

Prof. Dr.-Ing. Dieter Gorenflo

Laboratorium für Wärme- und Kältetechnik,
Universität -Gesamthochschule- Paderborn

VERDAMPFUNG AN STRUKTURIERTEN UND BERIPPTE OBERFLÄCHEN

Inhaltsübersicht

- 1 Einleitung
- 2 Sieden in freier Konvektion ohne Blasenbildung
- 3 Blasensieden an glatten Rohren, Berechnungsverfahren
- 4 Blasensieden an Rippenrohren, Ergänzung des Berechnungsverfahrens
 - 4.1 Blasensieden am einzelnen Rippenrohr
 - 4.2 Blasensieden am Rippenrohrbündel
- 5 Blasensieden an besonders strukturierten Rohren

1. Einleitung

Der Wärmeübergang beim Blasensieden an berippten und an besonders strukturierten Oberflächen kann beim heutigen Stand des Wissens erst in relativ eng begrenztem Umfang vorausberechnet werden. Verantwortlich ist hierfür auf der einen Seite die Vielfalt neuer Formen von Oberflächenstrukturen, die in jüngster Vergangenheit entwickelt wurden und über die nur wenige systematische Messungen vorliegen, und auf der anderen Seite der stärkere Einfluß von Geometrie, Oberflächenrauigkeit und Wärmeleiteigenschaften des Wandmaterials bei diesen Heizflächen im Vergleich zum Sieden an glatten Rohren und ebenen Wänden. Vor allem die Wirkung der ungleichförmigen und auf Teilbereichen der Oberfläche stark unterschiedlichen Rauigkeit läßt sich in Berechnungsgleichungen für den Wärmeübergangskoeffizienten z.Zt. noch nicht gesichert wiedergeben. Ähnliches gilt für die Übertragung von Messungen am einzelnen Heizrohr auf ein Rohrbündel: weder können die Verhältnisse vom Glattrohr direkt übernommen werden, noch scheint sich für unterschiedliche Oberflächenstrukturen eine einheitliche Übertragungsvorschrift abzuzeichnen.

Im Übersichtsbeitrag zur Verdampfung ist Mitrović auch auf berippte und strukturierte Oberflächen bereits ausführlich eingegangen und hat dabei bevorzugt auf experimentelle Ergebnisse und deren Verständnis bzw. auf zusammenfassende Deutungsmöglichkeiten abgehoben. Um Wiederholungen zu vermeiden, wird auf Mitrović mehrfach Bezug genommen. Im Unterschied zur Übersichtsdarstellung steht im folgenden Beitrag die Berechnung des Wärmeübergangs im Vordergrund. Als Ausgangspunkt dient ein Berechnungsverfahren für glatte Rohre und ebene Wände, das sich in begrenztem Umfang auch auf Rippenrohre übertragen läßt [1]. Daneben werden auch andere Ansätze zur Vorausberechnung des Wärmeübergangskoeffizienten behandelt und neueste experimentelle Ergebnisse diskutiert.

2. Sieden in freier Konvektion ohne Blasenbildung

Bei kleinen Wärmestromdichten \dot{q} bzw. Überhitzungen $\Delta T = T_W - T_S$ der Heizfläche findet Sieden bei freier Konvektion ohne Blasenbildung statt. Dabei folgt der Wärmeübergang den bekannten Gesetzmäßigkeiten der einphasigen freien Konvektion.

Für niedrig berippte Rohre aus Kupfer trägt unter diesen Bedingungen die Flächenvergrößerung ϕ eines Rippenrohres gegenüber einem Glattrohr vom Kernrohrdurchmesser des Rippenrohres in vollem Umfang zur Erhöhung des pro Rohrlänge übertragenen Wärmestroms bei, wenn bei gleicher Überhitzung ΔT mit dem Glattrohr verglichen wird. Das ist in Bild 1 für zwei Halogenkältemittel und fünf Rippenrohre mit unterschiedlicher Rippengeometrie veranschaulicht [2]: Die auf die Kernrohrfläche bezogenen Werte α_K und \dot{q}_K (oben) sind bei $\Delta T = \text{const}$ jeweils etwa um den Faktor ϕ größer als die mit der gesamten äußeren Oberfläche gebildeten Werte α und \dot{q} (unten). Ein systematischer Einfluß des Siededruckes geht aus den Ergebnissen nicht hervor.

Aus den Messungen zu Bild 1 und aus einer großen Zahl weiterer Messungen an horizontalen Glatt- und Rippenrohren folgt, daß sich die Ergebnisse mit einer Streugrenze von $\pm 20\%$ durch die Beziehungen

$$\text{bzw.} \quad \text{Nu} = 0,60 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{1/4} \quad (1)$$

$$\text{Nu} = 0,15 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{1/3} \quad (2)$$

wiedergeben lassen (vgl. z.B. [3]). Der Umschlag von laminarer Abströmung (Gl.(1)) in turbulente (Gl.(2)) erfolgt innerhalb eines größeren Bereichs um den Wert 10^7 für das Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl (Bild 2).

