinen Stoffen, darüber hinaus jedoch noch ein beachtlicher Einfluß der Konzentration auftritt. Ein

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

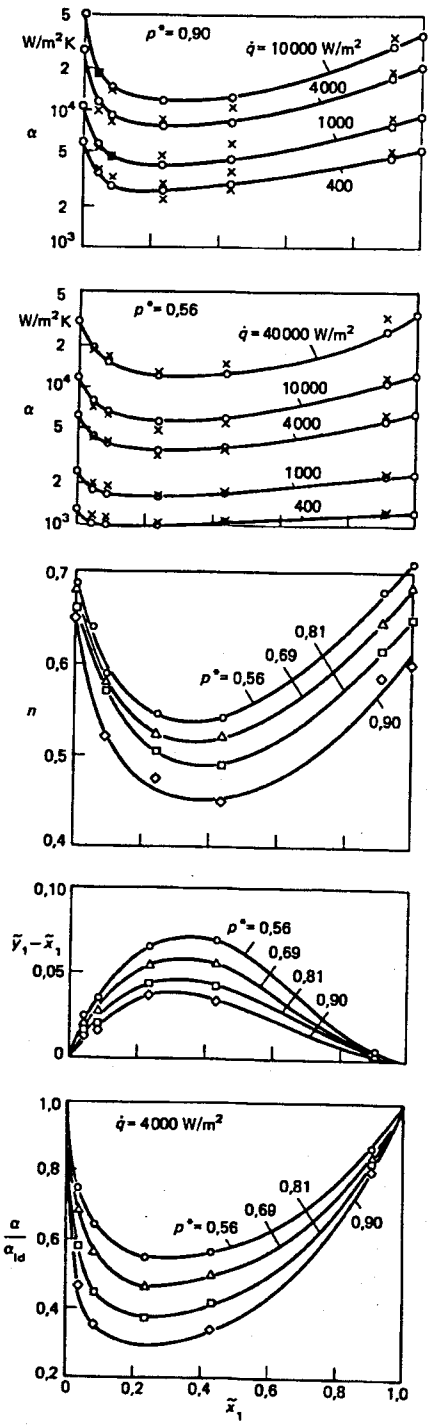

Bild 24. Sieden von Zweistoffgemischen bei höherem Druck; Beispiel Schwefelhexafluorid SF_6 – Kältemittel R 13 B1 (CF_3Br). Die beiden oberen Diagramme zeigen den Wärmeübergangskoeffizienten bei zwei normierten Drücken mit der Wärmestromdichte als Parameter, die drei unteren den Exponenten n der Wärmestromdichte, die Differenz $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$ und das Verhältnis α/α_{id} mit dem Druck als Parameter in Abhängigkeit von der Konzentration des Leichterflüchtigen in der Flüssigkeit. Nach [61]. ($n(p^*)$ gegenüber [61] leicht modifiziert).

In die beiden oberen Diagramme sind zusätzlich Rechenwerte nach Gl. (26) mit $B_0/\beta_\ell = 10^4$ s/m und mit der Nebenbedingung $p^* =$ konst eingetragen (×).

Vergleich der beiden unteren Diagramme macht deutlich, daß der Analogie in der Konzentrationsabhängigkeit der Differenz $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$ einerseits und des Verhältnisses α/α_{id} andererseits enge Grenzen gesetzt sind: Erstens treten die Minima in α/α_{id} bei deutlich kleineren SF_6-Konzentrationen auf als die Maxima in $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$, und zweitens nimmt die Verschlechterung des Wärmeübergangs bei Gemischen bis nahe an den kritischen Punkt kontinuierlich zu, während der Konzentrationsunterschied kleiner wird. Offenbar verschlechtert sich der Wärmetransport nahe der Heizfläche im Vergleich zu reinen Stoffen, weil der Unterschied in der Blasenzahl gegenüber reinen Stoffen zunimmt – obwohl die Besetzungsdichte der Heizfläche mit Blasen wächst – und weil die Durchmischung der Grenzschicht wegen des langsameren Blasenaufstiegs geringer wird. Aus Bild 24 ist weiterhin zu erkennen, daß eine formelmäßige Erfassung der Zusammenhänge wesentlich komplizierter sein muß als die Darstellungen Gl. (22) und (23). Mangels verläßlicher experimenteller Daten für eine größere Anzahl von Gemischen in einem großen Druck- und Belastungsbereich fehlt dies bisher. Einen erfolgversprechenden neuen Rechenansatz hat *Schlünder* angegeben [128] (vgl. auch [139]).

Durch Betrachtung des Diffusionsvorgangs in der wandnahen Flüssigkeitsschicht, durch Einführen einiger Vereinfachungen und unter der Annahme, daß zwischen dem Verdampfungsvorgang an der Blase bei reinen Stoffen und binären Gemischen kein prinzipieller Unterschied besteht, wird die folgende Beziehung entwickelt:

$$\frac{\alpha_{id}}{\alpha} = 1 + \frac{\alpha_{id}}{\dot{q}}\left(\frac{\partial T_s}{\partial \tilde{x}_1}\right)\cdot(\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1)\cdot\left(1 - \exp\left(-B_0\,\frac{\dot{q}}{\varrho_\ell \beta_\ell \Delta h_V}\right)\right) \qquad (26).$$

Darin bedeuten β_ℓ den Stoffübergangskoeffizienten und B_0 einen Parameter, der von *Schlünder* näherungsweise gleich 1 gesetzt wird, der aber auch zur Anpassung an Meßergebnisse verwendet werden kann[10]). In Bild 24 sind Rechenergebnisse nach Gl. (26) eingetragen. Man erkennt, daß die experimentell gefundene Verschlechterung des Wärmeübergangs beim System SF_6/R 13 B1 auch bei hohen Siededrücken noch verhältnismäßig gut wiedergegeben wird (vgl. die Kreuze in den beiden oberen Diagrammen von Bild 24), obwohl für beide Drücke und sämtliche Wärmestromdichten *ein* fester Zahlenwert für den Anpassungsparameter verwendet wurde ($B_0/\beta_\ell = 10^4$ s/m). Würde man für B_0/β_ℓ eine Funktion von $\dot{q}$ und p^* einführen, so ließe sich die Wiedergabe der Meßwerte verbessern (für weitere Stoffsysteme vgl. [61]).

10) Da für β_ℓ aus der Absorption nur die Größenordnung (1 bis 5) · 10^{-4} m/s bekannt ist [139], kann auch der Quotient B_0/β_ℓ insgesamt als Anpassungsparameter aufgefaßt werden.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

In [170] wurde Gl. (26) formal auf Mehrstoffsysteme übertragen und noch etwas vereinfacht, indem

$$\frac{\partial T_s}{\partial \tilde{x}_1} \cdot (\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1) = \sum_{i=1}^{i=n-1} (T_{sn} - T_{si}) \cdot (\tilde{y}_i - \tilde{x}_i) \quad (26a)$$

gesetzt wurde. Wertet man Gl. (26a) mit den Siedetemperaturen $T_{sn} = T_2$ und $T_{si} = T_1$ der reinen Komponenten bei gleichem normiertem Druck aus, so erhält man für unterschiedlich weit siedende Zweistoffsysteme die in Tabelle 3 und Bild 25 angegebenen Werte für B_0/β_ℓ aus Gl. (26) (nach [171; 173]). Das generelle Ergebnis $B_0 \approx 1$ beim höchsten Druck bestätigt offenbar die Modellannahmen zu Gl. (26) und den dort für β_ℓ eingesetzten Zahlenwert ($\beta_\ell = 2 \cdot 10^{-4}$ s/m).

Bei weitsiedenden Stoffsystemen (Abstand der Normalsiedepunkte größer als rd. 30 K) bleibt das Ergebnis für mittlere und hohe Wärmestromdichten auch zu tiefen Drücken hin näherungsweise erhalten. Bei engsiedenden Stoffsystemen nimmt B_0/β_l allerdings zu (vgl. Bild 25), ebenso bei weitsiedenden Stoffsystemen und kleinen Wärmestromdichten, wie Vergleiche in [171; 173] zeigen. Das p, T, x-Zustandsverhalten von engsiedenden Stoffsystemen (Abstand der Normalsiedepunkte kleiner als rd. 10 K) und vor allem von Stoffsystemen mit Azeotrop geht empfindlich in die Rechnung nach Gl. (26) ein und muß daher besonders genau bekannt sein [135; 174]. Ein von *Bier* und *Bayer* [171; 175] entwickeltes Rechenverfahren, das von reinen Stoffen [23; 24; 132] auf binäre Gemische übertragen wurde, beschreibt die experimentellen Ergebnisse zu den in Tabelle 3 enthaltenen Stoffsystemen ähnlich gut wie Gl. (26) [173].

