

Gliederung

1. Einführung	Ha 1	4. Maximale Wärmestromdichte beim Blasen-	
2. Konvektives Sieden	Ha 3	sieden	Ha 18
3. Blasenieden	Ha 4	5. Filmsieden	Ha 20
3.1. Blasenieden von reinen Stoffen	Ha 4	6. Schrifttum	Ha 20
3.2. Blasenieden von Zwei- und Mehrstoff-			
gemischen	Ha 14		

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.

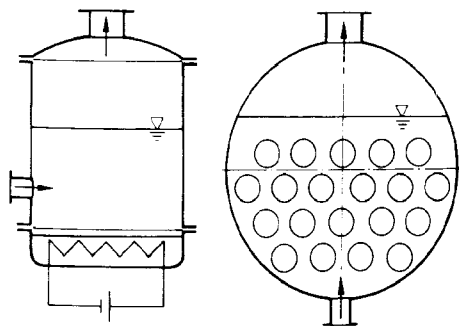


Bild 1. Verdampferkessel mit ebenen Wänden bzw. mit Rohr- oder Stabbündeln als Heizflächen, schematisch.

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 2a und 2b 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

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

berechnet sind.

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 bestimm-

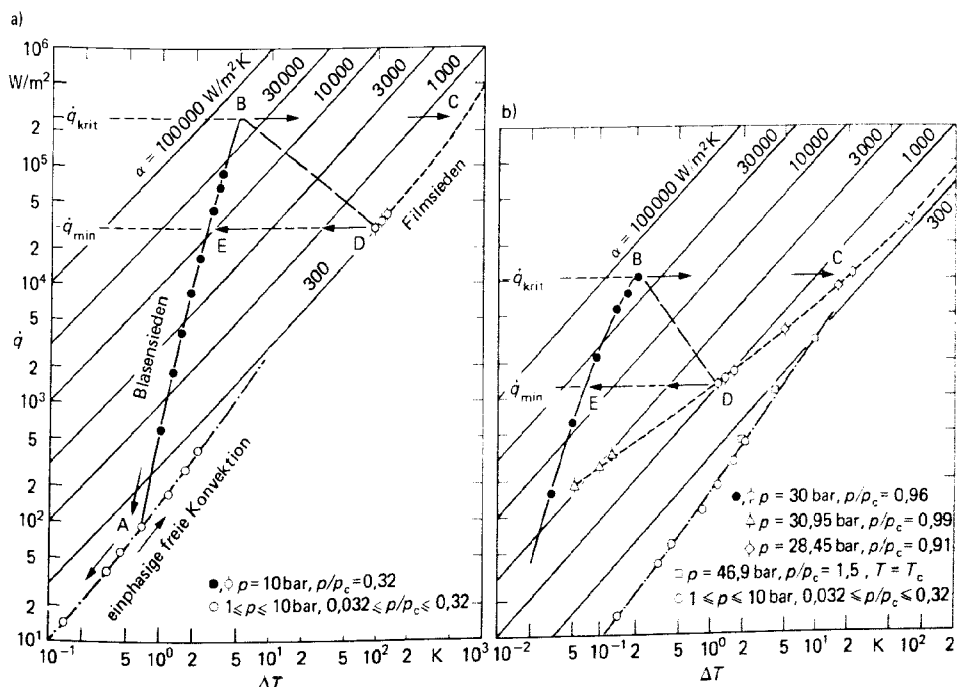


Bild 2a, b. Wärmestromdichte \dot{q} in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz ΔT für Blasenieden, Filmsieden und einphasige freie Konvektion (siedende Flüssigkeit: Kältemittel R115 (C_2F_5Cl); Heizfläche: horizontales Kupferrohr).

Nach [2]

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

ten, 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 als für freie Konvektion ohne Blasenbildung (durchgezogene Linien in Bild 2a und 2b).

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 Δp aufgebracht werden muß, für den näherungsweise

$$\Delta p \sim \frac{\sigma}{r} \quad (2)$$

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 $(dp/dT)_s$ 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 (Punkte B in Bild 2). In diesem Zustand sehr intensiver Blasenverdampfung beginnt sich stellenweise ein zusammenhängender Dampfteil 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 Fluidtemperatur 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 Dampfteil 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 Filmsiedens (auch Leidenfrost-Punkt genannt) in Punkt D erstreckt. In diesem Betriebspunkt hat sich die Heizfläche völlig mit einem Dampfteil 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 Dampfteil und durch den allmählich stärker werdenden Einfluß der Wärmeübertragung durch Strahlung.

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 Dampfteil 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 Siededrucken 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].

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 vom Siededruck (und damit auch von der Siedetemperatur) beeinflusst wird.

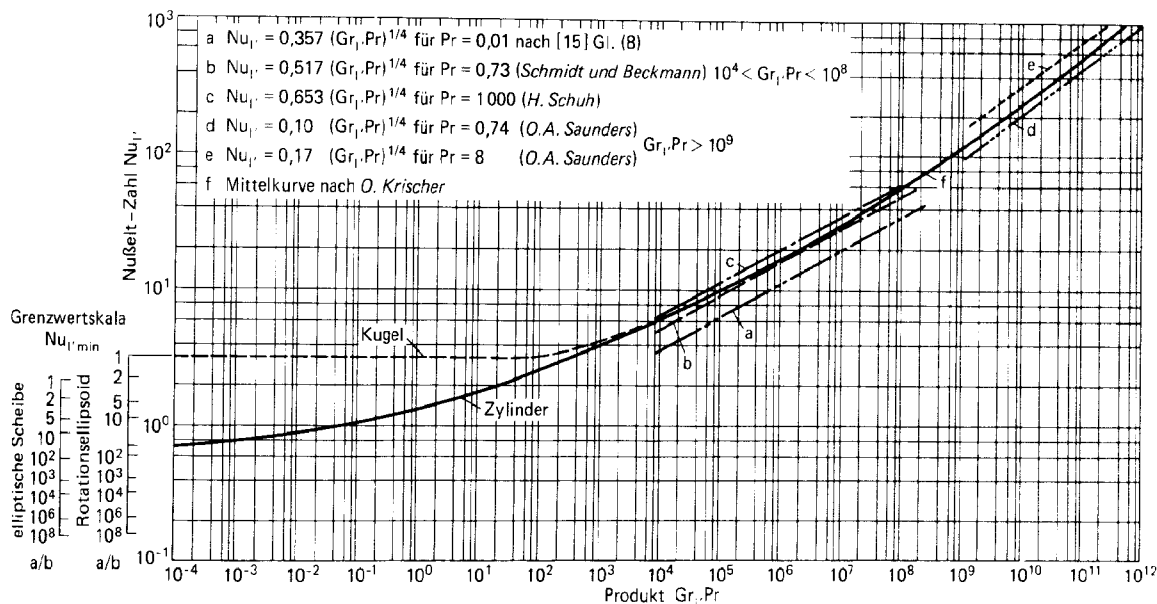


Bild 3. Experimentelle und theoretische Ergebnisse zum Wärmeübergang durch freie Konvektion um verschieden geformte Körper mit unterschiedlichen Werten der Prandtl-Zahl.
Nach [15]

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

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

und für die turbulente Grenzschicht an der Heizfläche

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

jeweils bei mittleren 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 $10^7 < Gr Pr < 10^8$ liegen. Dies deckt sich auch mit dem Verlauf der bekannten Mittelkurve nach Krischer [14] in Bild 3, die bei $Gr Pr = 10^6$ die für den laminaren Fall geltende Steigung $1/4$ und bei $Gr Pr = 10^9$ die zur turbulenten Strömung gehörende Steigung $1/3$ besitzt¹⁾.

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 4a und 4b 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 Siededrucke zwischen 0,3 % und 30 % des jeweiligen kritischen Druckes. An Hand der Daten des Kältemittels R113 ($C_2F_3Cl_3$) 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 Wärmeübergang im Bereich der freien Konvektion ohne Blasen in erster Linie 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 $\pm 20\%$ 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.

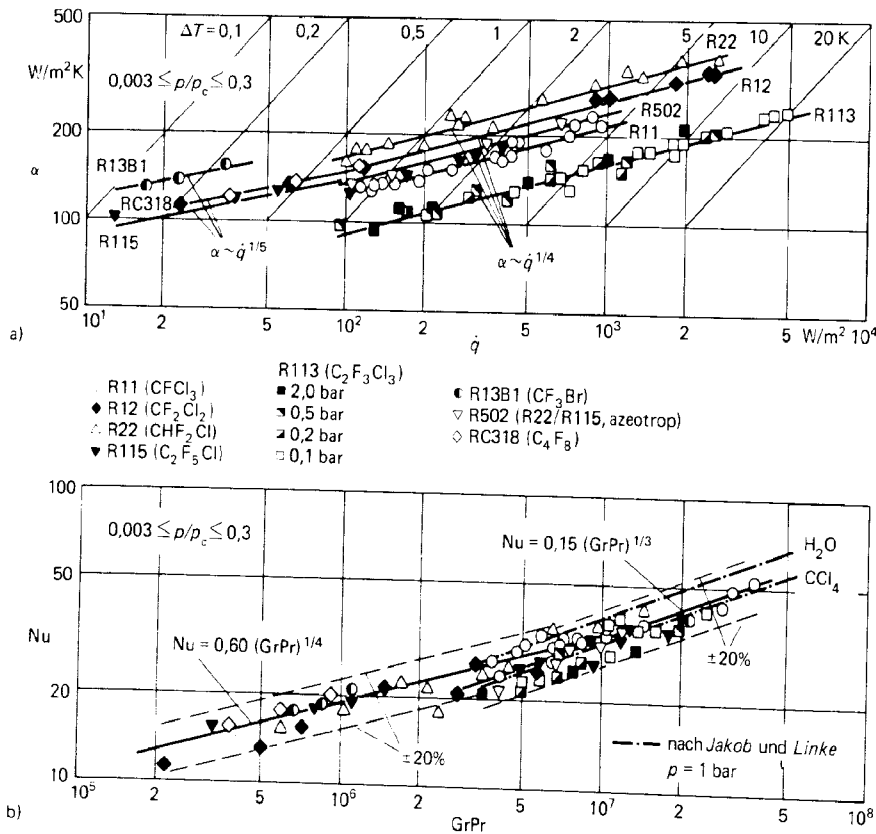


Bild 4. Wärmeübergang an horizontalen Glatt- und Rippenrohren bei freier Konvektion ohne Blasen für verschiedene Halogen-Kältemittel bei Siededrucke zwischen 0,3 % und 30 % des kritischen Druckes [2].

a) Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte. Parameterlinien: konstante Übertemperatur der Rohroberfläche. b) Nußelt-Zahl in Abhängigkeit vom Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl; Fehlergrenze von ± 20 % gestrichelt eingetragen. Strichpunktigte Geraden für H₂O und CCl₄ nach Jakob und Linke [16].

net, 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 vorzuberechnen [17 bis 19].