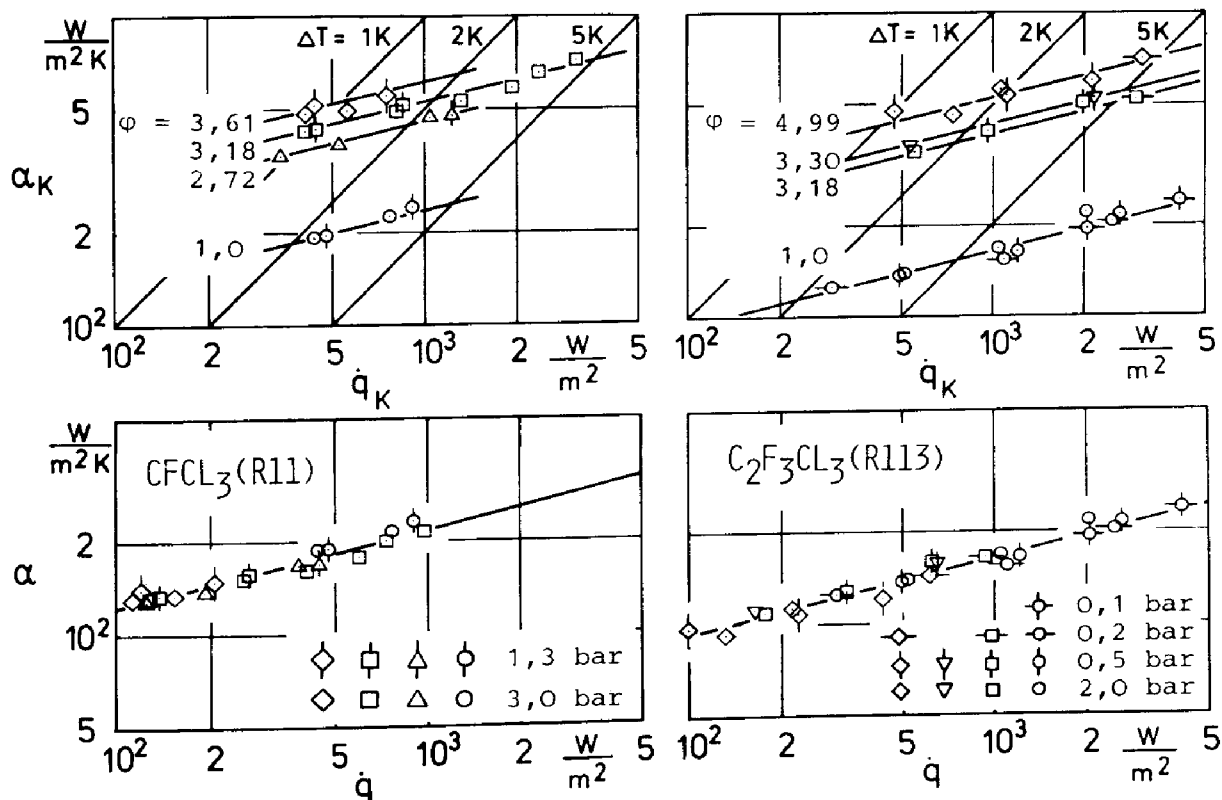


Bild 1: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte beim Sieden der Kältemittel R11 (links) und R113 (rechts) in freier Konvektion ohne Blasenbildung an fünf Rippenrohren und einem Glattrohr [2].
Oben: α_K und q_K auf die Oberfläche des Kernrohres bezogen.
Unten: α und q auf die gesamte äußere Oberfläche bezogen.

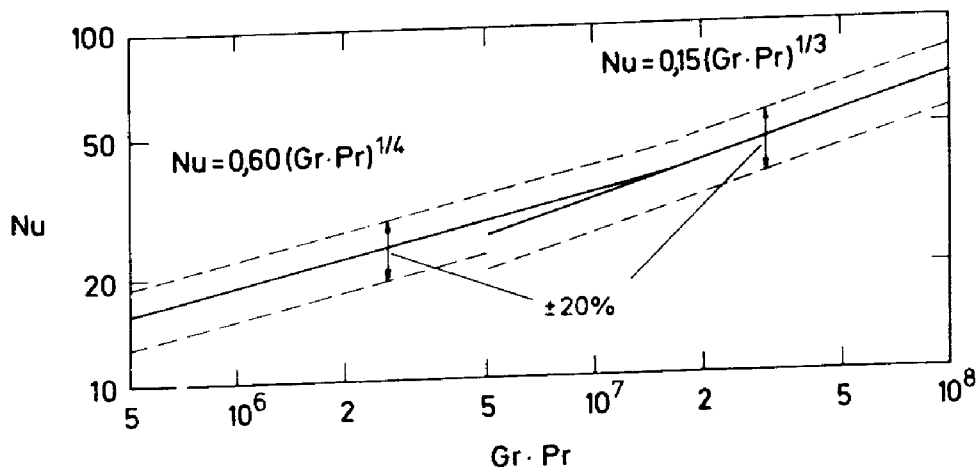


Bild 2: Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen an horizontalen Glatt- und Rippenrohren unterschiedlicher Geometrie bei Siededruck zwischen 0,3 und 30% des kritischen Druckes [3].

Die einheitliche Beschreibung durch die Gleichungen (1) und (2) gelingt, obwohl bei der Auswertung der experimentellen Ergebnisse lediglich der Kernrohrdurchmesser als charakteristische geometrische Größe in die Nusselt- und Grashof-Zahl eingesetzt wurde. Der geringe Einfluß geometrischer Parameter in diesem Bereich der freien Konvektion geht auch rein formal aus den Gleichungen (1) und (2) in Verbindung mit der Definition von Nu und Gr hervor. Die zusätzlich eingeführte Vereinfachung, als Oberflächentemperatur für das gesamte Rippenrohr die Temperatur am Rippenfuß zu verwenden, ist bei Kupferrippen und den verhältnismäßig kleinen Überhitzungen (vgl. Bild 1) ebenfalls unproblematisch. Bei Rippenrohren aus Edelstahl könnte diese Vereinfachung jedoch bereichsweise unzulässig werden. Eine von der Rippenform abhängende Oberflächentemperatur würde dann zu einem zusätzlichen Einfluß der Rippengeometrie führen.

Rohre mit strukturierten Oberflächen enthalten dampfgefüllte Hohlräume in oder an der Oberfläche, um die Blasenbildung zu erleichtern. Bei nur geringfügig überhitzten Heizflächen bzw. bei kleinen Wärmestromdichten ergeben sich hierdurch zwei Effekte:

- a) Wird die Wärmestromdichte von ausgeprägtem Blasensieden aus zu kleinen Werten hin abgesenkt, so bleibt in aller Regel ein schwaches Blasensieden noch so lange erhalten, daß der Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasenbildung für technisch relevante Wärmestromdichten bzw. Überhitzungen nicht erreicht wird.
- b) Bei Betrieb mit steigender Wärmestromdichte bzw. Überhitzung kann durch die besondere Oberflächenstruktur dieser Rohre eher eine Behinderung der freien Konvektion auftreten, vor allem bei Rohren mit "Makro-Poren" in der Größe einiger Zehntel Millimeter, wenn diese Poren zum Teil geflutet sind.

Eine Folge beider Effekte besteht darin, daß bei Rohren mit strukturierten Oberflächen im allgemeinen eine wesentlich stärkere Hysterese-Erscheinung im Bereich beginnender Blasenverdampfung beobachtet wird als bei Glatt- oder Rippenrohren. Das ist in Bild 3 am Beispiel eines Gewa-T-Rohres mit teilweise plattgewalzten Rippen (vgl. Bild 19 und 21 bei Mitrović) im Vergleich zum ursprünglichen Rippenrohr (Gewa-Rohr) dargestellt. Man erkennt, daß durch die Zusatzbehandlung deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten erzielt werden können

als mit dem ursprünglichen Rippenrohr; allerdings kann sich dies - zumindest bei Anfahrzuständen des Verdampfers - infolge ausgeprägter Hysterese auch umkehren (vgl. hierzu auch neue Meßergebnisse in Abschn. 5).