Tabelle 3. Abstand der Normalsiedepunkte verschiedener Stoffsysteme und Werte für das als Anpassungsparameter verwendete Verhältnis B_0/β_ℓ in Gl. (26) bzw. (26a) für $\dot{q} = 20\,000$ W/m² und drei normierte Siededrücke. Nach [171; 173]

Stoffsystem	Abstand der Normalsiedepunkte K	B_0/β_ℓ (10^4 s/m) bei $p = 0{,}1$	0,5	0,9
R22/R115[a])	2,8	≳ 5	2,8	~ 0,5
SF_6/R13B1	6,0[b])	[c])	[c])	~ 0,5
SF_6/R22	23,0[b])	1,2	0,8	~ 0,5
SF_6/R12	34,0[b])	0,7	0,65	~ 0,5
R23/R115	44,0	0,7	0,7	[d])
R22/R114	44,4	~ 0,5	~ 0,5	~ 0,5

a) bildet ein Azeotrop
b) SF_6 liegt in fester Phase vor
c) Gl. (26) bzw. (26a) für $\dot{q} \gtrsim 10\,000$ W/m² nicht anpaßbar (vgl. auch [171])
d) keine experimentellen Werte für $\dot{q} = 20\,000$ W/m² vorhanden

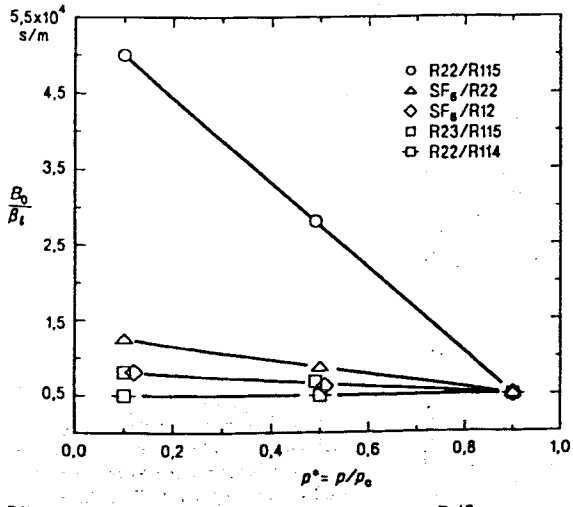

Bild 25. Abhängigkeit des Anpassungsparameters B_0/β_ℓ aus Gl. (26) bzw. (26a) bei $\dot{q} = 20\,000$ W/m² und drei normierten Siededrücken für die in Tabelle 3 angegebenen Stoffsysteme. Nach [171; 173]

4. Maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden

Die maximale Wärmestromdichte $\dot{q}_{krit}$ beim Blasensieden (Punkt B in Bild 2) kann nach der Beziehung von *Kutateladze* [103] bzw. *Zuber* und Mitarbeitern [104 bis 106] berechnet werden

$$\dot{q}_{krit} = K_1 \Delta h_v \varrho_g^{0,5} (\sigma(\varrho_l - \varrho_g)\, g)^{0,25} \quad (27)$$

mit Δh_V als der Verdampfungsenthalpie, σ als der Oberflächenspannung und ϱ_g bzw. ϱ_l als der Dichte von Dampf bzw. Flüssigkeit. Für den Faktor K_1 erhält *Zuber* aus einer theoretischen Betrachtung für die ebene Platte mit einigen Vereinfachungen den Wert 0,13. Nach *Kutateladze* ergibt sich durch Anpassung an Meßwerte $K_1 = 0{,}13$ bis $K_1 = 0{,}16$. Gl. (27) gilt für gesättigte und leicht unterkühlte Flüssigkeiten sowie für ebene Flächen bzw. Glattrohre als Heizwände. Bild 26 zeigt die Auswertung von Gl. (27) für Wasser. Berücksichtigt man den in guter Näherung erfüllten Zusammenhang $\sigma \sim (\varrho_l - \varrho_g)^4$, so geht die Dichtedifferenz insgesamt mit dem Exponenten 1,25 in Gl. (27) ein, und als weitere Stoffwerte treten nur die Verdampfungsenthalpie und die Dampfdichte auf. Das

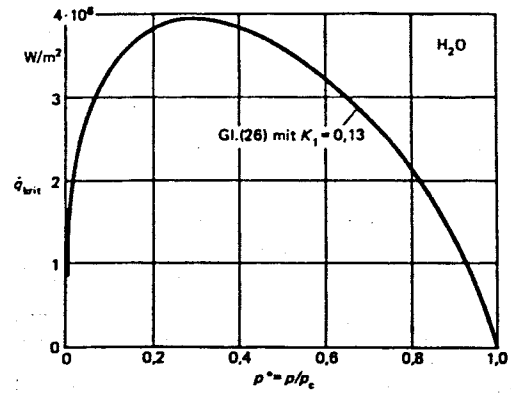

Bild 26. Maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden von Wasser nach Gl. (27).

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

Schrifttum enthält eine große Anzahl von Beziehungen zur Berechnung der maximalen Wärmestromdichte beim Blasensieden; die meisten enthalten die Terme $\Delta h_v \varrho_g^{0,5}$ und $(\varrho_l - \varrho_g)^m$ mit $1{,}25 < m < 1{,}5$ [103 bis 110].

Von den verschiedenen Einflüssen auf $\dot{q}_{krit}$ ist der Einfluß des Siededrucks bisher am ausführlichsten untersucht. Aus den vorhandenen experimentellen Daten läßt sich in Anlehnung an Arbeiten von *Borischanskij* [125] und *Mostinskij* [126] die Funktion

$$\dot{q}_{krit}/\dot{q}_{krit,0} = 2{,}8\, p^{*0,4}(1 - p^*) \qquad (28)$$

interpolieren, die die relative Druckabhängigkeit der maximalen Wärmestromdichte in analoger Weise beschreibt wie Gl. (8) die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden. $\dot{q}_{krit\,0}$ bedeutet den Wert der maximalen Wärmestromdichte beim Normierungsdruck $p_0^* = 0{,}1$.

In Bild 27 ist die relative Druckabhängigkeit von $\dot{q}_{krit}$ nach Gl. (28) mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Man erkennt, daß die Funktion in der Mitte bzw. am unteren Rand der experimentellen Streugrenze verläuft. Gestrichelt eingetragen ist außerdem $\dot{q}_{krit}$ für Wasser nach Gl. (27). Während die Abweichungen dieser Beziehung von Gl. (28) im Druckbereich $10^{-3} \leqq p^* \leqq 0{,}6$ unter 5% liegen, ist der Unterschied bei $p^* = 0{,}9$ bereits auf + 50% angestiegen; d.h. im Bereich hoher Siededrücke würden nach Gl. (27) Absolutwerte von q_{krit} berechnet werden, die erheblich über einem großen Teil der experimentellen Werte liegen. Diese Aussage gilt besonders auch für organische Flüssigkeiten [12; 34; 41; 112; 113]. Daher wird vorgeschlagen, die relative Druckabhängigkeit von $\dot{q}_{krit}$ nach Gl. (28) zu berechnen und den Normierungswert $\dot{q}_{krit,0}$ aus experimentellen Daten zu Drücken nahe p_0^* zu ermitteln oder mit Gl. (27) für p_0^* zu bestimmen.

Im Bereich sehr niedriger normierter Drücke erhält man nach Ergebnissen von *Labuntsov* [114] eine merklich schwächere relative Druckabhängigkeit als nach Gl. (27) bzw. (28). Seine Messungen mit Wasser und Ethanol an Heizflächen unterschiedlicher Form und Stoffeigenschaften ergeben für $10^{-4} \leqq p/p_c \leqq 10^{-2}$ eine relative Druckabhängigkeit ähnlich der für flüssige Metalle gefundenen, die sich durch die Proportionalität

$$\dot{q}_{krit} \sim p^{*m}$$

mit $0{,}15 < m < 0{,}20$, beschreiben läßt. Demnach ist der Exponent 0,4 in Gl. (28) für sehr niedrige normierte Drücke etwas zu hoch; dies deutet sich auch am linken Rand von Bild 27 an[11]).