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:

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

In diesem Ansatz gibt die rechte Seite für eine bestimmte siedende Flüssigkeit den relativen Einfluß der Heizflächen-

eigenschaften (erfaßt durch C_w), des Siededruckes und der Wärmestromdichte, ausgehend von einem frei wählbaren Normierungszustand wieder. Die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit sind im Normierungswert α_0 enthalten, d. h. α_0 muß für jede Flüssigkeit aus Messungen oder aus einer von Gl. (5) unabhängigen Berechnungsmethode bekannt sein.

Für das im folgenden näher erläuterte Rechenverfahren wird auf eine Heizfläche mit der Rauheitskenngröße $R_{p0} = 1 \mu\text{m}$, auf eine mittlere Wärmestromdichte von

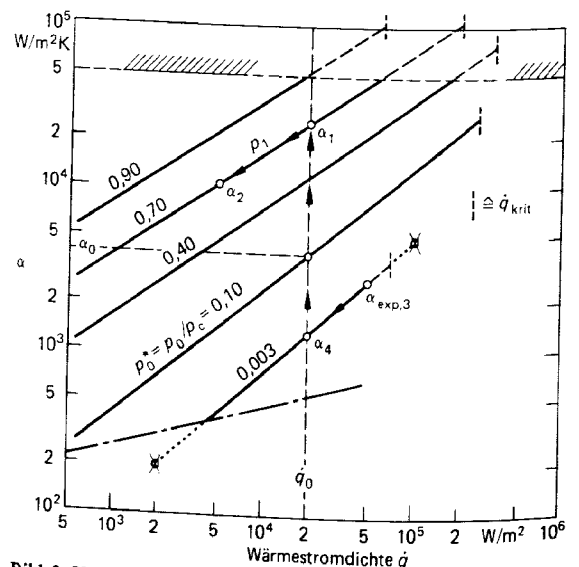


Bild 5. Umrechnung von Meßwerten oder Rechenwerten für α auf andere Drücke und Wärmestromdichten am Beispiel des Kältemittels R12 (CF₂Cl₂). Strichpunktigte Linie: freie Konvektion ohne Blasen; senkrecht gestrichelte Linien: maximale Wärmestromdichte \dot{q}_{krit} beim Blasensieden.

$\dot{q}_0 = 20000 \text{ W/m}^2$ 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. In Bild 5 ist der Normierungszustand und der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient α_0 am Beispiel des Kältemittels R12 (CF_2Cl_2) verdeutlicht.

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 Rauigkeitsstruktur der Heizfläche beeinflusst, vgl. [21 bis 24; 130; 132]. Für technisch raue 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.

$$n = n(p^*) \quad (6)$$

Dies geht aus Bild 6 bis 11, jeweils oben, hervor. Die Diagramme enthalten für eine große Anzahl organischer Flüssigkeiten, für Wasser und für tiefsiedende Stoffe experimentell ermittelte Daten, die überwiegend an horizontalen Röhren als Heizflächen gewonnen wurden²⁾. (Zur Frage der Übertragbarkeit von Messungen an dünnen Drähten geben die Erläuterungen zu Bild 12 Auskunft.)

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

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

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.

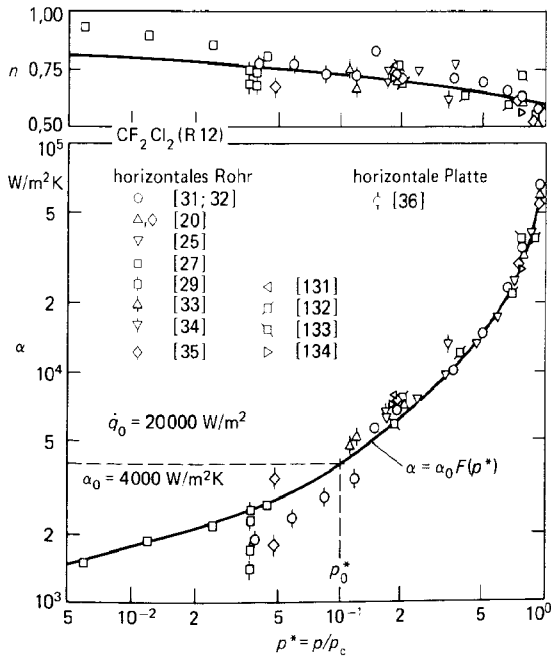


Bild 6. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für das Kältemittel R12 (CF_2Cl_2). Beispiel für die Ermittlung der Werte $\alpha_{0,\text{exp}}$ in Tabelle 1 aus Meßwerten.

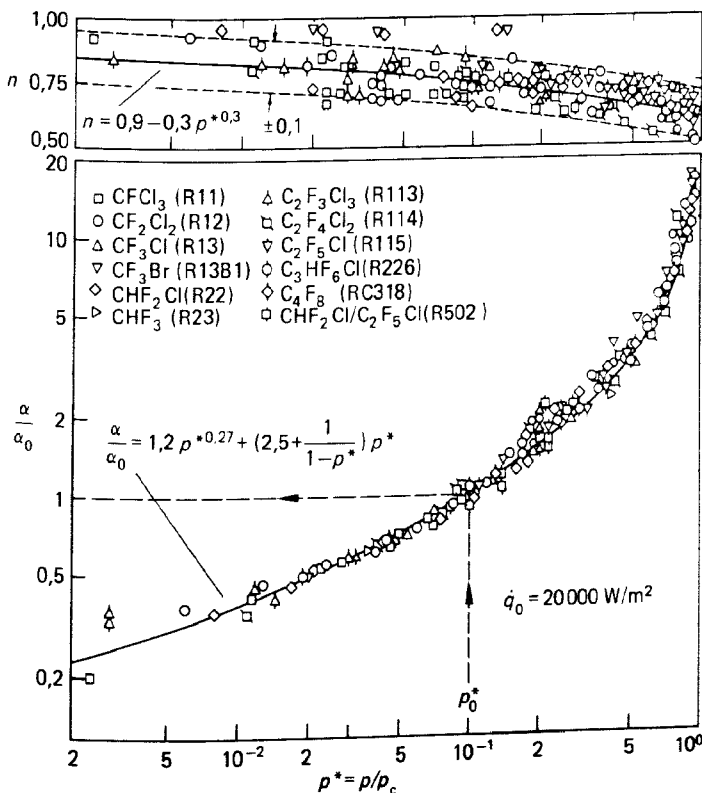


Bild 7. Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden von Halogenkohlenwasserstoffen und Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte nach [3; 20; 25; 27; 31 bis 41; 131 bis 135]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7a), die Kurve unten Gl. (8a).

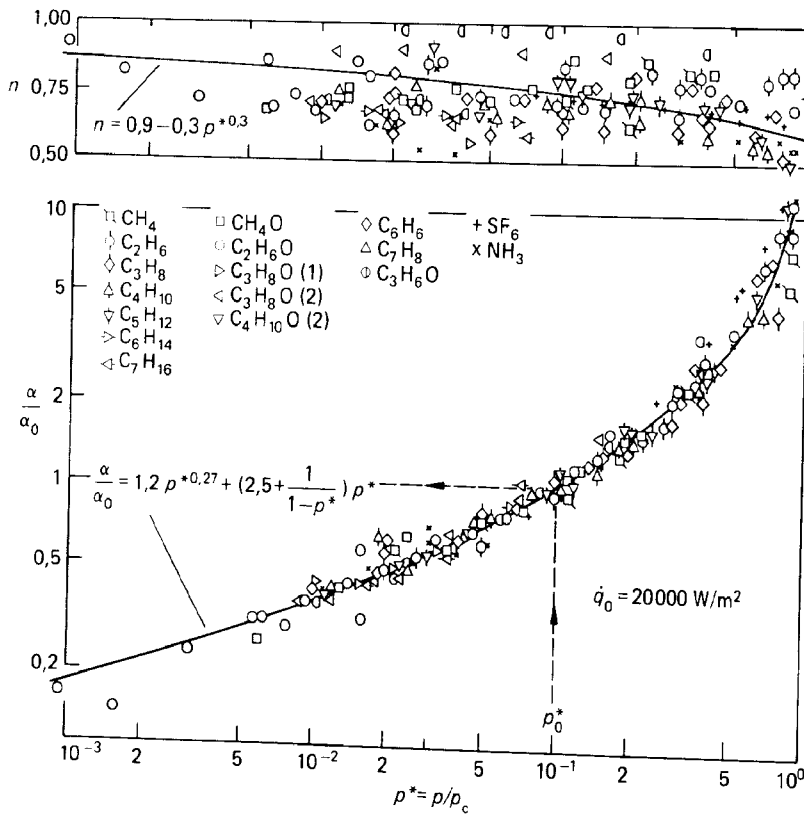


Bild 8. Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden von organischen Flüssigkeiten, Ammoniak und Schwefelhexafluorid sowie Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte nach [27; 28; 42 bis 61; 134]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7a), die Kurve unten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

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 ausführlichsten untersucht ist. Durch neue Messungen an Stickstoff und Kohlenwasserstoffen wird Gl. (7a) ebenfalls bestätigt [131; 134]. 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

$$n = 0.9 - 0.3 p^{*0.15} \quad (7b)$$

mit $n = 0.69$ bei $p^* = p_0^* = 0.1$ und $n = 0.61$ bei $p^* = 0.8$.

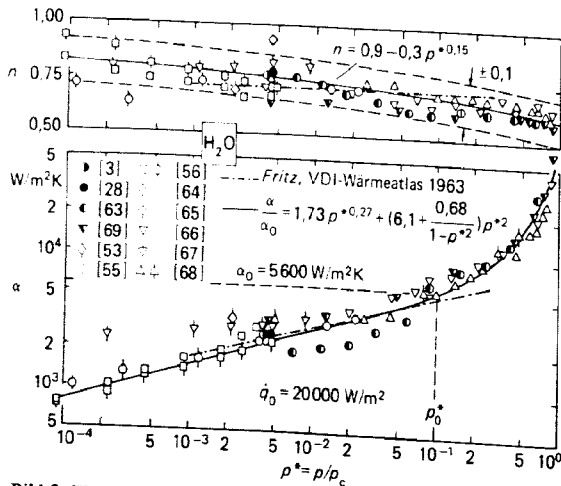


Bild 9. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für Wasser nach [3; 28; 53; 55 bis 57; 63 bis 69]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7b), die Kurve unten Gl. (8b).