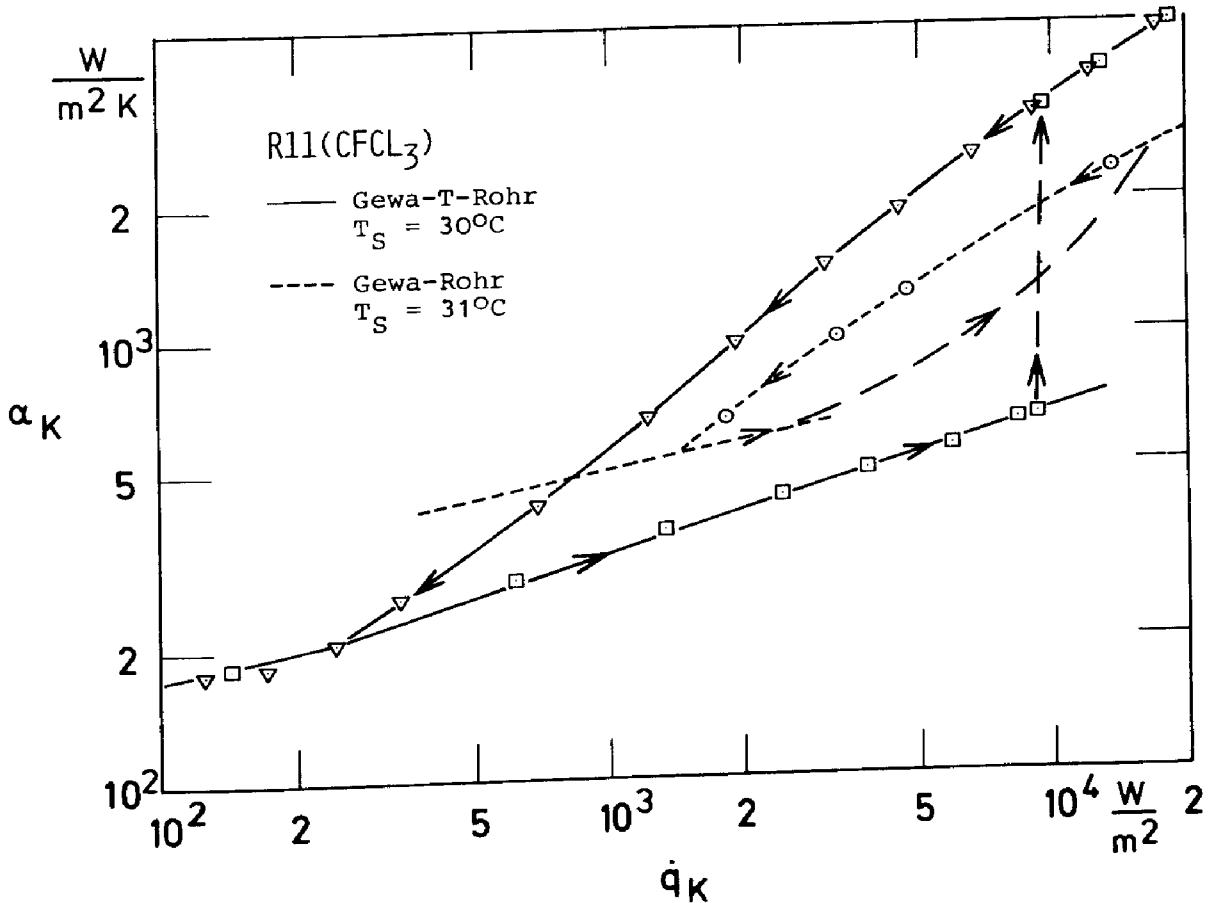


Bild 3: Hysterese-Erscheinung an einem Rippenrohr mit teilweise plattgewalzten Rippen (Gewa-T-Rohr | 4 |) und am ursprünglichen Rippenrohr (Gewa-Rohr | 3 |) bei Betrieb mit steigender bzw. fallender Wärmestromdichte.

3. Blasensieden an glatten Rohren: Berechnungsverfahren

Im Folgenden wird ein Verfahren zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden an glatten Rohren und ebenen Wänden zusammenfassend dargestellt, das an anderer Stelle ausführlich beschrieben ist | 1 |. Als Ausgangspunkt dient der in ähnlicher Form

häufig benutzte Produktansatz für das Blasensieden am einzelnen Rohr,

$$\alpha = C_F \cdot C_W \cdot F(p) \cdot \dot{q}^n \quad (3),$$

in dem durch die verschiedenen Faktoren die Einflüsse der Flüssigkeitseigenschaften (C_F), der Heizwand (C_W), des Siededruckes ($F(p)$) sowie der Wärmestromdichte \dot{q} getrennt berücksichtigt werden.

Um die relative Wirkung dieser Einflüsse auf α zu untersuchen, wird auf ein bestimmtes System Flüssigkeit-Heizwand und feste Werte von Siededruck und Wärmestromdichte, im vorliegenden Fall $p_O^* = p_O/p_C = 0,03$ und $\dot{q}_O = 20\,000 \text{ W/m}^2$ normiert. Damit geht Gl.(3) über in

$$\frac{\alpha}{\alpha_O} = \frac{C_F \cdot C_W \cdot F(p) \cdot \dot{q}^n}{C_{F0} \cdot C_{W0} \cdot F(p_O) \cdot \dot{q}_O^n} = C_F' \cdot C_W' \cdot F'(p) \cdot (\dot{q}/\dot{q}_O)^n \quad (3a).$$

In Bild 4 ist der Normierungszustand und der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient α_O am Beispiel des Kältemittels R12(CF_2Cl_2) kenntlich gemacht.

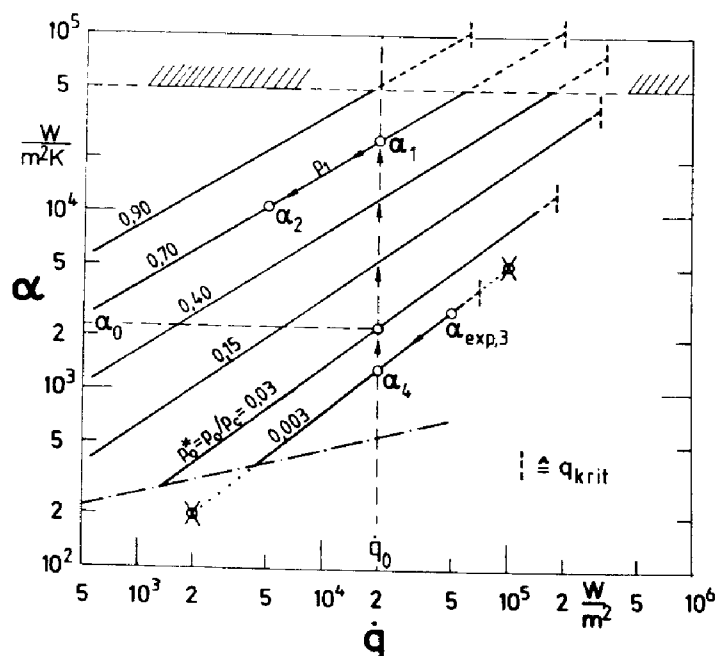


Bild 4: Umrechnung von Meßwerten oder Rechenwerten für α auf andere Drücke und Wärmestromdichten am Beispiel des Kältemittels R12(CF_2Cl_2). | 1 |

Strichpunktierte Linie: freie Konvektion ohne Blasen; senkrecht gestrichelte Linien: maximale Wärmestromdichte \dot{q}_{krit} beim Blasensieden.

Rechenschritte: Vom Normierungswert α_O zu α_2 bzw. vom beliebigen experimentellen Wert $\alpha_{\text{exp},3}$ zu α_2 .