Für Heizflächen, bei denen der Zahlenwert der für die maximale Wärmestromdichte charakteristischen Abmessung L in der Größenordnung des Ausdrucks $(\sigma/(\varrho_l - \varrho_g)g)^{0,5}$ liegt, geben *Lienhard* und *Dhir* [110] den Korrekturfaktor

$$q_{krit,L} = K_2\, \dot{q}_{krit,27} \qquad (29)$$

mit

$$K_2 = 1{,}19\,(L')^{-0,25}$$

und

$$L' = L/(\sigma/(\varrho_l - \varrho_g)g)^{0,5} \qquad (29a)$$

an. $\dot{q}_{krit,27}$ bedeutet die maximale Wärmestromdichte, berechnet nach Gl. (27). Gl. (29) ist im Bereich

$$0{,}1 \leqq L' \leqq 2 \qquad (29b)$$

anzuwenden, während für $L' > 2$ die Korrektur entfällt, d.h. $K_2 = 1$. Als Obergrenze für die Berücksichtigung des Korrekturfaktors ergibt sich demnach z.B. bei Wasser für $p = 1$ bar ($p^* = 0{,}0045$) der Wert $L_{max} = 5$ mm und bei dem Kältemittel R12 (CF_2Cl_2) für $p = 20$ bar ($p^* = 0{,}5$) der Wert $L_{max} \approx 1$ mm. Für L

11) Deshalb empfiehlt sich z.B. eine Zweiteilung des Druckbereichs mit [127]

$(\dot{q}_{krit}/\dot{q}_{krit,1}) = A_1 p^{*0,4}(1 - p^*)$ für $p^* \geqq 0{,}1$ und

$(\dot{q}_{krit}/\dot{q}_{krit,2}) A_2 (p^{*0,2} + p^{*0,5})$ für $p^* \leqq 0{,}1$.

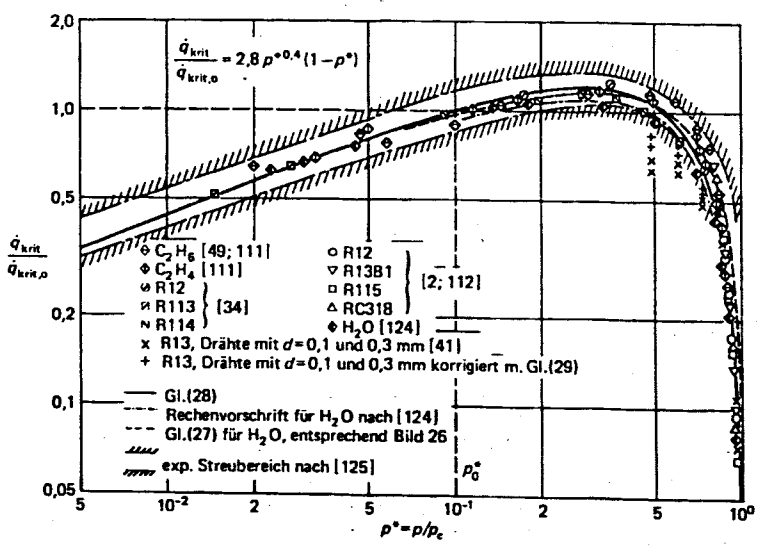

Bild 27.
Relative Druckabhängigkeit von $\dot{q}_{krit}$ nach Gl. (27) und (28) und nach experimentellen Ergebnissen; Normierung der Meßwerte bei $p_0^* = 0{,}1$. Falls dieser Druck nicht innerhalb des Meßbereiches liegt, gilt für [34] eine Normierung beim niedrigsten experimentellen Druck, für [2] und [41] bei $p^* \approx 0{,}9$.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

ist bei der Kugel und einem horizontalen Zylinder der Radius, bei einer Rippe die Rippenhöhe einzusetzen. Die Wirkung der Korrektur nach Gl. (29) ist in Bild 27 an Hand von Messungen an dünnen Drähten aus [41] veranschaulicht (Verschiebung von × nach + bei $p^* = \text{konst}$). Man erkennt, daß die systematischen Abweichungen der Ergebnisse für dünne Drähte dadurch verringert werden.

In Gl. (27) bis (29) ist eine Reihe von Einflüssen auf die maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden nicht enthalten, wie z. B. die Rauhigkeit der Heizfläche und eine mögliche unterschiedliche Anströmung [115], die Art der Beheizung [34], Verunreinigungen sowie Benetzungseigenschaften der Heizfläche [113]. Über diese Einflüsse existieren teilweise widersprüchliche Ergebnisse, so daß sie noch nicht formelmäßig erfaßt werden können.

Insgesamt gesehen vermag somit die Rechnung nach Gl. (27) bis (29) nur eine mehr oder weniger gute Näherung für die maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden zu geben.

Bild 28 zeigt ein typisches Ergebnis zur maximalen Wärmestromdichte beim Blasensieden von Zweistoffgemischen. Je nach Gemischeigenschaften und Siededruck werden Werte von $\dot{q}_{krit}$ gemessen, die zwischen oder über den Werten für die reinen Stoffe liegen [111]. Dabei treten in Analogie zur Verschlechterung des Wärmeübergangs die höchsten Werte von $\dot{q}_{krit}$ häufig bei mittleren Gemischkonzentrationen auf (Kurve ◆ in Bild 28)[12]). Dieselben Phänomene, die zur Verschlechterung des Wärmeübergangs führen (zusätzlicher Transportwiderstand durch Diffusion, Vergrößerung der Blasenbildungsarbeit, kleinere Blasendichte; Abschn. 3.2), verzögern auch das Zusammenwachsen der Blasen zum Dampffilm und erklären somit den Sachverhalt qualitativ.

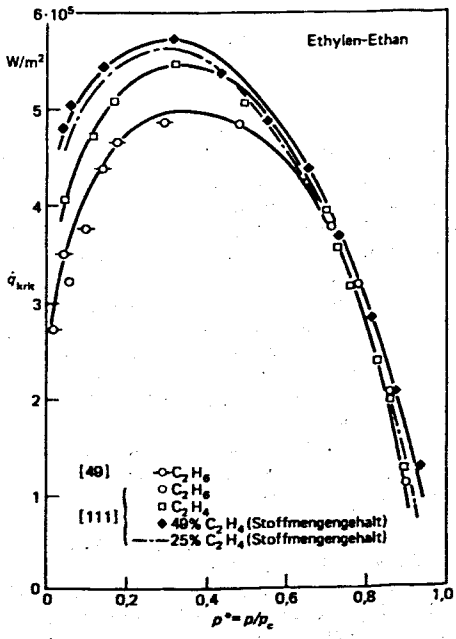

Bild 28. Maximale Wärmestromdichte für Ethan, Ethylen und zwei Gemische in Abhängigkeit vom normierten Siededruck. Nach [111]

Zur Berechnung von $\dot{q}_{krit}$ für Zweistoffgemische kann Gl. (27) – mit denselben Einschränkungen wie für die reinen Stoffe – verwendet werden; hierbei sind die Stoffwerte für das Gemisch einzusetzen. Dies empfehlen auch *Stephan* und *Preußer* [28], deren Werte von $\dot{q}_{krit}$ bei Messungen nahe dem Atmosphärendruck stets zwischen den Werten für die reinen Komponenten lagen. Für den Fall höherer $\dot{q}_{krit}$-Werte für das Gemisch liefert Gl. (27) eher eine Abschätzung auf der sicheren Seite.

5. Filmsieden

Die stabile Filmverdampfung bei freier und erzwungener Konvektion wurde von *Bromley* [116; 117] unter Berücksichtigung des Strahlungseinflusses theoretisch und experimentell eingehend untersucht. Als Ergebnis folgt für freie Konvektion der implizite Zusammenhang

$$\alpha = \alpha_L(\alpha_L/\alpha)^{1/3} + \alpha_S \tag{30}$$

zwischen dem Wärmeübergangskoeffizienten α beim Filmsieden und den Koeffizienten α_L bei reiner Wärmeleitung sowie α_S bei reiner Wärmestrahlung durch den Dampffilm [116]. Die explizite Näherungsgleichung von *Bromley* für den technisch interessierenden Bereich $0 < \alpha_S < 10\,\alpha_L$

$$\alpha = \alpha_L + \alpha_S[\tfrac{3}{4} + \tfrac{1}{4}(1 + 2{,}62\,\alpha_L/\alpha_S)^{-1}] \tag{30a}$$

In einer genaueren Rechnung kommt *Roetzel* [118] zu dem Ergebnis

$$\alpha = \alpha_L + \alpha_S[\tfrac{4}{5} + \tfrac{1}{5}(1 + 3\,\alpha_L/\alpha_S)^{-1}] \tag{30b}$$

das etwas höhere Wärmeübergangskoeffizienten liefert als Gl. (30a). Für $\alpha_S \ll \alpha_L$ beträgt der Unterschied 6,7%, für $\alpha_S = 10\,\alpha_L$ noch knapp 1%.