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

Berechnet man α -Werte, die größer als etwa $50000 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ 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.

Für die Umrechnung eines bekannten Wertes von α 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 $\dot{q}_0 = 20000 \text{ W/m}^2$ ergibt sich als Weiterentwicklung von Korrelationen in [25 bis 27] aus Bild 6, 7, 8, 10 und 11

$$F(p^*) = 1,2 p^{*0.27} + \left(2,5 + \frac{1}{1-p^*} \right) p^* \quad (8a)$$

und für Wasser, etwas abweichend von Bild 9,

$$F(p^*) = 1,73 p^{*0.27} + \left(6,1 + \frac{0,68}{1-p^{*2}} \right) p^{*2} \quad (8b).$$

Dabei ist das erste Glied der Summe jeweils für den Verlauf bei tiefen normierten Siededrücker bestimmend, während der starke Anstieg von α bei Annäherung an den kritischen Druck im wesentlichen durch das letzte Glied

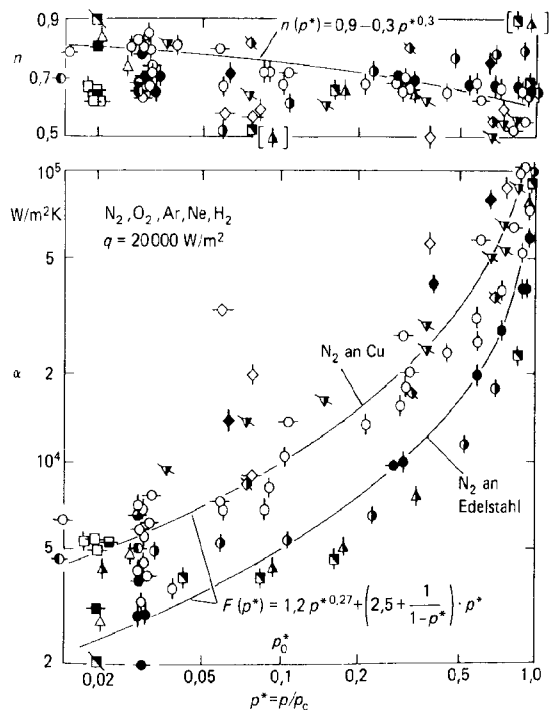


Bild 10. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für Tiefsiedende Flüssigkeiten nach [44; 47; 48; 50; 70 bis 74; 131; 136; 140 bis 151]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (7a), die Kurve unten Gl. (8a).

N ₂	O ₂	Ar	Ne	H ₂	horizontales Rohr	—
Cu	○	□	△	◇	horizontale Platte	
St	●	■	◆		Draht	∖
Pt	◐	◑	◒	◓		
Al	◔					
Au	◕	◖				

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 Siededrucke $p^* > 0,9$ 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 Siededrucken von derjenigen bei höheren Drücken drastisch unterscheidet (statistisch verteiltes Entstehen sehr großer Blasen, oft mit Abreißdurchmessern größer als 10 mm).

Einfluß der Heizwandeigenschaften

Der quantitative Einfluß des Materials der Heizfläche und ihrer Oberflächenstruktur auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden in einem großen Druckbereich ist noch weitgehend ungeklärt; somit läßt sich für die Größe C_W in Gl. (5) noch keine verallgemeinerte Berech-

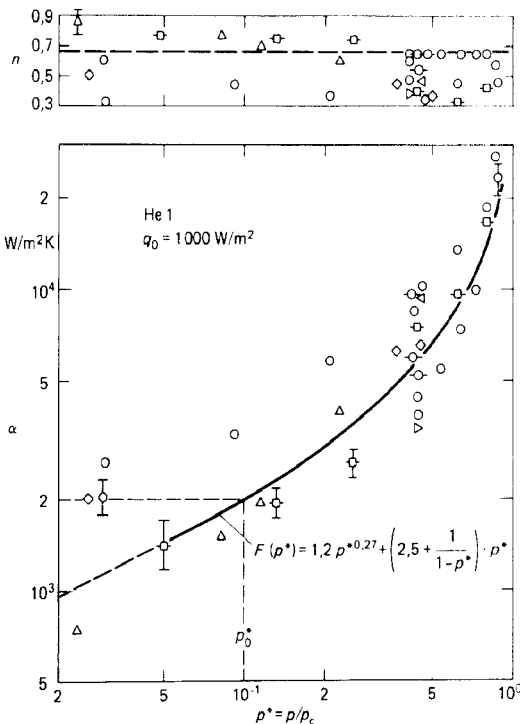


Bild 11. Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für Helium nach [47; 74 bis 77; 152 bis 158]. Die Ausgleichskurve im unteren Diagramm entspricht Gl. (8a).

Rohr	Platte
Cu	○
Pt	◐
St	◑
Al	◒
	< (Al9,6)
	> (Al9,5)

nungsvorschrift angeben. Lediglich für Siededrucke 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 gefundenen Beziehung

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

umgerechnet werden [3]. Demnach gilt gegenwärtig

$$C_W = \left(\frac{R_p}{R_{p0}} \right)^{0,133} \tag{9b}$$

Als Normierungswert für die Glättungstiefe R_p nach DIN 4762 ist dabei $R_{p0} = 1 \mu\text{m}$ einzusetzen.

Bezugswert α_0

Der Einfluß der Flüssigkeitseigenschaften wird im folgenden nicht durch die Größe C'_F beschrieben, sondern durch den Bezugswert α_0 pauschal erfaßt. Damit läßt sich Gl. (6) unter Berücksichtigung der vorgenannten Einflüsse umformen in

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left[\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} \right]^{n(p^*)} \cdot F(p^*) \left[\frac{R_p}{R_{p0}} \right]^{0,133} \tag{10}$$

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

Tabelle 1. Wärmeübergangskoeffizienten α_0 für verschiedene Stoffe bei $p_0^* = (p/p_c)_0 = 0,1$, $\dot{q}_0 = 20000 \text{ W/m}^2$ und $R_{p0} = 1 \mu\text{m}$ (Heizfläche zu $\alpha_{0,\text{exp}}$: überwiegend: horizontale Einzelrohre).

Stoff	Formel	p_c bar	$\alpha_{0,\text{ber}}$ nach Gl. (8), (11) $\text{W/m}^2\text{K}$	$\alpha_{0,\text{exp.}}$ $\text{W/m}^2\text{K}$
Methan	CH ₄	46,0	8060	4700
Ethan	C ₂ H ₆	48,8	5210	3900
Propan	C ₃ H ₈	42,4	4000	3700
Butan	C ₄ H ₁₀	38,0	3300	3200
n-Pentan	C ₅ H ₁₂	33,7	3070	2450
i-Pentan	C ₅ H ₁₂	33,3	2940	2250
Hexan	C ₆ H ₁₄	29,7	2840	3300 ^{a)}
Heptan	C ₇ H ₁₆	27,3	2420	3200 ^{a)}
Cyclohexan	C ₆ H ₁₂	40,8	2420	—
Benzol	C ₆ H ₆	48,9	2730	2000 bis 3500 ^{b)}
Toluol	C ₇ H ₈	41,1	2910	2200 bis 3100 ^{b)}
Diphenyl	C ₁₂ H ₁₀	38,5	2030	2100 ^{a)}
Methanol	CH ₄ O	81,0	2770	3000 bis 6500 ^{b)}
Ethanol	C ₂ H ₆ O	63,8	3690	4400
n-Propanol	C ₃ H ₈ O	51,7	3170	3800 ^{a)}
i-Propanol	C ₃ H ₈ O	47,6	2920	2400
n-Butanol	C ₄ H ₁₀ O	49,6	2750	2600 ^{a)}
i-Butanol	C ₄ H ₁₀ O	43,0	2940	4500 ^{a)}
Aceton	C ₃ H ₆ O	47,0	3270	3200 bis 4700 ^{b)}
	R11	44,0	2690	2800
	R12	41,6	3290	4000
	R13	38,6	3910	3900
	R13B1	39,8	3380	3500
	R22	49,9	3930	3900
	R23	48,7	4870	4400 ^{a)}
	R113	34,1	2180	2650
	R114	32,6	2460	3500
	R115	31,3	2890	4200
	R226	30,6	—	3700
	RC318	28,0	2710	4200
Methylchlorid	R502	40,8	2900	3300
Tetrachlormethan	CH ₃ Cl	66,8	4790	4400
Tetrafluormethan	CCl ₄	45,6	2320	1900 bis 4800 ^{b)}
	CF ₄	37,4	4400 ^{c)}	4750 ^{a)}
Wasser	H ₂ O	220,64	6400	5600
Ammoniak	NH ₃	113,0	8090	7000
Kohlendioxid	CO ₂	73,8	4170 ^{d)}	4000 ^{e)}
Schwefelhexafluorid	SF ₆	37,6	2700 ^{d)}	3700
Sauerstoff	O ₂	50,5	6930	9500 ^{a)} an Cu 7200 ^{a)} an Pt
Stickstoff	N ₂	34,0	7360	10000 an Cu 7000 an Pt 5000 an VA
Argon	Ar	49,0	6500	6700 ^{a)} an Pt
Neon	Ne	26,5	15000	20000 ^{a)} an Cu
Wasserstoff	H ₂	13,0	19500 ^{c)}	24000 ^{a)} an Cu
Helium	He	2,28	1990 ^{f,g)}	2000 ^{g)}

a) nur wenige experimentelle Daten verfügbar.

b) experimentelle Streuung für Mittelwertbildung zu uneinheitlich.

c) je nach Wahl der Stoffwertquelle für Gl. (11) streut $\alpha_{0,\text{ber}}$ um 10 % und mehr.d) Gl. (11) am Tripelpunktdruck ausgewertet, da $p^* = 0,03$ unter dem Tripelpunktdruck

e) aus Messungen an dünnen Drähten [41] auf Rohre extrapoliert.

f) Gl. (11) bei $p^* = 0,3$ ausgewertet (dabei $p_{\text{He}} = 0,68 \text{ bar}$).g) Werte gelten für $\dot{q}_0 = 1000 \text{ W/m}^2$, da bei Helium für 20000 W/m^2 bereits kein Blasensieden mehr vorliegt.

für eine Reihe technisch wichtiger Flüssigkeiten experimentell gefundene Mittelwerte für α_0 bei $p^*_\delta = 0,1$ und $\dot{q}_0 = 20000 \text{ W/m}^2$. In dieser Zusammenstellung liegt der angegebene Wert für einige Stoffe – aus Gründen einer sicheren Abschätzung – eher etwas unter dem 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. Da Angaben über die Heizflächenrauigkeit meist nicht zu finden waren, wurden sämtliche Werte der mittleren Rauhtiefe $R_{p0} = 1 \mu\text{m}$ zugeordnet³⁾.