3.1 Einfluß der Wärmestromdichte und des Siededruckes

Der Zusammenhang zwischen Wärmeübergangskoeffizient α und Wärmestromdichte \dot{q} , der u.a. von der Größenverteilung aktiver Blasenzentren und damit von der Rauigkeitsstruktur der Heizfläche beeinflusst wird, kann für technisch raue Heizflächen in guter Näherung durch den Potenzansatz in Gl.(3) erfaßt werden, wenn beachtet wird, daß der Exponent n , d.h. die Steigung der Geraden in Bild 4 mit wachsendem Siededruck abnimmt: $n = n(p^*)$. Aus einem Vergleich experimenteller Ergebnisse in der Literatur ließ sich für $n(p^*)$ bei organischen Flüssigkeiten, Ammoniak und Schwefelhexafluorid die Beziehung

$$n = 0,9 - 0,3 p^{*0,3} \quad (4a)$$

sowie bei Wasser und tiefsiedenden Flüssigkeiten

$$n = 0,9 - 0,3 p^{*0,15} \quad (4b)$$

interpolieren [1], vgl. auch den oberen Teil der Bilder 5 und 6.

Berechnet man mit Hilfe der Gl.(3) und (4) Wärmeübergangskoeffizienten, die größer als etwa $50\,000 \text{ W/m}^2$ sind, so empfiehlt es sich - zumindest bei organischen Flüssigkeiten - wegen der Nähe zur maximalen Wärmestromdichte \dot{q}_{krit} des Blasensiedens, die Rechenwerte experimentell zu überprüfen (vgl. die bis \dot{q}_{krit} gestrichelt verlängerten Geraden in Bild 4).

Für die relative Druckabhängigkeit von α , die in Gl.(3a) durch $F'(p)$ beschrieben wird und zum Teil bereits in Gl.(4a) bzw. (4b) enthalten ist, lieferte der o.g. Vergleich experimenteller Daten bei organischen Flüssigkeiten, Ammoniak und Schwefelhexafluorid

$$F'(p^*) = \frac{\alpha}{\alpha_0} = 2,1 p^{*0,27} + \left(4,4 + \frac{1,8}{1-p^*}\right) p^* \quad (5a)$$

sowie bei Wasser und tiefsiedenden Flüssigkeiten

$$F'(p^*) = \frac{\alpha}{\alpha_0} = 2,55 p^{*0,27} + \left(9 + \frac{1}{1-p^{*2}}\right) p^{*2} \quad (5b),$$

vgl. auch den unteren Teil der Bilder 5 und 6. Dabei ist das erste

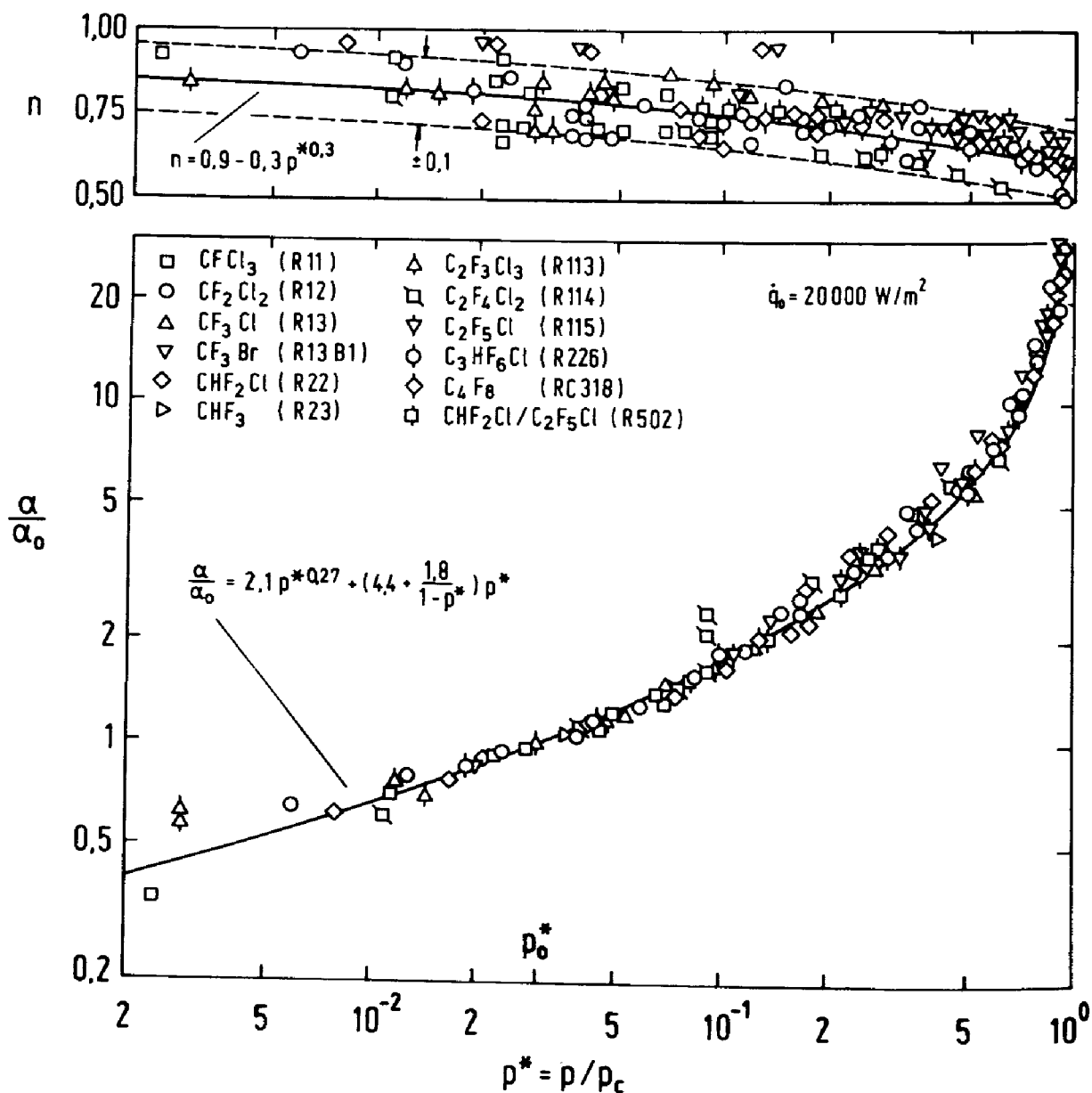
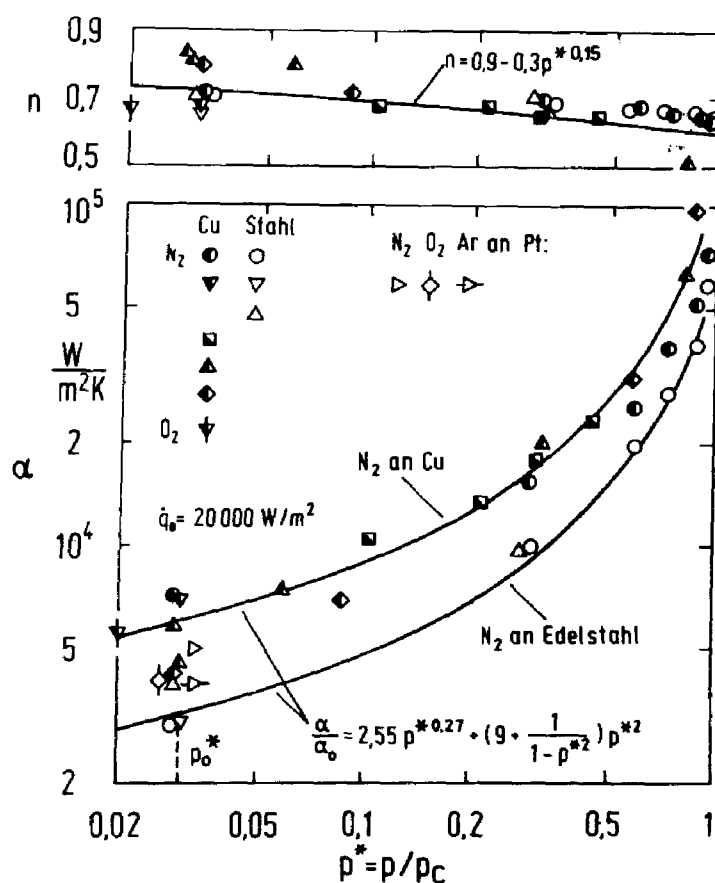