Der Wärmeübergangskoeffizient α_S des Strahlungsanteils folgt aus Gl. (1) mit $\dot{q} = \dot{q}_S$ und $\dot{q}_S = C_{12}(T_W^4 - T_l^4)$ nach Abschn. Ka. Für die Wärmeleitung durch den Dampffilm ergibt sich

$$\alpha_L = K_f(L\Delta T)^{-1/4}\left[\frac{\lambda_g^3 \varrho_g \Delta h \Delta\varrho g}{\eta_g}\right]^{1/4} \tag{31}$$

Darin bedeuten:

L charakteristische Abmessung des Heizelementes ($L = d$ für das horizontale Rohr, $L = H$ für das senkrechte Heizelement),

12) Die aus Bild 27 abzulesende Tendenz, nach der der relative Unterschied bei sehr hohen normierten Drücken besonders groß wird, folgt auch aus Ergebnissen der Gemisch-Siedeversuche zu Bild 24 [129].

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

λ_g Wärmeleitfähigkeit, ϱ_g Dichte, η_g dynamische Zähigkeit des Dampfes, jeweils bei der mittleren Temperatur $T_m = 0{,}5(T_W + T_f)$ des Dampffilms,

$\Delta\varrho = \varrho_f - \varrho_g$ Dichteunterschied,

$\Delta h = h_g - h_f$ Enthalpieunterschied zwischen Dampf und Flüssigkeit.

Die empirische Konstante K_f hat für das horizontale Heizelement den Wert 0,62 ± 0,04 [116] und für die senkrechte Wand den Wert 0,8 [118].

Der in Gl. (31) enthaltene Zusammenhang $\alpha \sim (L\Delta T)^{-1/4}$ ist durch Messungen im Bereich hoher normierter Drücke bei kleinen Werten von $\Delta T(\alpha_S \to 0)$ und mit Heizelementen von 0,1 mm bzw. 8 mm Durchmesser gut bestätigt [2; 119]. Die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Filmsieden wird durch die Stoffwertekombination im letzten Glied von Gl. (31) beschrieben. Sie ist sehr gering (kleiner Exponent; gegenläufige Tendenzen heben sich auf; Differenzen sind über einen größeren Temperaturbereich zu nehmen) mit Ausnahme sehr kleiner Heizelementdurchmesser ([2]; Bild 2) sowie der Messungen mit CO_2 vom Tripelpunkt bis zum kritischen Punkt in [120]. Wärmeübergangskoeffizienten beim Filmsieden an dünnen Drähten können nach einer Beziehung von *Pitschmann* und *Grigull* [121] berechnet werden, die auf einer Erweiterung der Theorie von *Bromley* beruht und durch Messungen sehr gut bestätigt ist [41; 113; 120]. Für das Filmsieden von Zweistoffgemischen an senkrechten Heizflächen wird in [122] ein Rechenverfahren angegeben, das den Einfluß der Diffusionsvorgänge auf die Temperatur an der Filmoberfläche und auf dem Wärmeübergangskoeffizienten enthält (vgl. auch [123]).

Für die technisch nicht so interessante untere Grenze des stabilen Filmsiedens (Punkt D in Bild 2) gibt es eine Reihe von Berechnungsmethoden (Übersicht in [41] oder [113]), die jedoch untereinander und zu Meßwerten große Streuungen aufweisen [112; 113]. Aus Messungen bei höheren normierten Siededrücken ($p^* \geqq 0{,}6$) ist zu entnehmen, daß das Verhältnis der maximalen Wärmestromdichte $\dot{q}_{krit}$ des Blasensiedens zu der minimalen Wärmestromdichte $\dot{q}_{min}$ des Filmsiedens näherungsweise unabhängig von dem Siededruck und den Stoffeigenschaften ist [34; 45; 112]:

$$\dot{q}_{krit}/\dot{q}_{min} \approx 8 \pm 1{,}5 \qquad (32).$$

Hieraus kann zusammen mit Gl. (27) bzw. (28) eine erste Abschätzung für $\dot{q}_{min}$ vorgenommen werden.

6. Schrifttum

[1] *Nukijama, S.*: Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. J. Soc. Mech. Engrs. 37 (1934) 53/54 u. 367/74.

[2] *Gorenflo, D.*: Wärmeübergang bei Blasensieden, Filmsieden und einphasiger freier Konvektion in einem großen Druckbereich. Abh. deutsch. Kälte- und Klimatechn. Ver. Nr. 22. Karlsruhe: Verl. C. F. Müller 1977.

[3] *Stephan, K.*: Beitrag zur Thermodynamik des Wärmeübergangs beim Sieden. Abh. deutsch. Kältetech. Ver. Nr. 18. Karlsruhe: Verlag C. F. Müller 1963. Vgl. auch Chem. Ing. Techn. 35 (1963) 775/84.

[4] *Han, C. Y.*, u. *P. Griffith*: The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling. Int. J. Heat Mass Transfer 8 (1965) 887/914.

[5] *Stralen, S. J. D. van*: The mechanism of nucleate boiling in pure liquids and in binary mixtures. Int. J. Heat Mass Transfer 9 (1966) 995/1046.

[6] *Beer, H.*: Beitrag zur Wärmeübertragung beim Sieden. Progr. Heat Mass Transfer 2 (1969) 311/70.

[7] *Stephan, K.*: Stabilität beim Sieden. BWK 17 (1965) 571/78.

[8] *Stephan, K.*: Übertragung hoher Wärmestromdichten an siedende Flüssigkeiten. Chem. Ing. Techn. 38 (1966) 112/17.

[9] *Kovalev, S. A.*: On methods of studying heat transfer in transient boiling. Int. J. Heat Mass Transfer 11 (1968) 279/83.

[10] *Grassmann, P.*, u. *H. Ziegler*: Zur Stabilität von Strömungen in geschlossenen Kreisen. Chem. Ing. Techn. 41 (1969) 908/15.

[11] *Hale, L. A.*, u. *G. B. Wallis*: Thermal stability of surfaces heated by convection and cooled by boiling. I/EC Fundamentals 11 (1972) 46/52.

[12] *Hesse, G.*: Heat transfer in nucleate boiling, maximum heat flux and transition boiling. Int. J. Heat Mass Transfer 16 (1973) 1611/27.

[13] *Hoffmann, E. G.*: Wärmeübergang in waagrechten Rohren bei Blasen- und Übergangssieden großer Massenströme. Diss. Ruhr-Universität Bochum, 1975.

[14] *Krischer, O.*: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik. 2. Aufl. Berlin: Springer-Verl. 1963.

[15] *Börner, H.*: Über den Wärme- und Stoffübergang an umspülten Einzelkörpern bei Überlagerung von freier und erzwungener Strömung. VDI-Forsch.-Heft 513. Düsseldorf: VDI-Verl. 1965 und: VDI-Wärmeatlas, Abschn. Fa. 3. Auflage, Düsseldorf: VDI-Verl. 1977.

[16] *Jakob, M.*, u. *W. Linke*: Der Wärmeübergang beim Verdampfen von Flüssigkeiten an senkrechten und waagerechten Flächen. Phys. Zeitschr. 36 (1935) 267/80.

[17] *Stralen, S. J. D. van*, u. *W. Zijl*: Fundamental developments in bubble dynamics. Heat Transfer 1978, Toronto, Vol. 6, 429/50.

[18] *Cooper, M. G.*: Nucleate boiling. Heat Transfer 1978, Toronto. Vol. 1, 463/72.

[19] *Stephan, K.*, u. *M. Abdelsalam*: Heat transfer correlations for natural convection boiling. Int. J. Heat Mass Transfer 23 (1980) 73/87.

[20] *Goetz, J.*: Entwicklung und Erprobung einer Normapparatur zur Messung des Wärmeübergangs beim Blasensieden. Diss. Universität Karlsruhe (TH) 1981.

[21] *Bier, K., D. Gorenflo* u. *G. Wickenhäuser*: Heat transfer to boiling refrigerants in a wide pressure range. Bull de l'Inst. Int. du Foid, Vol. 52, Annexe 1972–1, S. 63/73.

[22] *Bier, K., D. Gorenflo* u. *Y. M. Tanes*: Measurements of heat transfer from horizontal plates with different surface roughness to boiling refrigerants in a wide pressure range. Bull. de l'Inst. Int. du Floid, Vol. 57, Annexe 1977–4, 23/32.