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 Preußner [28] entwickelte Beziehung vorgeschlagen:

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

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 $\text{Nu} = \alpha d_0 / \lambda'$ wird mit dem Blasenabreißdurchmesser d_0 als charakteristischer geometrischer Größe gebildet; hierbei ist d_0 aus

$$d_0 = 0,0146 \beta \left(\frac{2 \sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{0,5} \quad (12)$$

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 $p^*_\delta = 0,1$ nicht mit dieser Gleichung direkt berechnet, sondern zur Umrechnung von $p^* = 0,03$ auf $p^*_\delta = 0,1$ wird Gl. (8) benutzt. α_0 ($p^*_\delta = 0,1$) wird also in zwei Schritten ermittelt:

- Berechnung von α bei $p^* = 0,03$ nach Gl. (11).
- Umrechnung von $p^* = 0,03$ auf $p^*_\delta = 0,1$ nach Gl. (8).

3) Diese Zuordnung entspricht einer Abschätzung auf der sicheren Seite, da die mittlere Rauhtiefe von Heizflächen in Versuchsanlagen in der Regel geringer ist: $R_p = 0,2 \mu\text{m}$ bis $R_p = 1,0 \mu\text{m}$ für gezogene, gedrehte, fein geschmirgelte oder ähnlich bearbeitete Flächen im Neuzustand.

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 (Ausnahmen: Methan, Helium; in geringerem Maß auch Ethan, Wasser, Ammoniak). 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); allerdings existieren praktisch für alle technisch wichtigen Stoffe aus dieser Gruppe bereits Meßwerte aus Versuchen am horizontalen Einzelrohr.

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 besonders für Messungen mit dünnen Drähten als Heizelemente oder für das Sieden von der Stirnseite mäßig dicker, zylindrischer Stäbe sowie für alle Versuchsanordnungen, bei denen der Verdampfer nicht sorgfältig thermostatisiert war.

Bild 12 zeigt einen Vergleich von Ergebnissen für horizontale Rohre ($d \geq 8 \text{ mm}$), ebene Platten ($D \geq 80 \text{ mm}$) und dünne Drähte ($0,05 \leq d \leq 0,3 \text{ mm}$). Demnach erhält man für horizontale Rohre und Platten sowohl hinsicht-

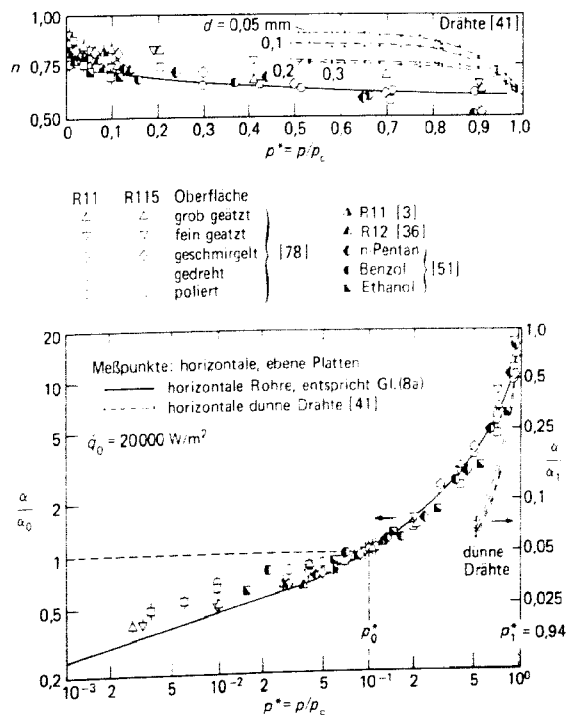


Bild 12. Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden sowie Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte für verschiedene organische Flüssigkeiten an horizontalen Rohren, Platten und Drähten.

linke Ordinate: Rohre und Platten
rechte Ordinate: Drähte

lich 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. Erst bei Siededrucken von über 90 % des kritischen Druckes verschwinden diese Unterschiede, vermutlich deshalb, weil dann auch an dünnen Drähten für das Verhältnis Heizelementdurchmesser/Blasenabreißdurchmesser Werte erreicht werden, die für Rohre in einem weiten Druckbereich eingehalten sind.

Einflüsse der Gesamtanlage

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

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

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 dieser 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 gegeben⁴⁾.

4) 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.

Geometrieinfluß

Horizontale Einzelrohre und horizontale ebene Wände zeigen keine markanten geometriebedingten Unterschiede in bezug auf α , wie Bild 12 zeigt⁵⁾. 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 Aufstiegs- geschwindigkeit 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 13 dargestellt. Dabei ist der auf die äußere Rohroberfläche bezogene Wärmeübergangskoeffizient praktisch im gesamten interessierenden Belastungsbereich am Rippenrohr höher als am Glattrohr⁶⁾. Die Verbesserung von α ist auf die bei der Rohrerstellung entstehende starke Rauigkeit an den Rippen Spitzen 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 bei Rippenrohren liefert die Beziehung

$$n_r(p^*) = n(p^*) - 0,1 h/t_\varrho \quad (14);$$

$n(p^*)$ wird nach Gl. (7) bestimmt. n_r bzw. n bedeutet den Exponenten der Wärmestromdichte beim Rippenrohr bzw. beim Glattrohr, h die Rippenhöhe und t_ϱ 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

5) Die Aussage gilt vor allem für die relative Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte und dem Druck, Bild 12. 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.

6) Der durch Gl. (1) definierte Wärmeübergangskoeffizient ist in Bild 13 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).

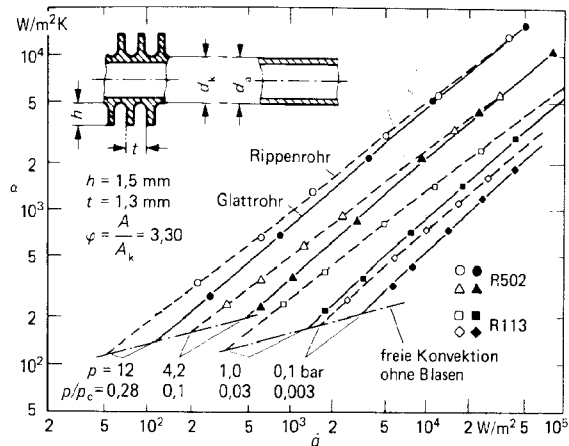


Bild 13. α in Abhängigkeit von \dot{q} für ein Rippenrohr und ein Glattrohr mit dem Kerndurchmesser des Rippenrohres. Parameter: Siededruck p bzw. normierter Druck p^* ; α und \dot{q} sind jeweils auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogen. Nach [2]

des Rippenrohres gegenüber einem Glattrohr mit dem Kerndurchmesser des Rippenrohres eingeführt wird:

$$F_r = F(p^* \sqrt{\varphi}) \quad (15)$$

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

Der Rauigkeitseinfluß 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_{or} für Rippenrohre wird davon Gebrauch gemacht, daß sich bei einer Wärmestromdichte von etwa 10^5 W/m^2 und einem normierten Siededruck $p^* = 0,03$ für Glatt- und Rippenrohre aus Kupfer im Mittel näherungsweise gleiche Wärmeübergangskoeffizienten ergeben, wie auch Bild 13 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 $\dot{q} = 10^5 \text{ W/m}^2$ berechnet und anschließend durch Rückrechnen auf 20000 W/m^2 mittels Gl. (14) und auf $p^* = 0,1$ mittels Gl. (15) der Bezugswert α_{or} erhalten (Berechnungsbeispiel 2 und Bild 19).

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 14 und 15 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.

b) Horizontales Rohrbündel

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient für das Blasenieden 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 die Strömung des Blasencharms

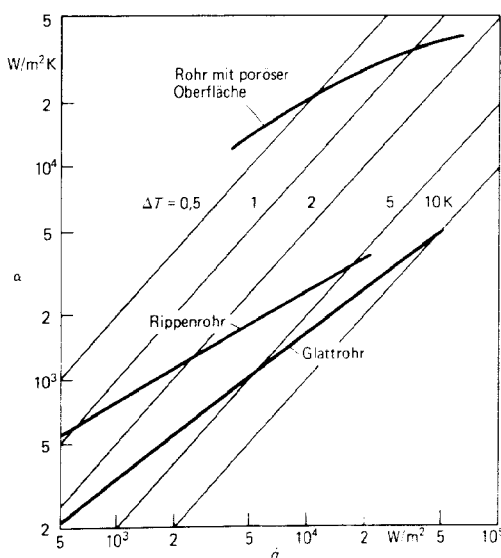


Bild 14. Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für verschiedene Rohrarten beim Blasenieden des Kältemittels R12 (CF_2Cl_2); Siededruck 3,1 bar. Nach [82]

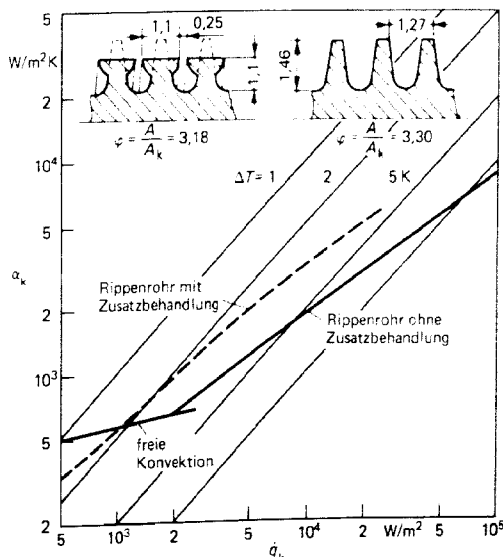


Bild 15. Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} beim Sieden des Kältemittels R 11 (CFCl_3) für zwei Rippenrohre mit näherungsweise derselben Rippenstruktur als Ausgangsbasis; Siededruck 1,3 bar; Rippenrohr mit Zusatzbehandlung nach [83], ohne Zusatzbehandlung nach [87].