Bild 5: Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden von Halogenkohlenwasserstoffen und Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte [1]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl.(4a), die Kurve unten Gl.(5a).

Glied der dreiteiligen Summe jeweils für den Verlauf bei tiefen und das letzte für den Verlauf bei hohen normierten Siededrücken maßgebend.

Bild 6:

Wärmeübergangskoeffizient α und Exponent n der Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Siededruck p^* für tiefsiedende Flüssigkeiten [1]. Die Ausgleichskurve oben entspricht Gl. (4b), die Kurve unten Gl. (5b).



3.2 Einfluß der Heizwandeigenschaften

Zum Einfluß von Material und Oberflächenstruktur der Heizfläche auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden läßt sich noch keine in einem größeren Druckbereich geltende Vorschrift 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 durch einen von Stephan gefundenen Zusammenhang mit der nach DIN 4762 gebildeten mittleren Glättungstiefe R_p umgerechnet werden [5]:

$$\alpha \sim R_p^{0,133} \quad (6).$$

Damit gilt für den Faktor C'_W in Gl. (3a):

$$C'_W = (R_p/R_{p0})^{0,133} \quad (6a),$$

mit $R_{p0} = 1 \mu m$. In einer neueren Arbeit kommen Nishikawa und Mitarbeiter aufgrund von Messungen an den Halogenkältemitteln R21 (CH_2Cl_2),

R113(C₂F₃Cl₃) und R114(C₂F₄Cl₂) mit unterschiedlich geschmirgelten, ebenen Heizflächen von 40 mm Durchmesser zu dem Ergebnis [6]:

$$\alpha \sim R_p^{0,2(1-p^*)} \quad (6b).$$

Demnach nimmt der Einfluß der Rauigkeit bei Heizflächen, die auf diese Weise behandelt sind, mit wachsendem Druck monoton ab; beispielsweise fällt der Exponent von R_p dadurch von 0,2 auf 0,133, wenn der Druck von 0 auf ein Drittel des kritischen Druckes ansteigt.

3.3 Bezugswert α_0

Faßt man den Faktor C_F' für den Einfluß der Flüssigkeitseigenschaften mit dem Bezugswert α_0 zusammen, so läßt sich Gl.(3a) unter Berücksichtigung von 3.1 und 3.2 umformen in

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left[\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} \right]^{n(p^*)} \cdot F'(p^*) \cdot \left[\frac{R_p}{R_{p0}} \right]^{0,133} \quad (7).$$

Tabelle 1 enthält experimentelle Werte von α_0 für technisch wichtige Flüssigkeiten aus einer Auswertung der Literatur; dabei liegt der angegebene Wert für einige Stoffe aus Gründen einer sicheren Abschätzung eher etwas unter dem experimentell gefundenen Mittelwert*).

Daneben sind auch berechnete Werte von α_0 angegeben, die auf eine von Stephan und Preußer entwickelte Beziehung zurückgehen [7],

$$\begin{aligned} Nu = \frac{\alpha d_a}{\lambda'} = 0,1 \cdot \left[\frac{\dot{q} d_a}{\lambda' T_s} \right]^{0,674} \cdot \left[\frac{\rho''}{\rho'} \right]^{0,156} \\ \cdot \left[\frac{\Delta h_v d_a^2}{a'^2} \right]^{0,371} \cdot \left[\frac{a'^2 \rho'}{\sigma d_a} \right]^{0,350} \cdot \left[\frac{\eta' c'_p}{\lambda'} \right]^{-0,162} \end{aligned} \quad (8),$$

mit $d_a = 0,0146 \beta \left[2\sigma/g(\rho' - \rho'') \right]^{0,5}$ und $\beta = 45^\circ$ bei Wasser, 1° bei Tiefsiedern sowie 35° bei anderen Flüssigkeiten. Die mit ' bezeichneten Größen in Gl.(8) beziehen sich auf die siedende Flüssigkeit, die mit '' bezeichnete Größe auf den gesättigten Dampf.

Die Gegenüberstellung von $\alpha_{0 \text{ ber.}}$ und $\alpha_{0 \text{ exp.}}$ in Tab.1 zeigt, daß die Abweichungen der berechneten von den Meßwerten für eine größe-

*)

Auch die pauschale Zuordnung sämtlicher Meßwerte zu einer mittleren Glättungstiefe $R_{p0} = 1 \mu\text{m}$ in Tab.1 entspricht unter Berücksichtigung von Gl.(6) einer Abschätzung auf der sicheren Seite, da R_p von Heizflächen in Versuchsanlagen in der Regel geringer ist: Für gedrehte, gezogene, fein geschmirgelte oder ähnlich bearbeitete Flächen im Neuzustand gilt: $R_p = 0,2$ bis $1 \mu\text{m}$.

re Anzahl von Stoffen verhältnismäßig gering sind (und der experimentellen Streugrenze bei unterschiedlichen Autoren entsprechen); bei größeren Abweichungen ergäbe sich meist eine Apparateauslegung auf der sicheren Seite (Ausnahmen: Methan, Helium; in geringem Maß auch Ethan, Wasser, Ammoniak). Damit erscheint Gl.(8) auch für solche Flüssigkeiten geeignet, für die keine bzw. keine auf technische Heizflächen übertragbaren Meßwerte vorliegen (zur Übertragbarkeit von Meßergebnissen an unterschiedlichen Heizflächen vgl. auch [1], Ha 8).