[23] *Bier, K., D. Gorenflo, M. I. Salem* u. *Y. M. Tanes*: Pool boiling heat transfer and size of active nucleation centers for horizontal plates with different surface roughness. Heat Transfer 1978, Toronto, Vol. 1, 151/56.

[24] *Bier, K., D. Gorenflo, M. I. Salem* u. *Y. M. Tanes*: Effect of pressure and surface roughness on pool boiling of refrigerants. Int. J. Refrig. 2 (1979) 211/19.

[25] *Haffner, H.*: Wärmeübergang an Kältemittel bei Blasenverdampfung, Filmverdampfung und überkritischem Zustand des Fluids. BMBW-FB K 70–24, 1970.

[26] *Bier, K., D. Gorenflo* u. *G. Wickenhäuser*: Zum Wärmeübergang beim Blasensieden in einem weiten Druckbereich. Chem. Ing. Techn. 45 (1973) 935/42.

[27] *Bier, K., H. R. Engelhorn* u. *D. Gorenflo*: Wärmeübergang beim Blasensieden im Bereich niedriger Siededrücke. VDI-Bericht Nr. 290 (1977) 467/74.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

[28] *Stephan, K.*, u. *P. Preußer*: Wärmeübergang und maximale Wärmestromdichte beim Behältersieden binärer und ternärer Flüssigkeitsgemische. Chem.-Ing. Techn. MS 649/79, Synopse: Chem. Ing. Techn. 51 (1979) 37.

[29] *Slipcevic, B.*: Ein Beitrag zum Wärmeübergang von Kältemitteln an einzelnen glatten Rohren. Klima-Kälte-Technik 15 (1973) 186/92.

[30] *Hirschberg, H. G.*: Zur Berechnung von Röhrenkesselverdampfern. Kältetechnik 18 (1966) 155/160.

[31] *Bier, K., D. Gorenflo* u. *G. Wickenhäuser*: Pool boiling heat transfer at saturation pressures up to critical. Beitrag in: Heat transfer in boiling, *E. Hahne* und *U. Grigull*, ed. Hem. Publ. Corp., Washington, 1977, 137/58.

[32] *Wickenhäuser, G.*: Einfluß der Wärmestromdichte und des Siededruckes auf den Wärmeübergang beim Blasensieden von Kältemitteln. Diss., Univ. Karlsruhe (TH) 1972.

[33] *Wallner, R.*: Der kältemittelseitige Wärmeübergang in überfluteten Rohrbündelverdampfern. Diss., Universität Stuttgart 1972.

[34] *Hesse, G.*: Wärmeübergang bei Blasenverdampfung, bei maximaler Wärmestromdichte und im Übergangsbereich zur Filmverdampfung. Diss. Techn. Universität Berlin 1972.

[35] *Sauer, H. J., K. Gibson* u. *S. Chongrungreong*: Influence of oil on the nucleate boiling of refrigerants. Heat Transfer 1978, Toronto, Vol. 1, 181/86.

[36] *Stephan, K.*: Einfluß des Öls auf den Wärmeübergang von siedendem Frigen 12 und Frigen 22. Kältetechnik 16 (1964) 152/66.

[37] *Bier, K., H. R. Engelhorn* u. *D. Gorenflo*: Wärmeübergang an tiefsiedende Halogenkältemittel. Ki, Klima + Kälte-Ing. 4 (1976) 399/406.

[38] *Gorenflo, D.*: Zur Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs an siedende Kältemittel bei freier Konvektion. Chem. Ing. Techn. 40 (1968) 757/62.

[39] *Jungnickel, H., P. Wassilew* u. *W. E. Kraus*: Investigations of the heat transfer of boiling binary refrigerant mixtures. Int. J. Refrigeration 3 (1980) 129/33.

[40] *Wassilew, P.*, u. *W. E. Kraus*: Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten siedender Halogenkältemittel bei tiefen Verdampfungstemperaturen. Luft- und Kältetechnik 16 (1980) 12/15.

[41] *Feurstein, G.*: Der Einfluß des Druckes und der Geometrie auf den Wärmeübergang beim Behältersieden nahe dem kritischen Punkt. Diss. Techn. Univers. München, 1974.

[42] *Barthau, G.*: Blasensieden von Ammoniak. Unveröffentlichte Messungen am Inst. f. Thermodynamik + Wärmetechnik, Universität Stuttgart, 1980.

[43] *Danilowa, G. N.*: Heat transfer to boiling refrigerants. Beitrag in: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, S. S. Kutateladze ed. Pergamon Press, Oxford 1969, 107/30.

[44] *von Hoffmann, T. M. E.*: Wärmeübergang beim Blasensieden verflüssigter Gase und ihrer binären Gemische. Diss. ETH Zürich 1977. Vgl. auch: Wärme- und Stoffübertragung 11 (1978) 189/93.

[45] *Sciance, C. T., C. P. Colver* u. *C. M. Sliepcevich*: Pool boiling of methane between atmospheric pressure and the critical pressure. Adv. in Cryogenic Engng. 12 (1967) 395/408.

[46] *Ackermann, H., L. Bewilogua, R. Knöner, B. Kretzschmar, I. P. Usyugin* u. *H. Vinzelberg*: Heat transfer in liquid nitrogen-methane mixtures under pressure. Cryogenics 15 (1975) 657/59.

[47] *Lyon, D. N.*: Pool boiling of cryogenic liquids. Chem. Engng. Progr. Symp. Ser. No. 87, Vol. 64 (1968) 82/92.

[48] *Kosky, P. G.*, u. *D. N. Lyon*: Pool boiling heat transfer to cryogenic liquids. AIChE Journ. 14 (1968) 372/87.

[49] *Sciance, C. T., C. P. Colver* u. *C. M. Sliepcevich*: Nucleate pool boiling and burnout of liquefield hydrocarbon gases. Chem. Engng. Progr. Symp. Ser. No. 77, Vol. 63 (1967) 109/14.

[50] *Kravchenko, V. A.*, u. *Yu. N. Ostrovskij*: Effect of surface roughness on boiling heat transfer to light hydrocarbons and nitrogen. Heat Transfer, Sov. Res. 11 (1979) 133/37.

[51] *Cichelli, M. T.*, u. *C. F. Bonilla*: Heat transfer to liquids boiling under pressure. Trans. AIChE 16 (1945) 745/87.

[52] *Berenson, P. J.*: Experiments on pool boiling heat transfer. Int. J. Heat Mass Transfer 5 (1962) 985/99.

[53] *Happel, O.*: Wärmeübergang bei der Verdampfung binärer Gemische im Gebiet des Blasen- und Übergangssiedens. Diss. Ruhr-Universität Bochum 1975.

[54] *de Dood, J.*: Nucleate pool boiling of pure liquids, liquid mixtures and polymer solutions at subatmospheric conditions. Diss. Univ. Amsterdam 1981.

[55] *Körner, M.*: Beitrag zum Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung binärer Gemische. Diss. TH Aachen 1967.

[56] *Gorodov, A. K., O. N. Kabankov, Yu. K. Martinov* u. *V. V. Yagov*: Effect of the material and of the thickness of the heating surface on the heat transfer rate in boiling of water and ethanol at subatmospheric pressures. Heat Transfer Sov. Res. 11, No. 3 (1979) 44/52.

[57] *Fritz, W.*, u. *W. Wanninger*: Blasenverdampfung im Sättigungszustand der Flüssigkeit an einfachen Heizflächen. VDI-Wärmeatlas, Abschn. Hb, 1. Aufl. 1963.

[58] *Jordan, D. P.*, u. *G. Leppert*: Nucleate boiling characteristics of organic reactor coolants. Nucl. Sci. Engng. 5 (1959) 349/59.

[59] *Golowin, V. S., B. A. Koltschugin* u. *D. A. Labunzow*: Untersuchung des Wärmeübergangs beim Sieden von Ethanol und Benzol an Heizflächen aus unterschiedlichem Material (russ.). Ing.-Fiz. Journ. 7 (1964) Nr. 6, 35/39.

[60] *Mesler, R. B.*, u. *J. T. Banchero*: Effect of superatmospheric pressures on nucleate boiling of organic liquids. AIChE J. 4 (1958) 102/13.

[61] *Bier, K., J. Schmadl* u. *D. Gorenflo*: Pool boiling heat transfer to mixtures of SF_6 and R 13B1 at elevated saturation pressures. Heat Transfer 1982, München, Vol. 4, 35/40; vgl. auch: vt 16 (1982) 708/10 u. Chem. Eng. Fund. 1 (1982) 79/102.