innerhalb des Rohrbündels verursacht. Für die rechnerische Erfassung dieser Beiträge gibt es eine Reihe ähnlich aufgebauter Vorschläge im Schrifttum [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:

$$\bar{\alpha} = \alpha_u \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} \quad (16)$$

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

$$\alpha_u = \alpha_{eB} + f \alpha_{eK} \quad (17)$$

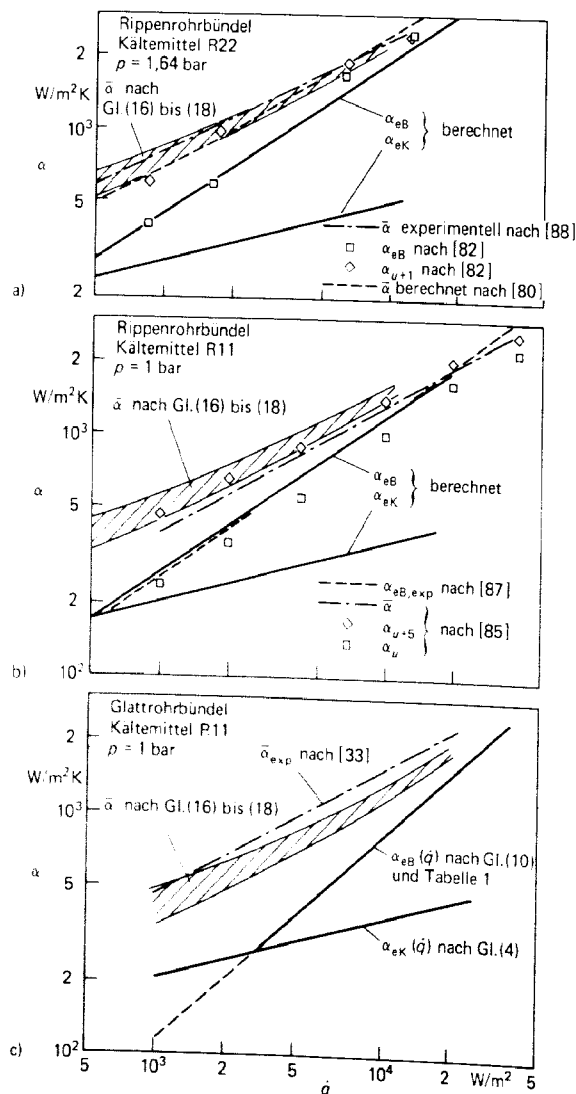


Bild 16. Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte beim Blasensieden an Rohrbündeln; Vergleich berechneter und gemessener Werte: a) und b) Rippenrohrbündel, c) Glattrohrbündel. α_{u+5} bezieht sich auf die fünfte Rohrreihe über der untersten (Berechnungsbeispiel 2 und Bild 19).

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

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

Gleichung (18) ist im Bereich $1000 \text{ W/m}^2 \leq \dot{q} \varphi \leq 20000 \text{ W/m}^2$ und in nicht zu großem Abstand vom Atmosphärendruck anzuwenden; \dot{q} bedeutet die auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogene Wärmestromdichte und φ das Flächenverhältnis; $\varphi = 1$ gilt für das Glattrohr. In Bild 16 (und Bild 19 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 verfahren⁷⁾. Außerdem sollte die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Bündels in der Größenordnung der freien Aufstiegs- geschwindigkeit einzelner Blasen liegen. Bei wesentlich höheren Geschwindigkeiten ist nach den Methoden der Zweiphasenströmung zu rechnen [98 bis 102].

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 17 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 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.

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

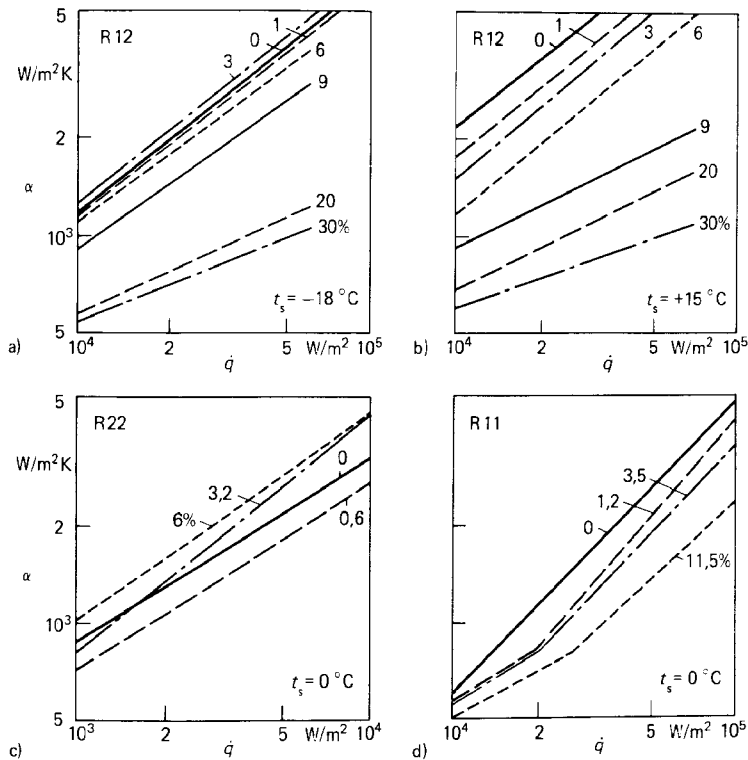


Bild 17.
Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für das Blasensieden von Kältemittel – Öl-Gemischen: a) und b) R12 (CF_2Cl_2) an der horizontalen Platte [36], c) R22 (CHF_2Cl) am horizontalen Rippenrohr [82] und d) R11 (CFCl_3) an der horizontalen Platte [84].
Kurvenparameter: Ölkonzentration in Prozent Massegehalt.

Einfluß der Betriebsweise des Verdampfers

Sämtliche bisher in Abschn. 3.1 beschriebenen experimentellen Ergebnisse und die daraus entwickelten Rechenverfahren 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 besonders 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 Blasen-

verdampfung und der freien Konvektion ohne Blasen, wie der schraffierte Bereich in Bild 18 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.

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 $\alpha_{0,exp} = 5600 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ bei $q_0 = 20000 \text{ W/m}^2$ und $p_0^* = 0,1$ nach Tabelle 1. Aus Gl. (11) und Gl. (8) ergibt sich der um ca. 14 % höhere Wert $6400 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.
- b) Umrechnung auf den Druck $p_1 = 100$ bar:
 $\alpha_1 / \alpha_0 = F(p_1^*) = 2,816$ nach Gl. (8b),
mit $p_1^* = p_1 / p_c = 0,453$ und $p_c = 220,64$ bar nach Abschn. Dc.
 $\alpha_1 = 2,816 \cdot 5600 = 15768 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ bei $p_1 = 100$ bar und $\dot{q}_1 = 20000 \text{ W/m}^2$.
- 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 $\Delta T_2 = 3 \text{ K}$ und $p_2 = p_1$:
 $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \left(\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} \right)^{1,73} = 4,442$ mit $\Delta T_1 = \frac{\dot{q}_1}{\alpha_1} = 1,267 \text{ K}$.
 $\alpha_2 = 4,442 \cdot \alpha_1 = 70042 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ und $\dot{q}_2 = 210125 \text{ W/m}^2$.

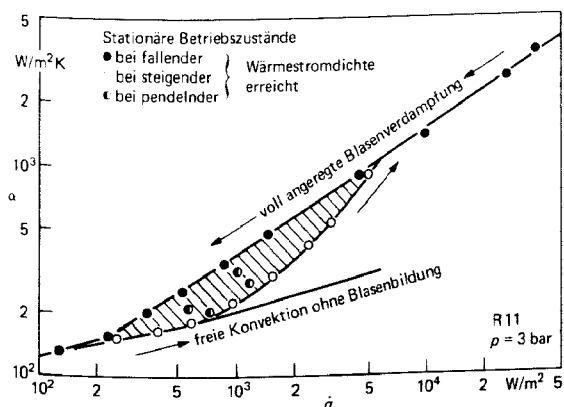


Bild 18. Einfluß der Betriebsweise auf den Wärmeübergangskoeffizienten bei beginnender Blasenverdampfung: Kältemittel R11 (CFCl_3) an einem Rippenrohr bei $p = 3,0$ bar. Nach [38], ähnliche Ergebnisse z. B. in [83; 86]

Da $\alpha_2 > 50000 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, sollte die Nähe zur maximalen Wärmestromdichte des Blasensiedens überprüft werden (Bild 5). Aus Gl. (26) in Abschn. 4 erhält man $\dot{q}_{\text{krit}} > 10^6 \text{ W/m}^2 \gg q_2$. (Für Wasser ergeben sich wesentlich höhere Werte der maximalen Wärmestromdichte als für die meisten organischen Flüssigkeiten.)