4. Blasensieden an Rippenrohren: Ergänzung des Berechnungsverfahrens

Es ist bekannt, daß der Wärmeübergang beim Blasensieden an außen berippten, horizontalen Rohren besser ist als an glatten Rohren, vor allem bei niedrigen Wärmestromdichten im Bereich schwach ausgeprägter Blasenverdampfung, vgl. z.B. Bild 17 im Beitrag von Mitrović. Bild 7 zeigt hierzu weitere Ergebnisse für zwei Halogen-Kältemittel am einzelnen Glatt- und Rippenrohr im Druckbereich zwischen ca. 0,3% und 30% des kritischen Druckes. Daraus geht hervor, daß der auf die äußere Rohroberfläche bezogene Wärmeübergangskoeffizient α bei gleichen Betriebsbedingungen im gesamten untersuchten Bereich größer oder gleich demjenigen am Glattrohr ist. (Wie in Abschn.2 ist α in Bild 7 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: sog. "scheinbarer" Wärmeübergangskoeffizient.) Die Verbesserung von α ist auf die bei der Rohrherstellung entstehende starke Rauigkeit an den Rippenspitzen und auf eine Zusatzkonvektion durch die an den Rippenflanken hochsteigenden Blasen zurückzuführen.

Das in Abschn.3 dargestellte Rechenverfahren läßt sich prinzipiell dadurch auf ein einzelnes Rippenrohr bzw. ein Rippenrohrbündel übertragen, daß Gl.(3a) durch einen oder mehrere Faktoren C'_G ergänzt wird, die den Einfluß der veränderten Heizflächengeometrie und vor allem ihrer anderen Oberflächenstruktur auf den Wärmeübergangskoeffizienten berücksichtigen. Da diese Veränderungen jedoch Rückwirkungen auf alle übrigen Einflußgrößen in Gl.(3a) nach sich ziehen, muß dabei zu jedem der bisher für das Glattrohr behandelten Einflüsse ein Korrekturterm angegeben werden.

Tab. 1: Wärmeübergangskoeffizienten α_o für verschiedene Stoffe
 bei $p_o^* = (p/p_c)_o = 0,03$, $\dot{q}_o = 20\,000\text{ W/m}^2$, $R_{po} = 1\text{ }\mu\text{m}$
 Heizflächen zu $\alpha_{o,\text{exp}}$: Überwiegend horizontale Einzelrohre

Stoff	Formel	p_c bar	$\alpha_{o,\text{ber.}}$ $\text{W/m}^2\text{K}$	$\bar{\alpha}_{o,\text{exp.}}$ $\text{W/(m}^2\text{K)}$
Methan	CH_4	46,4	4585	2700
Ethan	C_2H_6	49,07	2965	2250
Propan	C_3H_8	40,6	2274	2100
Butan	C_4H_{10}	37,97	1880	1800
Pentan	C_5H_{12}	33,48	1745	1800 ^{a)}
Hexan	C_6H_{14}	30,3	1618	1900 ^{a)}
Heptan	C_7H_{16}	27,5	1380	1800 ^{a)}
Benzol	C_6H_6	48,98	1555	1000 - 2000 ^{b)}
Toluol	C_7H_8	40,5	1654	1200 - 1800 ^{b)}
Diphenyl	$\text{C}_{12}\text{H}_{10}$	38,0	1154	1200 ^{a)}
Methanol	CH_4O	80,92	1579	1700 - 3700 ^{b)}
Ethanol	$\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$	63,79	2101	2500
Propanol(1)	$\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$	47,64	1805	2200 ^{a)}
Propanol(2)	$\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$	53,8	1663	2900 ^{a)}
Butanol(2)	$\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$	44,13	1500	2550 ^{a)}
Aceton	$\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$	47,8	1859	1800 - 2700 ^{b)}
Sauerstoff	O_2	50,8	3943	an Cu 5400 ^{a)} an Pt 4100 ^{a)}
Argon	Ar	48,63	3611	an Pt 3800 ^{a)}
Stickstoff	N_2	33,93	4208	an Cu 6000 an Pt 4900 an VA 3200
Neon	Ne	27,22	9198	an Cu 12000 ^{a)}
Wasserstoff	H_2	13,0	10990	an Cu 14000 ^{a)}
Helium	He	2,29	35334 ^{e)}	an Cu 20000 ^{e)} an Pt 15000 ^{e)}

Fortsetzung von Tab. 1:

Stoff	Formel	p_c bar	$\alpha_{o,ber.}$ W/m^2K	$\bar{\alpha}_{o,exp.}$ $W/(m^2K)$
Fluortrichlormethan	$CFC1_3$ (R11)	43,8	1543	1600
Difluordichlormethan	CF_2Cl_2 (R12)	40,08	1895	2300
Trifluorchlormethan	CF_3Cl (R13)	38,6	2223	2200
Trifluorbrommethan	CF_3Br (R13B1)	39,8	1925	2000
Difluorchlormethan	CHF_2Cl (R22)	49,3	2194	2200
Fluoroform	CHF_3 (R23)	48,36	2773	2500 ^{a)}
Trifluortrichlor- ethan	$C_2F_3Cl_3$ (R113)	34,1	1241	1500
Tetrafluordichlor- ethan	$C_2F_4Cl_2$ (R114)	32,6	1398	2000
Pentafluorchlorethan	C_2F_5Cl (R115)	31,26	1646	2400
Hexafluorchlorpropan	C_3HF_6Cl (R226)	30,6	-	2100
Cycloooktafluorbutan	C_4F_8 (RC318)	28,02	1543	2400
Difluorchlormethan/ Pentafluorchlorethan	CHF_2Cl / C_2F_5Cl (R502)	40,8	1648	1800
Methylchlorid	CH_3Cl	66,79	2725	2500
Tetrachlormethan	CCl_4	45,58	1320	1050 bzw. 2750 ^{b)}
Tetrafluormethan	CF_4	31,9	2699	2700 ^{a)}
Wasser	H_2O	221,2	4335	3800
Ammoniak	NH_3	112,6	4597	4000
Kohlendioxid	CO_2	73,92	2386	2300 ^{c) d)}
Schwefelhexafluorid	SF_6	37,65	1615	2100 ^{d)}

a) Nur wenige experimentelle Daten verfügbar.

b) Experimentelle Streuung für Mittelwertbildung zu uneinheitlich.

c) Aus Messungen an dünnen Drähten auf Rohre extrapoliert.

d) Normierungsdruck unter Tripelpunktsdruck: $\alpha_{o,exp}$ auf p_o^* extra-
poliert.

e) α -Werte bei $p^* = 0,3$ (dabei $p_{He} = 0,69$ bar).

Auf solche Art sind Palen, Taborek und Yilmaz in einer theoretischen Studie vorgegangen [8] (s. unten). Da sich dieses Verfahren z.Zt. jedoch noch nicht auf eine genügende Zahl experimenteller Ergebnisse abstützen kann, um zuverlässige, quantitative Aussagen zu liefern - wie auch die genannten Autoren bestätigen -, werden im Folgenden lediglich verhältnismäßig einfache Abschätzungen für den veränderten Einfluß der Wärmestromdichte und des Siededruckes sowie den veränderten Absolutwert des Wärmeübergangskoeffizienten am einzelnen Rippenrohr gegeben und anschließend eine Übertragung auf das Rohrbündel diskutiert.