[62] *Abadzic, E.*: Wärmeübergang beim Sieden in der Nähe des kritischen Punktes. Diss. Techn. Universität München 1967.

[63] *Fedders, H.*: Messung des Wärmeübergangs beim Blasensieden von Wasser an metallischen Rohren. Kernforschungsanlage Jülich, Jül-740 RB 1971.

[64] *Lorenz, J. J., B. B. Mikic* u. *W. M. Rohsenow*: The effect of surface conditions on boiling characteristics. Heat Transfer 1974, Tokio, Vol. 4, 35/39.

[65] *Raben, I. A., R. T. Beauboeuf* u. *G. E. Commerford*: A study of heat transfer in nucleate pool boiling of water at low pressure. Chem. Engng. Progr. Symp. Ser. No. 57, Vol. 61 (1965) 249/57.

[66] *Borishanskij, V. M., G. I. Bobrovich* u. *F. P. Minchenko*: Heat transfer from a tube to water and to ethanol in nucleate pool boiling. Beitrag in: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, *S. S. Kutateladze* ed. Pergamon Press, Oxford 1969, 85/106.

[67] *Minchenko, F. P.*, u. *E. V. Firsova*: Heat transfer to water and water-lithium salt solutions in nucleate pool boiling. Beitrag in: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, *S. S. Kutateladze* ed. Pergamon Press, Oxford 1969, 137/51.

[68] *Borishanskij, V. M., A. P. Kozyrev* u. *L. S. Svetlova*: Heat transfer in the boiling of water in a wide range of saturation pressure. Teplofiz. Vysok. Temp. 2 No. 1 (1964) 119/21.

[69] *Golowin, V. S., B. A. Koltschugin* u. *D. A. Labunzow*: Experimentelle Untersuchungen des Wärmeübergangs und der kritischen Wärmestromdichte beim Sieden von Wasser bei freier Konvektion (russ.) Ing. Fiz. Journ. 6 Nr. 2 (1963) 3/7.

[70] *Akhmedov, F. D., V. A. Grigorev* u. *A. S. Dudkevich*: The boiling of nitrogen at pressures from atmospheric to critical. Teploenergetika 21, 1 (1974) 84/85.

[71] *Grigorev, V. A., Yu. M. Pavlov* u. *E. V. Ametistov*: Correlating experimental data on heat transfer with pool boiling of several cryogenic liquids. Teploenergetika 20, 9 (1973) 57/63.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

[72] *Ackermann, H., L. Bewilogua* u. *H. Vinzelberg*: Buble boiling from heated surfaces of different material in liquid nitrogen. Cryogenics 15 (1975) 677/78.

[73] *Ackermann, H., L. Bewilogua, A. Jahn, R. Knöner* u. *H. Vinzelberg*: Heat transfer in nitrogen-methane mixtures under pressure with film boiling. Cryogenics 16 (1976) 497/99.

[74] *Bewilogua, L., R. Knöner* u. *H. Vinzelberg*: Heat transfer in cryogenic liquids under pressure. Cryogenics 15 (1975) 121/25.

[75] *Deev, V. I., E. Keilin, I. A. Kovalev, A. K. Kondratenko* u. *V. I. Petrovichev*: Nucleate and film pool boiling heat transfer to saturated liquid helium. Cryogenics 17 (1977) 557/62.

[76] *Smith, R. V.*: Review of heat transfer to helium. I. Cryogenics 9 (1969) 11/19.

[77] *Jergel, M.*, u. *E. Stevenson*: Static heat transfer to liquid helium in open pools and narrow channels. Int. J. Heat Mass Transfer 14 (1971) 2099/107.

[78] *Tanes, M. Y.*: Zum Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit der Heizfläche auf dem Wärmeübergang beim Blasensieden. Diss. Universität Karlsruhe (TH) 1976.

[79] *Gorenflo, D., J. Goetz* u. *K. Bier*: Vorschlag für eine Standard-Apparatur zur Messung des Wärmeübergangs beim Blasensieden. Wärme- u. Stoffübertragung 16 (1982) 69/78.

[80] *Slipcevic, B.*: Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung von Kältemitteln an glatten und berippten Rohrbündeln. Ki, Klima- u. Kälteingenieur 3 (1975) 279/86.

[81] *Palen, J. W., J. Taborek* u. *S. Yilmaz*: Comments to the application of enhanced boiling surfaces in tube bundles. Int. Sem. "Advancements in Heat Exchangers", ICHMT Dubrovnik, Sept. 1981.

[82] *Zimmermann, F.*: Messung der Wärmeübergangskoeffizienten von verdampfenden Kältemitteln bei überfluteter Verdampfung. Ki, Klima-Kälte-Heizung 10 (1982) 11/17.

[83] *Stephan, K.*, u. *J. Mitrović*: Heat transfer in natural convective boiling of refrigerant-mixtures in bundles of T-shaped finned tubes. 20th Nat. Heat Transfer Conf. Milwaukee, 1981.

[84] *Burkhardt, J.*, u. *E. Hahne*: Influence of oil on the nucleate boiling of refrigerant 11. XVth Int. Congress of Refrigeration, Venedig 1979, Vol. 2, 537/44.

[85] *Müller, J.*, u. *E. Hahne*: Boiling heat transfer in finned tube bundles. Proceedings All Union Heat Transfer Conf., Minsk 1980.

[86] *Güttinger, M.*: Die Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Verdampfung. Heat Transfer 1970, Paris-Versailles, Vol. 1, Paper HE 2.4.

[87] *Gorenflo, D.*: Zum Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung an Rippenrohren. Diss. TH Karlsruhe 1966.

[88] *Danilowa, G. N.*, u. *V. A. Djundin*: Wärmeübergang bei der Verdampfung von R 12 und R 22 an Rippenrohrbündeln (russ.). Cholod. Techn. 48 (1971) 40/46.

[89] *Bonilla, C. F.*, u. *C. W. Perry*: Heat transmission to boiling binary liquid mixtures. Trans. AIChE 37 (1941) 685/705.

[90] *Afgan, N. H.*: Boiling heat transfer and burnout heat flux of ethyl-alcohol-benzene mixtures. Heat Transfer 1966, Chicago, Vol. 3, 175/85.

[91] *Tolubinskij, V. I., Yu. N. Ostrovskij, V. Ye. Pisarev, A. A. Kriveshko* u. *D. M. Konstanchuk*: Boiling heat transfer rate from a benzene/ethanol-mixture as a function of pressure. Heat Transfer Soviet Research 7 (1975) 118/21.

[92] *Stephan, K.*, u. *M. Körner*: Berechnung des Wärmeübergangs verdampfender binärer Flüssigkeitsgemische. Chem. Ing. Techn. 41 (1969) 409/16.

[93] *Stephan, K.*: Wärmeübertragung beim Verdampfen von Gemischen in natürlicher Strömung. Verfahrenstechnik 14 (1980) 470/74.

[94] *Preußer, P.*: Wärmeübergang beim Verdampfen binärer und ternärer Flüssigkeitsgemische. Diss. Ruhr-Universität Bochum 1978.

[95] *Stephan, K.*, u. *P. Preußer*: Heat transfer in natural convection boiling of polynary mixtures. Heat Transfer 1978, Toronto, Vol. 1 187/92.

[96] *Schmadl, J.*: Zum Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung binärer Stoffgemische unter hohem Druck. Diss. Universität Karlsruhe (TH), 1982.

[97] *Körner, M.*: Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung von Gemischen. VDI-Wärmeatlas 3. Auflage, Abschn. Hc 2. Düsseldorf: VDI-Verl. 1977.

[98] *Bell, K. J.*: Heat exchangers with phase change. Proc. Int. Sem. "Advancements in Heat Exchangers" ICHMT Dubrovnik, Sept. 1981.

[99] *Palen, J. W., A. Jarden* u. *J. Taborek*: Characteristics of boiling outside largescale horizontal multitube bundles. AIChE Symp. 68 (1972) 50/61.

[100] *Grant, I. D. R.*, u. *D. Chisholm*: Two-phase flow on the shell-side of a segmentally baffled shell-and-tube heat exchanger. J. Heat Transfer 101 (1979) 38/42.

[101] *Grant, I. D. R.*, u. *D. Chisholm*: Horizontal two-phase flow across tube banks. Int. J. Heat and Fluid Flow 2 (1980) 97/100.

[102] *Grant, I. D. R., C. D. Cotchin* u. *D. Chisholm*: Tube submergence and entrainment on the shell-side of heat exchangers. Proc. Int. Sem. "Advancements in Heat Exchangers" ICHMT Dubrovnik, Sept. 1981.