Damit erhält man die gesuchte Stablänge zu

$$L = \frac{1000}{0,01 \cdot \pi \cdot 210300} \text{ m} = 15,1 \text{ cm.}$$

Beispiel 2

Es ist ein Rippenrohrverdampfer für das Kältemittel R22 (CHF_2Cl) bei einer Siedetemperatur von 0°C auszulegen. Dabei soll ein Rippenrohr mit der Rippenhöhe $h = 1,5 \text{ mm}$, dem lichten Rippenabstand $t_1 = t - b = 0,95 \text{ mm}$ und dem Flächenverhältnis $\varphi = 3,18$ eingesetzt werden. Gesucht ist eine Abschätzung für $\alpha(\dot{q})$ 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 $\dot{q}_0 = 20000 \text{ W/m}^2$:
 $\alpha_{0,\text{exp}} = 3900 \text{ W/m}^2 \text{ K}$. Nach Gl. (11) und Gl. (8) ergibt sich $3860 \text{ W/m}^2 \text{ K} \approx 3900 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.
- b) α_{0r} für das einzelne Rippenrohr:
Es wird die Annahme gemacht, daß die Wärmeübergangskoeffizienten für Glat- und Rippenrohr bei $p^* = 0,03$ für $\dot{q} \approx 10^5 \text{ W/m}^2$ übereinstimmen: $\alpha_{1r} = \alpha_1$ für $\dot{q}_1 = 100000 \text{ W/m}^2$.
Umrechnung von $\alpha_{0,\text{exp}}$ bei $p_0^* = 0,1$ für das Glattrohr auf α_2 bei $p^* = 0,03$, mit $q_2 = q_0 = 20000 \text{ W/m}^2$:
 $\alpha_2/\alpha_0 = F(p^* = 0,03) = 0,572$ nach Gl. (8a), somit $\alpha_2 = 2230 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.
Umrechnung von α_2 auf α_1 bei $\dot{q}_1 = 10^5 \text{ W/m}^2$, mit $p_1^* = p_2^* = 0,03$:
 $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \left(\frac{100000}{20000}\right)^n = 3,595$, $\alpha_1 = 8017 \text{ W/m}^2 \text{ K}$,
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 $p^* = 0,03 = \text{konst}$:
 $\frac{\alpha_{2r}}{\alpha_{1r}} = \left(\frac{20000}{100000}\right)^r = 0,3587$, $\alpha_{2r} = 2876 \text{ W/m}^2 \text{ K}$
mit $n_r = n(p^* = 0,03) - 0,1 h/t_0 = 0,637$ nach Gl. (14).
Umrechnung auf α_{0r} bei Normierungsdruck $p_0^* = 0,1$ mit $q_0 = 20000 \text{ W/m}^2 = \text{konst}$:
 $\frac{\alpha_{0r}}{\alpha_{2r}} = \frac{F_r(p_0^*, \sqrt{\varphi})}{F_r(p_2^*, \sqrt{\varphi})} = \frac{0,7508}{0,4574} = 1,641$.
Damit ist $\alpha_{0r} = 4720 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ bei $p_0^* = 0,1$ und $q_0 = 20000 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.
- c) Umrechnung auf den Siededruck p_3 von R22 bei 0°C :
 $p_3 = 4,98 \text{ bar}$, $p_3^* = p_3/p_c = 0,1$ mit $p_c = 49,9 \text{ bar}$ nach Abschn. Dc. Da $p_3^* = p_0^*$, gilt $\alpha_{3r} = \alpha_{0r}$ und eine weitere Druckumrechnung entfällt (für $p_3 + p_0^*$ wäre wie unter b), am Ende, umzurechnen).
Für das Einzelrohr gilt demnach bei p_3^* :
 $\alpha_{eB}(\dot{q}) = C_B \cdot \dot{q}^{0,592} = 13,42 \cdot \dot{q}^{0,592}$,
mit $n_{3r} = n(p_3^* = 0,1) - 0,1 h/t_0 = 0,592$ nach Gl. (7a) und (14), und $C_B = \alpha_{3r}/20000^{0,592} = 13,42$.
- d) $\alpha(\dot{q})$ für das Rohrbündel nach Gl. (16) bis (18):
 $\bar{\alpha} = \alpha_u \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} = (\alpha_{eB} + f \alpha_{eK}) \left[1 + \left(2 + \frac{\dot{q} \varphi}{1000 \text{ W/m}^2} \right)^{-1} \right]$,
 $\bar{\alpha} = (13,42 \dot{q}^{0,592} + f 51,77 \dot{q}^{0,25}) \left[1 + \left(2 + \frac{\dot{q} \varphi}{1000 \text{ W/m}^2} \right)^{-1} \right]$
mit $\alpha_{eK} = C_K \dot{q}^{0,25} = 51,77 \dot{q}^{0,25}$ aus Gl. (4) auf Seite Ha 3

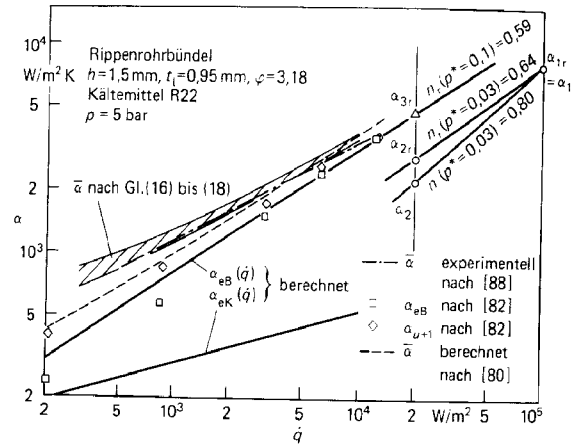


Bild 19. Zu Beispiel 2: α in Abhängigkeit von \dot{q} nach Gl. (4) bis (18) und Vergleich mit experimentellen Daten [82; 88] sowie mit einem Rechenverfahren von Slipcevic [80]; α_{u+1} bezieht sich auf die Rohrreihe unmittelbar über der untersten.

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 19. Bei der gesamten Rechnung gelten die Zahlenwerte für α in $\text{W/m}^2 \text{ K}$ und für \dot{q} in W/m^2 .

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

$$\alpha_m = \tilde{x}_1 \alpha_1 + \tilde{x}_2 \alpha_2 \tag{19a}$$

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 leichtersiedende Komponente in der Dampfblase und die schwerersiedende in der überhitzten Grenzschicht um die Blase anreichert. Dies führt zu einer höheren Siedetemperatur T_{sw} der heizwandnahen Flüssigkeit und zu einem geringeren Wärmeübergangskoeffizienten 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:

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

Eine Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten unter den molanteiligen Mittelwert nach Gl. (19a) dürfte demnach dann nicht auftreten, wenn sich die bildenden Dampfblasen dieselbe Zusammensetzung wie die ungestörte Flüssigkeit haben, z. B. bei Gemischen mit azeotropen

Zusammensetzung: Messungen mit solchen Systemen bestätigen diese Annahme zumindest qualitativ [39; 53; 55; 90; 91] (Bild 22). Bei Stoffpaaren mit einer stark oberflächenaktiven Komponente kann die gegenüber reinen Stoffen vorhandene Verschlechterung des Wärmeübergangs durch eine geringfügige Verbesserung im Bereich kleiner Konzentrationen der oberflächenaktiven Komponente überkompensiert werden (Bild 17); 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 Blasenanzahl 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:

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

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

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

mit ΔT_1 bzw. ΔT_2 als den Temperaturdifferenzen, die zur Übertragung von \dot{q} an die reinen Komponenten 1 bzw. 2 aufgewendet werden müssen⁸⁾.

Der Exzeßanteil läßt sich als Funktion der Konzentrationsdifferenz des Leichtersiedenden in Dampf und Flüssigkeit, $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$, korrelieren; dies geht auch qualitativ aus einem Vergleich von Bild 20 und 21 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

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

vorgeschlagen. Der Anpassungsparameter K_{12} setzt sich aus einer Druckfunktion und einer Größe A_0 zusammen, die näherungsweise unabhängig von Druck und Konzentration ist [92]:

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

8) 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, dann sind α_m und α_{id} nicht nennenswert voneinander verschieden.

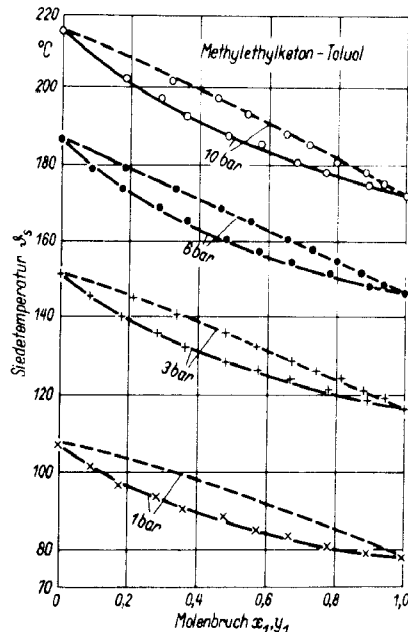


Bild 20. Siedediagramm des Gemisches Methylethylketon - Toluol bei Drücken zwischen 1 und 10 bar. Nach [55]

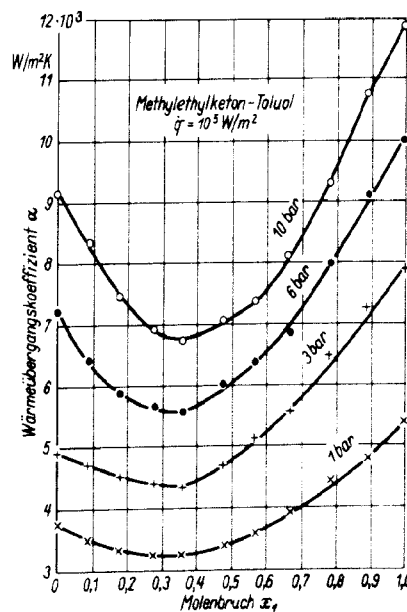


Bild 21. Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Zusammensetzung des Gemisches Methylethylketon - Toluol bei einer Wärmestromdichte $\dot{q} = 10^5 \text{ W/m}^2$ und Drücken zwischen 1 und 10 bar. Nach [55]

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}

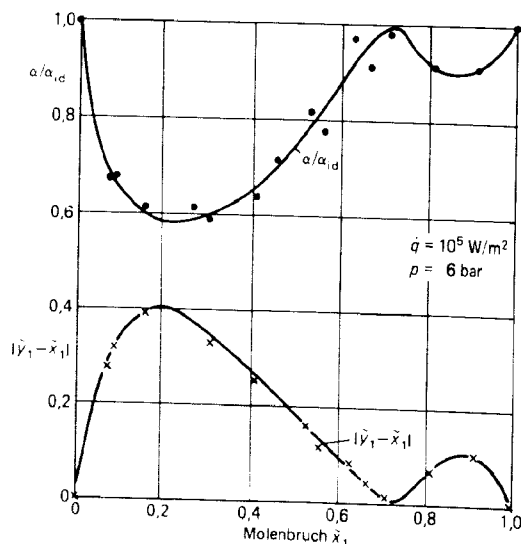
$$\frac{\alpha}{\alpha_{id}} = \frac{1}{1 + K_{12} (\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1)}$$

mit

$$\frac{1}{\alpha_{id}} = \frac{\tilde{x}_1}{\alpha_1} + \frac{\tilde{x}_2}{\alpha_2} \quad (24a)$$

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

Gemisch	A_o
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 22. Verhältnis α/α_{id} und Konzentrationsdifferenz $\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1$ in Abhängigkeit von der Zusammensetzung des Gemisches Methanol-Benzol bei $\dot{q} = 10^5 \text{ W/m}^2$ und $p = 6 \text{ bar}$. Nach [97]