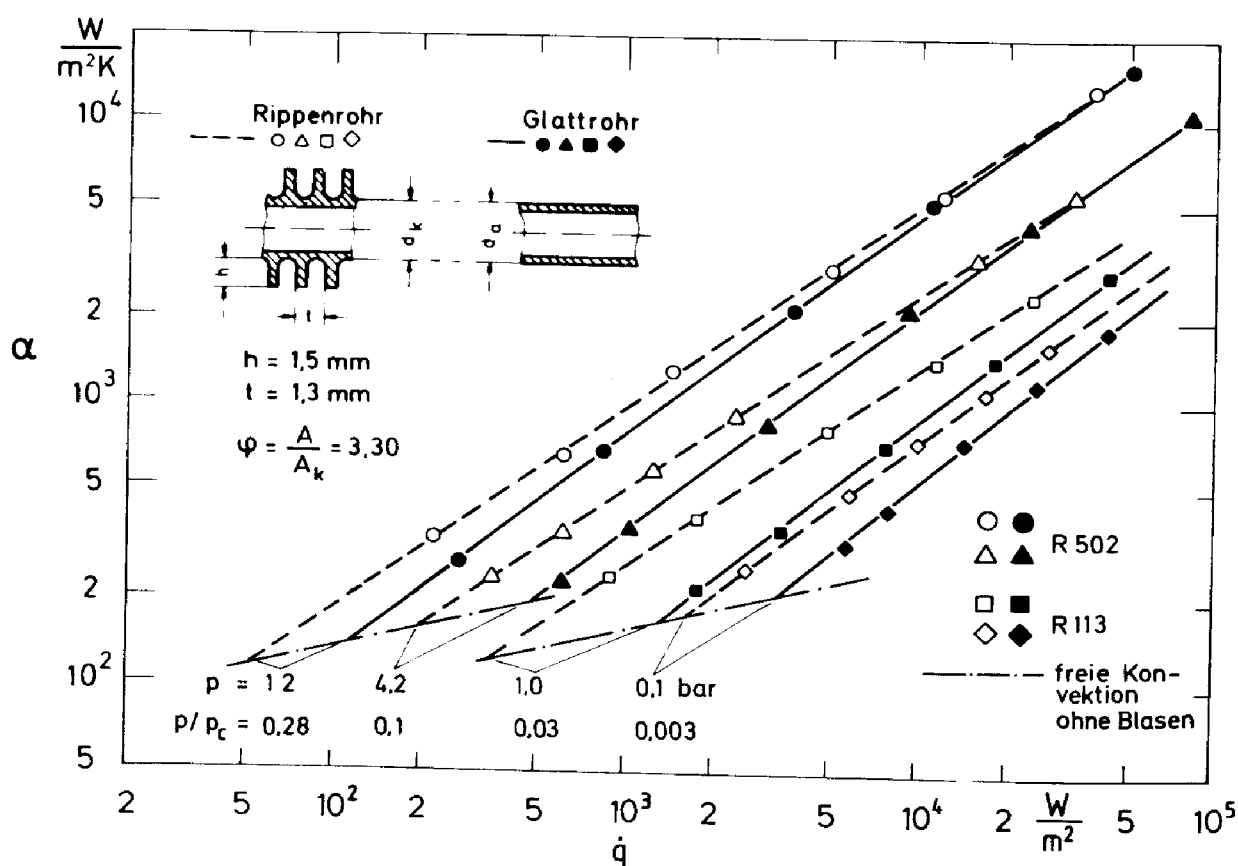


Bild 7: Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für ein Rippenrohr und ein Glattrohr mit dem Kernrohrdurchmesser des Rippenrohres beim Sieden der Kältemittel R502 und R113 [3].
Parameter: Siededruck p bzw. normierten Druck p^* ;
 α und \dot{q} sind jeweils auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogen.

4.1 Blasensieden am einzelnen Rippenrohr

Die Beschreibung der Ergebnisse für Rippenrohre in der Form der Gl. (3) bis (5) führt zu einem kleineren Exponenten n_r und einem schwächeren Druckeinfluß $F'_r(p^*)$ als beim Glattrohr, vgl. Bild 7. Für den Einfluß der Wärmestromdichte bei Rippenrohren erhält man als erste Abschätzung:

$$n_r(p^*) = n(p^*) - 0,1 \cdot h/t_1 \quad (9),$$

mit $n(p^*)$ = Exponent der Wärmestromdichte beim Glattrohr nach Gl. (4a) bzw. (4b), h = Rippenhöhe, t_1 = lichter Rippenabstand. Der schwächere Druckeinfluß läßt sich dadurch näherungsweise erfassen, daß in $F'(p^*)$ nach Gl. (5a) bzw. (5b) anstelle des normierten Druckes das Verhältnis von p^* zur Wurzel aus der Flächenvergrößerung ϕ eingeführt wird:

$$F'_r = F'(p/\sqrt{\phi}) \quad (10).$$

Gl. (9) und (10) sollten ohne zusätzliche experimentelle Absicherung nicht außerhalb des Druckbereiches $0,03 \leq p^* \leq 0,3$ angewendet werden.

Der Rauigkeitseinfluß kann bei Rippenrohren wegen der großen Unterschiede in der Oberflächenstruktur der Rippenspitzen und der restlichen Rohroberfläche nicht durch die für Glattrohre mit einheitlicher Rauigkeitsstruktur geltende Gl. (6) berücksichtigt werden. Eine entsprechende Beziehung für Rippenrohre fehlt zwar bisher, doch ist ein großer Teil des Rauigkeitseinflusses 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 ca. 10^5 W/m^2 und Drücken um den Normierungsdruck $p_o^* = 0,03$ für Glatt- und Rippenrohre im Mittel näherungsweise gleiche Wärmeübergangskoeffizienten ergeben, vgl. auch Bild 7*). Somit wird zunächst aus α_o nach Tab. 1 und aus $n(p_o^*)$ nach Gl. (4) der für beide Rohrarten geltende Wärmeübergangskoeffizient bei 10^5 W/m^2 berechnet und anschließend durch Rückrechnen auf $20\,000 \text{ W/m}^2$ mittels Gl. (9) für $n_r(p_o^*)$ der Bezugswert α_{or} erhalten.

Die Gleichungen (9) und (10) sowie die Abschätzung des Bezugswerts α_{or} für das einzelne Rippenrohr beruhen auf Versuchen mit relativ niedrig berippten Kupferrohren. Bei weniger gut wärmeleitendem Rippenmaterial bzw. bei höher berippten Rohren muß die Abnahme der Oberflächentemperatur des Rohres vom Rippengrund zur Rippenspitze für eine genaue Rechnung berücksichtigt werden, wobei die Rückwirkung der Oberflächentemperatur auf den örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten zu beachten ist.

4.2 Blasensieden am Rippenrohrbündel

Beim Blasensieden an der Außenseite eines Rohrbündels aus Glatt- oder Rippenrohren ergeben sich für niedrige und mäßige Wärmestromdichten höhere Wärmeübergangskoeffizienten als am Einzelrohr, vgl. Bild 8. Das wird einerseits durch die verstärkte Anströmung der untersten Rohrreihe infolge des Flüssigkeitszustroms zum gesamten Bündel und andererseits durch die Dampf/Flüssigkeitsströmung innerhalb des Rohrbündels verursacht. Auch dieser Beitrag zum Wärmeübergangskoeffizienten wird im Folgenden nur durch ein einfaches, wenig differenziertes Rechenverfahren abgeschätzt, da ein größerer Rechenaufwand aus Mangel an hierfür auswertbaren Versuchsdaten z.Zt. nicht gerechtfertigt erscheint.