[103] *Kutateladze, S. S.*: Kritische Wärmestromdichte bei einer unterkühlten Flüssigkeitsströmung. Energetika 7 (1959) 229/239 und; Izvestia Akademia Nauk Otdelinie Tekhnicheski Nauk 4 (1951) 529.

[104] *Zuber, N.*: On the stability of boiling heat transfer. J. Heat Transfer 80 (1958) 711.

[105] *Zuber, N.*, u. *M. Tribus*: Further Remarks on the stability of boiling heat transfer. UCLA Rept. No. 58–5, Univ. of Calif., Los Angeles 1958.

[106] *Zuber, N., M. Tribus* u. *J. W. Westwater*: Hydrodynamic crisis in pool boiling of saturated and subcooled liquids. Int. Heat Transfer Conf. Boulder 1961, Pap. No. 27, 230/36.

[107] *Borishanskij, V. M.*: An equation generalizing experimental data on the cessation of bubble boiling in a large volume of liquid. J. Tekh. Fiz. 26 (1956) 452/56.

[108] *Noyes, R. C.*: An experimental study of sodium pool boiling heat transfer. J. Heat Transfer 85 (1963) 125/31.

[109] *Moissis, R.*, u. *P. J. Berenson*: On the hydrodynamic transition in nucleate boiling. J. Heat Transfer 85 (1963) 221/29.

[110] *Lienhard, J. H.*, u. *V. K. Dhir*: Hydrodynamic prediction of peak pool-boiling heat fluxes from finite bodies. J. Heat Transfer 95 (1973) 152/58.

[111] *Wright, R. D.*, u. *C. D. Colver*: Saturated pool boiling burnout of ethane-ethylene-mixtures. Chem. Engng. Prog. Symp. Ser. 65 (1969) 204/10.

[112] *Bier, K., H. R. Engelhorn* u. *D. Gorenflo*: Heat transfer at burnout and Leidenfrost points for pressures up to critical. Beitrag in: Heat transfer in boiling, *E. Hahne* u. *U. Grigull*, ed. Hemisphere Publ. Corp. Washington 1977, 85/98.

[113] *Hahne, E.*, u. *G. Feurstein*: Heat transfer in pool boiling in the thermodynamic critical region: Effect of pressure and geometry. Beitrag in: Heat transfer in boiling, *E. Hahne* u. *U. Grigull*, ed. Hemisph. Publ. Corp. Washington 1977, 159/206.

[114] *Labunzow, D. A., V. V. Jagov* u. *A. K. Gorodov*: Critical heat fluxes in boiling at low pressure region. Heat Transfer 1978, Toronto, Vol. 1, 221/25.

[115] *Diesselhorst, T., U. Grigull* u. *E. Hahne*: Hydrodynamic and surface effects of the peak heat flux in pool boiling. Beitrag in: Heat transfer in boiling, *E. Hahne* u. *U. Grigull*, ed. Hemisphere Publ. Corp. Washington 1977, 99/136.

[116] *Bromley, L. A.*: Heat transfer in stable film boiling. Chem. Engng. Progr. 46 (1950) 221/27.

[117] *Bromley, L. A., R. L. Norman* u. *J. A. Robbers*: Heat transfer in forced convection film boiling. Ind. Engng. Chem. 45 (1953) 2639/46.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

[118] *Roetzel, W.*: Berechnung der Leitung und Strahlung bei der Filmverdampfung an der ebenen Platte. Wärme- u. Stoffübertragung 12 (1979) 1/4.

[119] *Grigull, U.*, u. *E. Abadzic*: Heat transfer from a wire in the critical region. Proc. Instn. Mech. Engrs. 182, Part 3I (1968) 52/57.

[120] *Hesse, G., E. M. Sparrow* u. *R. J. Goldstein*: Influence of pressure on film boiling heat transfer. J. Heat Transfer 98 (1976) 166/72.

[121] *Pitschmann, P.*, u. *U. Grigull*: Filmverdampfung an waagerechten Zylindern. Wärme- u. Stoffübertragung 3 (1970) 75/84.

[122] *Marschall, E.*: Filmsieden eines Zweistoffgemischs. Wärme- u. Stoffübertragung 9 (1976) 167/72.

[123] *Happel, O.*, u. *K. Stephan*: Heat transfer from nucleate to the beginning of film boiling in binary mixtures. Heat Transfer 1974, Tokyo, Vol. 4, 340/44.

[124] *Tolubinskij, V. I., A. M. Kichigin* u. *S. G. Povsten*: The critical heat flux density in free-convection boiling of water. Heat Transfer, Soviet Research 11 (1979) 6/11.

[125] *Borishanskij, V. M.*: Correlation of the effect of pressure on the critical heat flux and heat transfer rates using the theory of thermodynamic similarity. Beitrag in: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, *S. S. Kutateladze* ed. Pergamon Press, Oxford 1969, 16/37.

[126] *Mostinskij, I. L.*: Anwendung des Korrespondenzprinzips zur Berechnung der Wärmeübertragung und der kritischen Wärmestromdichte für siedende Flüssigkeiten. Teploenergetika (Bd. 10, Heft 4) (1963) 66/71.

[127] *Gorenflo, D.*: Stand der Berechnungsmethoden zum Wärmeübergang bei der Verdampfung von Kältemitteln in freier Konvektion. DKV-Tagungsbericht 9 (1982) Essen, 213/40.

[128] *Schlünder, E. U.*: Über den Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung von Gemischen. vt „verfahrenstechnik" 16 (1982) 692/98.

[129] *Alpay, H. E.*, u. *D. Gorenflo*: Burnout heat transfer to SF_6/R 13 B1-mixtures at near-critical saturation pressures. XVIth Int. Congress of Refrigeration, Paris 1983. Vol. 2, 155/162.

[130] *Gorenflo, D., V. Knabe* u. *V. Bieling*: Bubble density on surfaces with nucleate boiling – its influence on heat transfer and burnout heat flux at elevated saturation pressures. Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco 1986, Vol. 4, S. 1995/2000.

[131] *Rüthlein, H.*: Aufbau und Erprobung einer Apparatur zur Messung des Wärmeübergangs von einem horizontalen Rohr an tiefsiedende Flüssigkeiten. Diss., Univ. Karlsruhe (TH) 1984.

[132] *Blöchl, R.*: Zum Einfluß der Oberflächenstruktur unterschiedlich bearbeiteter Heizflächen auf die Wärmeübertragung beim Blasensieden. Diss., Univ. Karlsruhe (TH) 1986.

[133] *Fath, W.*: Wärmeübergangsmessungen an Glatt- und Rippenrohren in einer Standardapparatur für Siedeversuche. Diss., Univ. (GH) Paderborn, 1987.

[134] *Siebert, M.*: Untersuchung zum Einfluß des Wandmaterials und des Rohrdurchmessers auf den Wärmeübergang von horizontalen Rohren an siedende Flüssigkeiten. Diss., Univ. Karlsruhe (TH), 1987.

[135] *Bieling, V.*: Zum Wärmeübergang beim Blasensieden des Kältemittelstoffsystems R 22/R 115 in einem großen Druckbereich. Diss., Univ. (GH) Paderborn, 1987.

[136] *Bland, M. E., C. A. Bailey* u. *G. Davey*: Boiling from metal surfaces immersed in liquid nitrogen und liquid hydrogen. Cryogenics 13 (1973) S. 651/657.

[137] *Slipcevic, B.*: Sieden von Halogen-Kältemitteln an einzelnen Rippenrohren. Maschinenmarkt 89 (1983) S. 2090/2093.

[138] *Fath, W.*, u. *D. Gorenflo*: Zum Einsatz von Rippenrohren in überfluteten Verdampfern bei hohen Siededrücken. DKV-Tagungsbericht 13 (1986), S. 315/332.

[139] *Gropp, U.*, u. *E. U. Schlünder*: The influence of liquid side mass transfer and selectivity during surface and nucleate boiling of liquid mixtures in a falling film. Chem. Eng. Process 20 (1986) S. 103/114.

[140] *Haselden, G. G.*, u. *J. I. Peters*: Heat transfer to boiling liquid oxygen and liquid nitrogen. Trans. Inst. Chem. Eng. (London) 27 (1949) S. 201/208.

[141] *Thome, L. R.*, u. *W. B. Bald*: Nucleate pool boiling in cryogenic binary mixtures. Proc. 7th Int. Cryogenic Engineering Conference (1978) S. 523/530.