Das Verhältnis α/α_{id} ist in Bild 22 für das Gemisch Methanol-Benzol bei $p = 6 \text{ bar}$ und $\dot{q} = 10^5 \text{ W/m}^2$ 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/m^2 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 Siededrücker wurde von *Stephan* und *Preußer* [28; 93 bis 95] vorgenommen. Danach läßt sich α für Gemische mittels Gl. (11) und (12) berechnen, indem das Potenzprodukt Gl. (11) mit den Stoffwerten des Gemischs zu bilden ist und als weiterer Faktor der gemischspezifische Ausdruck

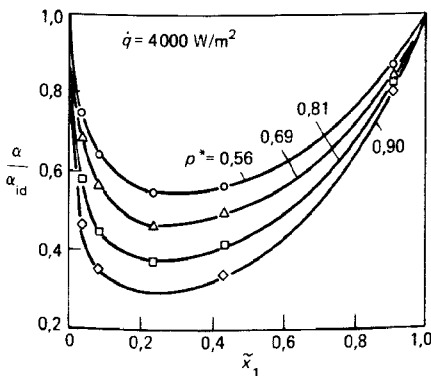
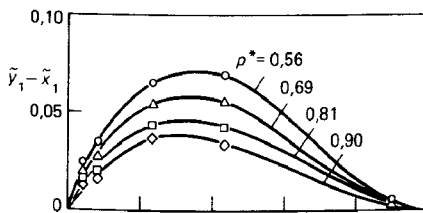
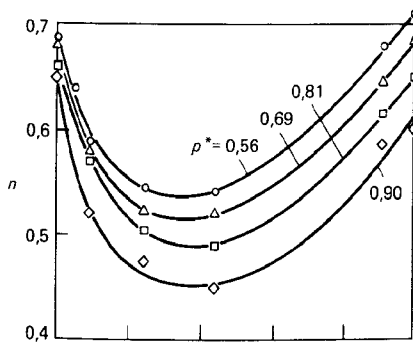
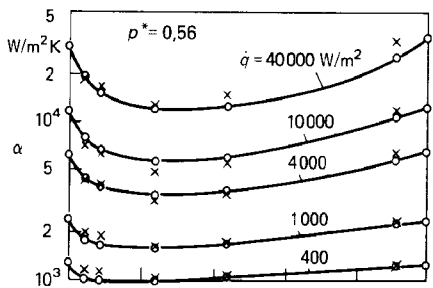
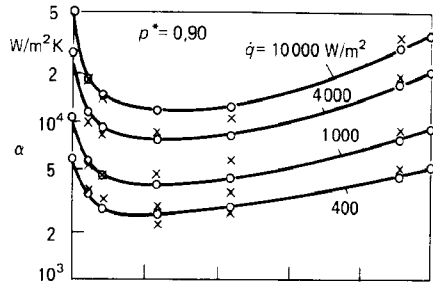
$$\left(1 + \sum_{i=1}^{n-1} (\tilde{y}_i - \tilde{x}_i) \left(\frac{\partial \tilde{y}_i}{\partial \tilde{x}_i}\right)_{x_j, p}\right)^{-0,0733} \quad (25)$$

angefügt 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 R13B1 (CF_3Br) über einen großen Bereich der Wärmestromdichte in den Diagrammen Bild 23 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 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 23 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* entwickelt [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:

$$\frac{\alpha_{id}}{\alpha} = 1 + \frac{\alpha_{id}}{\dot{q}} \left(\frac{\partial T_s}{\partial \tilde{x}_1} \right) \cdot (\tilde{y}_1 - \tilde{x}_1) \cdot \left(1 - \exp \left(- B_0 \frac{\dot{q}}{\rho_c \beta_c \Delta h_v} \right) \right) \quad (24b)$$

Darin bedeuten β_c den Stoffübergangskoeffizienten und B_0 einen Parameter, der von *Schlünder* näherungsweise gleich 1 gesetzt wird, der aber auch zur Anpassung an Meßergebnisse verwendet werden kann⁹⁾. In Bild 23 und 23a sind Rechenergebnisse nach Gl. (24a) eingetragen. Man erkennt, daß die experimentell gefundene Verschlechterung des Wärmeübergangs beim System SF₆/R13B1 auch bei hohen Siededrucken noch verhältnismäßig gut wiedergegeben wird (vgl. die Kreuze in den beiden oberen Diagrammen von Bild 23), obwohl für beide Drücke und sämtliche Wärmestromdichten ein fester Zahlenwert für den Anpassungsparameter verwendet wurde ($B_0/\beta_c = 10^4$ s/m). Würde man für B_0/β_c eine Funktion von \dot{q} und p^* einführen, so ließe sich die Wiedergabe der Meßwerte verbessern.

Bei dem Kältemittel-Stoffsystem R22/R115 in Bild 23a, das ein Azeotrop bildet, ergibt sich ein weniger einheitliches Bild: Links vom Azeotrop erhält man eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten, wenn Gl. (24b) mit der Nebenbedingung $p = \text{konst}$ ausgewertet wird (+), rechts vom Azeotrop liefert die Nebenbedingung $p^* = \text{konst}$ bessere Ergebnisse (x). Offenbar geht das p, T, x -

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

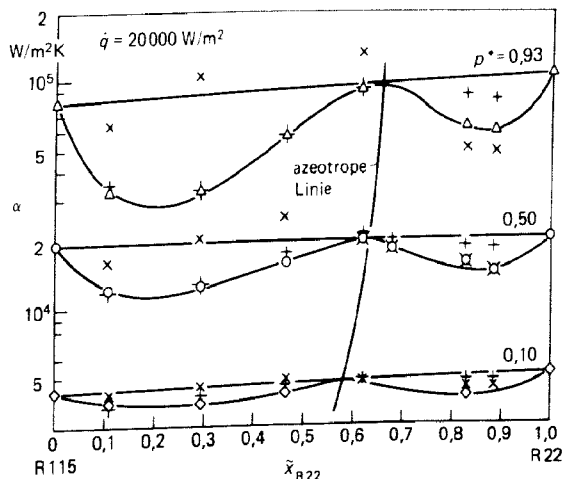


Bild 23. Sieden von Zweistoffgemischen bei höherem Druck; Beispiel Schwefelhexafluorid SF₆ - Kältemittel R13B1 (CF₃Br). Die beiden oberen Diagramme zeigen den Wärmeübergangskoeffizienten bei zwei normierten Drücken mit der Wärmestromdichte als Parameter, die drei unteren den Exponenten n der Wärmestromdichte, 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 Leichtersiedenden in der Flüssigkeit. Nach [61] ($n(p^*)$ gegenüber [61] leicht modifiziert) In die beiden oberen Diagramme sind zusätzlich Rechenergebnisse nach Gl. (24b) mit $B_0/\beta_c = 10^4$ s/m und mit der Nebenbedingung $p^* = \text{konst}$ eingetragen (x).

Bild 23a. Vergleich von Meß- und Rechenwerten für das Kältemittel-Stoffsystem R22/R115 mit Azeotrop bei drei normierten Siededrucken. Rechnung nach Gl. (24b) mit $B_0/\beta_c = 10^4$ s/m. + Nebenbedingung $p_s = \text{konst}$ x Nebenbedingung $p^* = \text{konst}$

Zustandsverhalten von Stoffsystemen mit Azeotrop empfindlich in die Rechnung ein und muß daher besonders genau bekannt sein. Sobald umfangreicheres experimentelles Datenmaterial zum Gemischsieden über einen größeren Druck- und Belastungsbereich in ähnlichem Umfang wie z. Z. für reine Stoffe vorhanden ist, werden über die allgemeine Anwendbarkeit von Gl. (24b) zuverlässigere Aussagen möglich sein.

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:

$$\dot{q}_{krit} = K_1 \Delta h_v \rho_g^{0,5} (\sigma(\rho_1 - \rho_g) g)^{0,25} \quad (26)$$

mit Δh_v als der Verdampfungsenthalpie, σ als der Oberflächenspannung und ρ_g bzw. ρ_1 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 $K_1 = 0,13$

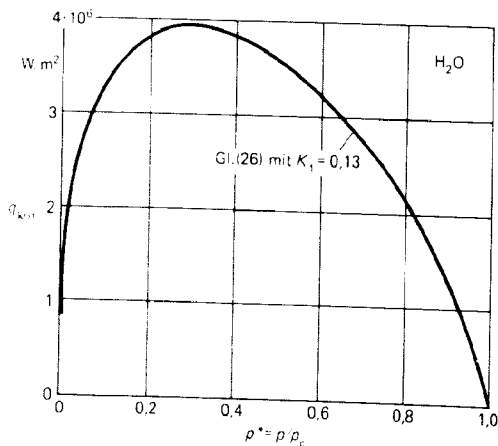


Bild 24. Maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden von Wasser nach Gl. (26).

bis $K_1 = 0,16$. Gl. (26) gilt für gesättigte und leicht unterkühlte Flüssigkeiten. Bild 24 zeigt die Auswertung von Gl. (26) für Wasser. Berücksichtigt man den in guter Näherung erfüllten Zusammenhang $\sigma \sim (\rho_1 - \rho_g)^{0,4}$, so geht die Dichtedifferenz insgesamt mit dem Exponenten 1,25 in Gl. (26) ein, und als weitere Stoffwerte treten nur die Verdampfungsenthalpie und die Dampfdichte auf. Das Schrifttum enthält eine große Anzahl von Beziehungen zur Berechnung der maximalen Wärmestromdichte beim Blasensieden; die meisten enthalten die Terme $\Delta h_v \rho_g^{0,5}$ und $(\rho_1 - \rho_g)^m$ 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

$$\dot{q}_{krit}/\dot{q}_{krit,0} = 2,8 p^{*0,4} (1 - p^*) \quad (27)$$

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 25 ist die relative Druckabhängigkeit von \dot{q}_{krit} nach Gl. (27) 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. (26). Während die Abweichungen dieser Beziehung von Gl. (27) im Druckbereich $10^{-3} \leq p^* \leq 0,6$ unter 5% liegen, ist der Unterschied bei $p^* = 0,9$ bereits auf + 50% angestiegen; d. h. im Bereich hoher Siededrucke würden nach Gl. (26) Absolutwerte von \dot{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. (27) zu berechnen und den Normierungswert $\dot{q}_{krit,0}$ aus experimentellen Daten zu Drücken nahe p_0^* zu ermitteln oder mit Gl. (26) für p_0^* zu bestimmen.