[142] *Levterov, A. I., M. Semena, V. K. Zaripov* u. *A. N. Gershuni*: Boiling of nitrogen on a porous surface. Thermal Engineering 30 (3), (1983) S. 174/177.

[143] *Lyon, D. N.*: Peak nucleate boiling heat fluxes and nucleate boiling heat transfer coefficients for liquid N_2, liquid O_2 and their mixtures in pool boiling at atmospheric pressure. Heat Mass Transfer, 7 (1964), S. 1097/1116.

[144] *Belyakov, V. P.*, u. *V. K. Orlov*: Heat transfer at boiling of nitrogen under subatmospheric pressure and its intensification. Heat and Mass Transfer in Refrigeration and Cryogenics. ed. J. Bougard and N. Afgan. Hemisphere Publ. Corp., Washington 1987. S. 547/552.

[145] *Blanchero, J. T., G. E. Barker* u. *R. H. Boll*: Heat transfer characteristics of boiling oxygen, fluorine and hydrazine. Eng. Res. Inst. Univ. of Michigan 1951. Aus: Vance, R. W.: Cryogenic Technology, John Wiley & Sons, Inc., New York – London, 1963.

[146] *Verkin, B. I., Yu. A. Kirichenko* u. *A. I. Charkin*: Cryogenic liquid boiling in inhomogeneous magnetic field. Proc. 6th Int. Cryogenic Engineering Conference (1976), S. 292/294.

[147] *Astruc, J. M., P. Perroud, A. Lacaze* u. *L. Weil*: Pool Boiling heat transfer in liquid neon. Advances in Cryogenic Engineering Vol. 12, Plenum Press, New York (1967), S. 387/394.

[148] Hodge, Brickwede from *Richards, R. J., W. G. Steward* u. *R. B. Jacobs*: A survey of the literature on heat transfer from solid surfaces to cryogenic fluids. NBS TN 122, Boulder Laboratories, Oct. 1961. Aus: Vance, R. W.: Cryogenic Technology, John Wiley & Sons, Inc., New York – London, 1963.

[149] *Mulford, R. N., J. P. Nigon, J. G. Dash* u. *W. E. Keller*: Heat exchange between a copper surface and liquid hydrogen and nitrogen. Ext. from secret Doc. LAMS-1443. Aus.: Vance, R. W.: Cryogenic Technology, John Wiley & Sons, Inc., New York – London, 1963.

[150] *Claas, C. R., J. R. DeHaan, M. Piccone* u. *R. B. Cost*: Boiling heat transfer to liquid hydrogen from flat surfaces. Advanc. Cryog. Engng. 5 (1960), S. 254/261.

[151] *Weil, L.*. u. *A. Lacaze*: Heat exchanges in liquid hydrogen boiling under pressure. Proc. 9th Int. Congr. of Refrigeration, Paris (1955), Vol. I, Paper 1.13, S. 1024/1027.

[152] *Verkin, B. I., Yu. A. Kirichenko, S. M. Kozlov* u. *N. M. Levchenko*: Heat transfer in helium I. Proc. 6th Int. Cryogenic Engng. Conference (1976), S. 289/291.

[153] *Holdredge, R. M.* u. *P. W. McFadden*: Heat transfer from horizontal cylinders to a saturated helium I bath. Proc. 16th Cryog. Engng. Conference (1970), S. 352/358.

[154] *Grigorev, V. A., V. V. Klimenko, Yu. M. Pavlov, Ye. V. Ametistov* u. *A. V. Klimenko*: Characteristic curve of helium pool boiling. Cryogenics, 17 (1977), S. 155/156.

[155] *Shugaev, V. A., Yu. M. Pavlov* u. *S. A. Potekhin*: Certain principles of heat transfer with nucleate boiling of helium. Thermal Engineering, Vol. 30 (8), (1983), S. 487/490.

[156] *Jergel, M.*, u. *R. Stevenson*: Contribution to the static heat transfer to boiling liquid helium. Cryogenics, 14 (1974), S. 431/433.

[157] *Karagounis, A.*: Heat transfer coefficient for liquid helium. Bull. Inst. Intern. Froid., Annexe 2, 1956, S. 195/199.

[158] *Lyon, D. N.*: Boiling heat transfer and peak nucleate boiling fluxes in saturated liquid helium between the lambda and critical temperatures. Advanc. Cryog. Engng. Vol. 10 b (1965), S. 371/379.

[159] *Stephan, K.*: Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden. Reihe: Wärme- u. Stoffübertragung. Hrsg. *U. Grigull*. Springer-Verl. Berlin: 1988.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991

[160] *Auracher, H.*: Transition boiling. Heat Transfer 1990. Proc. 9th Int. Heat Transf. Conf. Jerusalem. Hrsg.: *G. Hetsroni*, Vol. 1., New York: Hem. Publ. Corp. 1990; S. 69/90.

[161] *Dhir, V. K.*: Nucleate and transition boiling heat transfer under pool and external flow conditions. Heat Transfer 1990. Proc. 9th Int. Heat Transf. Conf., Jerusalem. Hrsg.: *G. Hetsroni*, Vol. 1. New York: Hem. Publ. Corp. 1990, S. 129/56.

[162] *Gorenflo, D., H. Schömann, P. Sokol* u. *S. . Caplanis*: Zum Einfluß der Oberflächenrauhigkeit und des Rohrdurchmessers beim Blasensieden an einzelnen Glatt- und Rippenrohren. Wärme- u. Stoffübertr. 25 (1990) S. 265/272.

[163] *Bier, K.*, u. *H. Rüthlein*: Apparatus for precise measurements of pool boiling heat transfer in the temperature range of liquid nitrogen. Int. J. Refrig. 11 (1988), S. 321/28.

[164] *Gorenflo, D.*, u. *P. Sokol*: Prediction method of pool boiling heat transfer with cryogenic liquids. Int. J. Refrig. 11 (1988), S. 315/20.

[165] *Bier, K.*, u. *M. Lambert*: Heat transfer in nucleate boiling of different low boiling substances. Int. J. Refrig. 13 (1990), S. 293/300; vgl. auch: *Bier, K.*, u. *M. Lambert*: Comparison of pool boiling heat transfer coefficients of different pure liquids. Eurotherm Seminar No. 8, Paderborn 1989, S. 45/56.

[166] *Gorenflo, D., P. Sokol* u. *S. Caplanis*: Pool boiling heat transfer from single plain tubes to various hydrocarbons. Int. J. Refrig. 13 (1990), S. 286/92.

[167] *Sokol, P., P. Blein, D. Gorenflo, W. Rott* u. *H. Schömann*: Pool boiling heat transfer from plain and finned tubes to propane and propylene. Heat Transfer 1990. Proc. 9th Int. Heat Transf. Conf. Jerusalem. Hrsg. *G. Hetsroni*, Vol. 2, New York: Hem. Publ. Corp. 1990; S. 75/80.

[168] *Schömann, H.*: Beitrag zum Einfluß der Heizflächenrauhigkeit auf den Wärmeübergang beim Blasensieden von reinen Stoffen und binären Gemischen. Diss. Univ. (GH) Paderborn 1991.

[169] *Shi, K.*: Wärmeübergang beim Sieden am waagerechten Draht. Diss. Univ. Stuttgart 1989.

[170] *Schlünder, E. M.*: Heat Transfer in nucleate boiling of mixtures. Heat Transfer 1986. Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf., San Francisco. Vol. 4. New York: Hem. Publ. Corp. 1986; S. 2073/79.

[171] *Bayer, A.*: Untersuchungen zum Blasensieden von binären Stoffgemischen in einem großen Druckbereich. Diss. Univ. Karlsruhe (TH) 1988.

[172] *Gorenflo, D., P. Blein, G. Herres, W. Rott, H. Schömann* u. *P. Sokol*: Heat transfer at pool boiling of mixtures with R 22 and R 114. Int. J. Refrig. 11 (1988), S. 257/63.

[173] *Rott, W.*: Zum Wärmeübergang und Phasengleichgewicht siedender R 22/R 114-Kältemittel-Gemische in einem großen Druckbereich. Diss. Univ. (GH) Paderborn 1990.

[174] *Gorenflo, D.*, u. *V. Bieling*: Heat transfer at pool boiling of mixtures. In: Heat and Mass Transfer in Refrigeration and Cryogenics. New York: Hem. Publ. Corp. 1987; S. 243/57.

[175] *Bier, K.*, u. *A. Bayer*: Pool boiling Heat Transfer to binary mixtures in a wide range of saturation pressures. Eurotherm Seminar No. 8, Paderborn 1989, S. 150/62.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1991