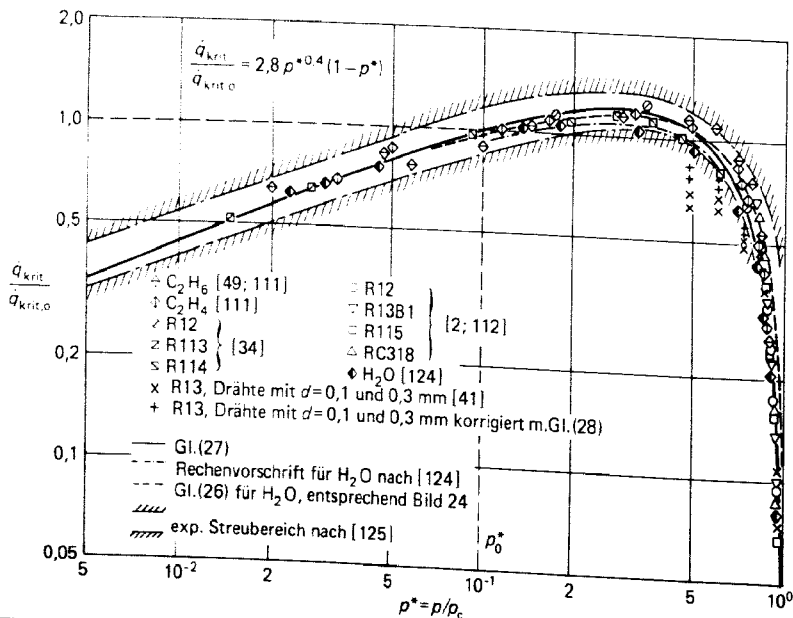


Bild 25. Relative Druckabhängigkeit von \dot{q}_{krit} nach Gl. (26) und (27) und nach experimentellen Ergebnissen; Normierung der Meßwerte bei $p_0^* = 0,1$. Falls dieser Druck nicht innerhalb des Meßbereiches liegt, gilt für [34] eine Normierung beim niedrigsten experimentellen Druck, für [2] und [41] bei $p^* \approx 0,9$.

Im Bereich sehr niedriger normierter Drücke erhält man nach Ergebnissen von *Labuntsov* [114] eine merklich schwächere relative Druckabhängigkeit als nach Gl. (26) bzw. (27). Seine Messungen mit Wasser und Ethanol an Heizflächen unterschiedlicher Form und Stoffeigenschaften ergeben für $10^{-4} \leq p/p_c \leq 10^{-2}$ eine relative Druckabhängigkeit ähnlich der für flüssige Metalle gefundenen, die sich durch die Proportionalität

$$\dot{q}_{\text{krit}} \sim p^{*m} \text{ mit } 0,15 < m < 0,20$$

beschreiben läßt. Demnach ist der Exponent 0,4 in Gl. (27) für sehr niedrige normierte Drücke etwas zu hoch; dies deutet sich auch am linken Rand von Bild 25 an¹⁰⁾.

Für Heizflächen, bei denen der Zahlenwert der für maximale Wärmestromdichte charakteristischen Abmessung L in der Größenordnung des Ausdrucks $(\sigma/(\rho_1 - \rho_g)g)^{0,5}$ liegt, geben *Lienhard* und *Dhir* [110] den Korrekturfaktor

$$q_{\text{krit},L} = K_2 \dot{q}_{\text{krit},26} \quad (28)$$

mit

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

und

$$L' = L/(\sigma/(\rho_1 - \rho_g)g)^{0,5} \quad (28a)$$

an. $\dot{q}_{\text{krit},26}$ bedeutet die maximale Wärmestromdichte, berechnet nach Gl. (26). Gl. (28) ist im Bereich

$$0,1 \leq L' \leq 2 \quad (28b)$$

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 $L_{\text{max}} = 5$ mm und bei dem Kältemittel R12 (CF_2Cl_2) für $p = 20$ bar ($p^* = 0,5$) der Wert $L_{\text{max}} \approx 1$ mm. Für L ist bei der Kugel und einem horizontalen Zylinder der Radius, bei einer Rippe die Rippenhöhe einzusetzen. Die Wirkung der Korrektur nach Gl. (28) ist in Bild 25 an Hand von Messungen an dünnen Drähten aus [41] veranschaulicht (Verschiebung von x nach + bei $p^* = \text{konst}$). Man erkennt, daß die systematischen Abweichungen der Ergebnisse für dünne Drähte dadurch verringert werden.

In Gl. (26) bis (28) ist eine Reihe von Einflüssen auf die maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden nicht enthalten, wie z. B. die Rauigkeit 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. (26) bis (28) nur eine mehr oder weniger gute Näherung für die maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden zu geben.

Bild 26 zeigt ein typisches Ergebnis zur maximalen Wärmestromdichte beim Blasensieden von Zweistoffgemischen. Je nach Gemischeigenschaften und Siededruck werden Werte von \dot{q}_{krit} gefunden, 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 \blacklozenge in Bild 26)¹¹⁾. Dieselben Phänomene, die zur Verschlechterung des Wärmeübergangs führen (Vergrößerung der Blasenbildungsarbeit, kleinere Blasendichte; Abschn. 3.2), verzögern auch das Zusammenwachsen der Blasen zum Dampffilm und erklären somit den Sachverhalt qualitativ.

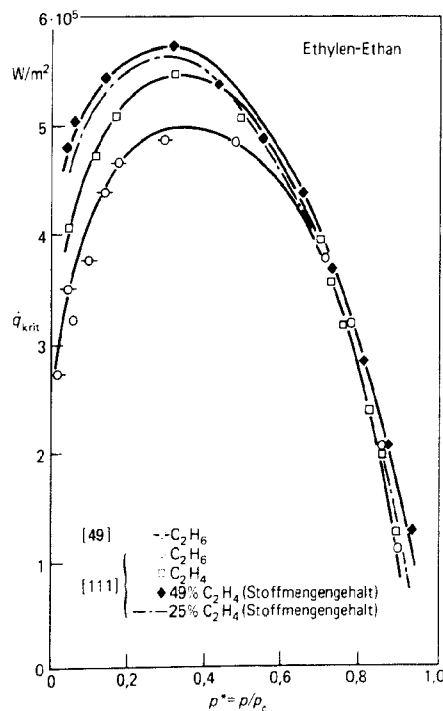


Bild 26. Maximale Wärmestromdichte für Ethan, Ethylen und zwei Gemische in Abhängigkeit vom normierten Siededruck. Nach [111]

Zur Berechnung von \dot{q}_{krit} für Zweistoffgemische kann Gl. (26) – 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. (26) eher eine Abschätzung auf der sicheren Seite.

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

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

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

11) Die aus Bild 25 abzulesende Tendenz, nach der der relative Unterschied bei sehr hohen normierten Drücken besonders groß wird, folgt auch aus bisher unveröffentlichten Ergebnissen der Gemisch-Siedeversuche zu Bild 23 [129].

5. Filmsieden

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

$$\alpha = \alpha_L (\alpha_L / \alpha)^{1/3} + \alpha_S \quad (29)$$

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 $0 < \alpha_S < 10 \alpha_L$ lautet

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

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

$$\alpha = \alpha_L + \alpha_S \left[\frac{4}{5} + \frac{1}{5} (1 + 3 \alpha_L / \alpha_S)^{-1} \right] \quad (30b)$$

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 $\dot{q}_S = C_{12} (T_W^4 - T_1^4)$ nach Abschn. Ka. Für die Wärmeleitung durch den Dampffilm ergibt sich

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

Darin bedeuten:

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

λ_g Wärmeleitfähigkeit, ρ_g Dichte, η_g dynamische Zähigkeit des Dampfes, jeweils bei der mittleren Temperatur $T_m = 0,5(T_W + T_1)$ des Dampffilms,

$\Delta \rho = \rho_l - \rho_g$ Dichteunterschied,

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

Die empirische Konstante K_f hat für das horizontale Heizelement den Wert $0,62 \pm 0,04$ [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 ΔT ($\alpha_S \rightarrow 0$) und mit Heizelementen von 0,1 mm bzw. 8 mm Durchmesser gut bestätigt [2; 119]. Die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Filmsieden wird durch die Stoffwertkombination 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 den 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 ($p^* \geq 0,6$) 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]:

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

Hieraus kann zusammen mit Gl. (26) bzw. (27) eine erste Abschätzung für \dot{q}_{min} gefunden 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. Kältetechn. 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 waagerechten Röhren bei Blasen- und Übergangssieden großer Massenströme. Dissertation 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 Froid, Vol. 52, Annexe 1972-1, 51/61.
- [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 Froid, 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 Siededrucke. VDI-Bericht Nr. 290 (1977) 467/74.
- [28] Stephan, K., u. P. Preußner: Wärmeübergang und maximale Wärmestromdichte beim Behältersieden binärer und ternärer Flüssigkeitgemische. 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 Röhren. 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., R. K. Gibson u. S. Chongrungrong: 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 + Kältetechnik. 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 on 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. Slipcevic: 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. Kretschmar, 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. Slipcevic: Nucleate pool boiling and burnout of liquefied 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. Banchemo*: 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 SF₆ and R13B1 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. Beauoeuf 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.
- [72] *Ackermann, H., L. Bewilogua u. H. Vinzelberg*: Bubble 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., V. E. Keilin, J. 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. R. 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 den 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 HE2.4.
- [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 R12 und R22 an Rippenrohrbündeln. *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. Ser. 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 Tekhnicheskoi 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] *Moisses, 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. Hemisphere 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.
- [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. Abadzie*: Heat transfer from a wire in the critical region. Proc. Instn. Mech. Engrs. 182, Part 31 (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 10 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 SF₆/R13B1-mixtures at near-critical saturation pressures. XVIIth 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 Siederversuche. 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 Kältemittelstoffs R22/R115 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 and 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 Siededrücker. DKV-Tagungsbericht 13 (1986) Bad Homburg, 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, J. 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 N₂, liquid O₂ 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 subatmopheric pressure and its intensification. Paper 6.4. Proc. ICHMT, Dubrovnik (1986): Heat and Mass Transfer in Cryoengineering and Refrigeration. Hemisphere Publ. Corp., Washington.
- [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 10b (1965), S. 371/379.