In Anlehnung an [9] und [10] wird der mittlere Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}$ für das Rohrbündel aus dem Wärmeübergangskoeffizienten α_u der untersten Rohrreihe und der relativen Verbesserung $\bar{\alpha}/\alpha_u$ innerhalb des Bündels berechnet

$$\bar{\alpha} = \alpha_u \cdot \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} \quad (11).$$

Dabei wird α_u durch additive Überlagerung des Wärmeübergangskoeffizienten für das Blasensieden, α_{eB} , und für freie Konvektion ohne Blasen, α_{ek} , am Einzelrohr gebildet:

$$\alpha_u = \alpha_{eB} + f \cdot \alpha_{ek} \quad (12),$$

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 Literaturdaten näherungsweise

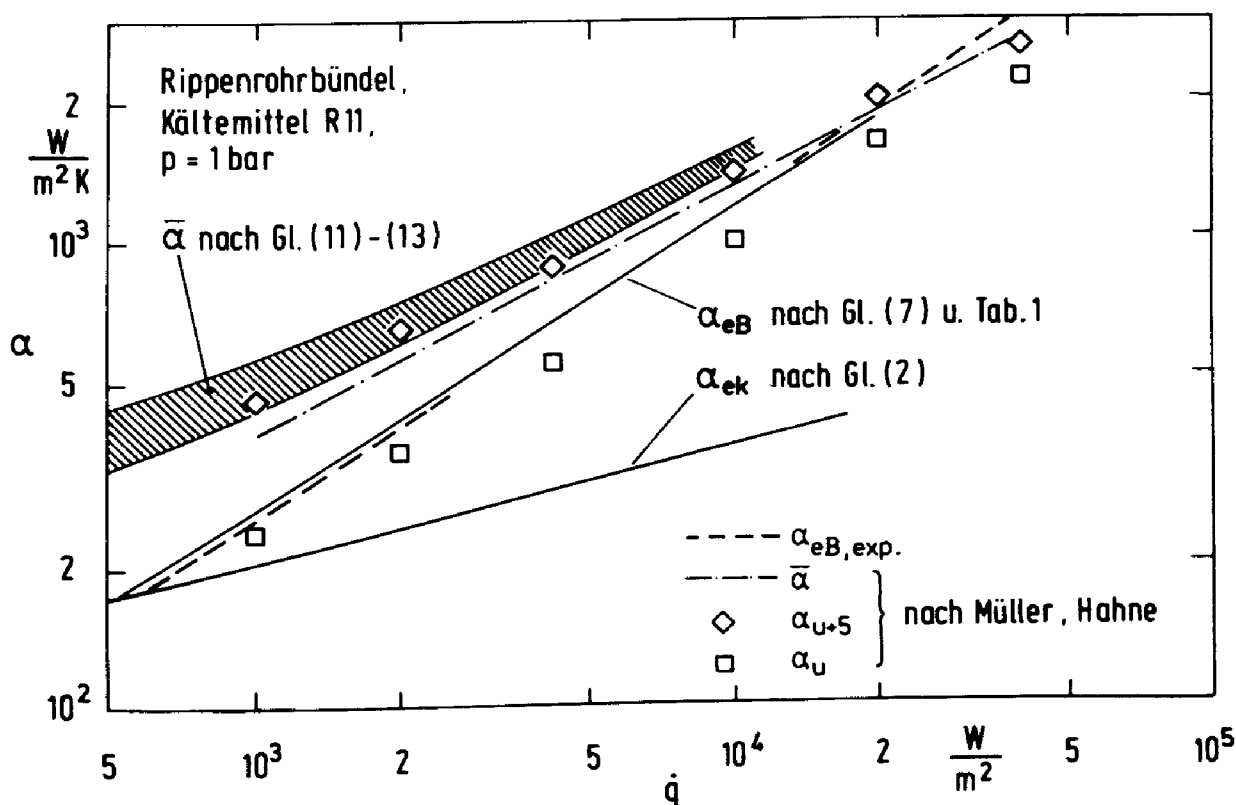
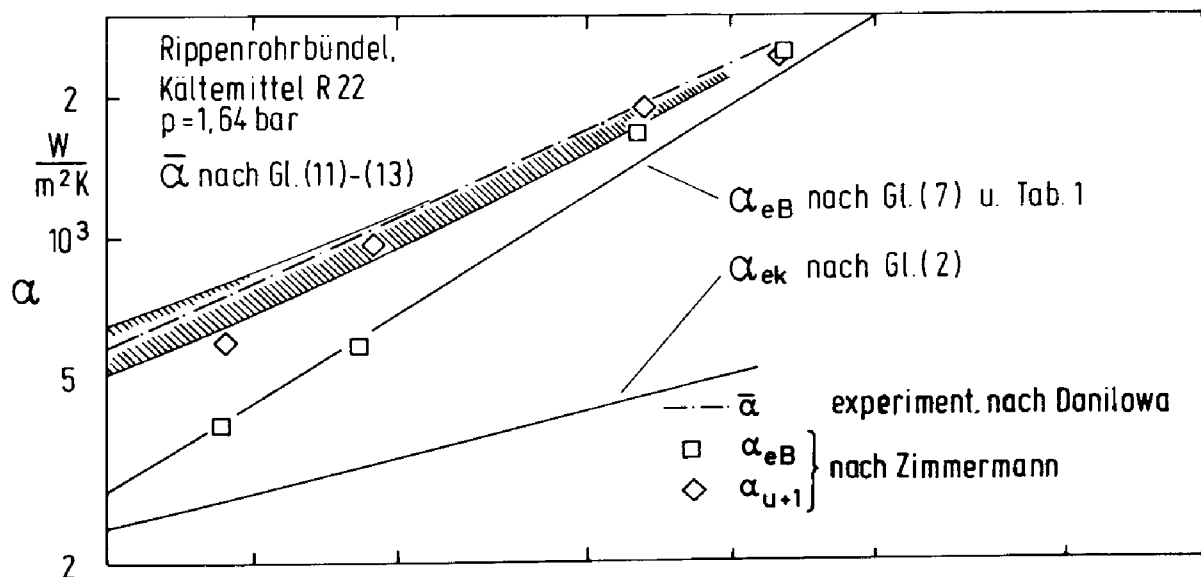


Bild 8: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte beim Blasensieden an Rippenrohrbündeln; Vergleich berechneter und gemessener Werte.

Oben: Kältemittel R22, Messungen von Danilowa [11] und von Zimmermann [12]. α_{u+1} bedeutet den Wärmeübergangskoeffizienten an der ersten Rohrreihe über der untersten.

Unten: Kältemittel R11, Messungen von Hahne und Müller [13]. α_{u+5} bedeutet den Wärmeübergangskoeffizienten an der fünften Rohrreihe über der untersten.

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} = 1 + \left[2 + \frac{\dot{q} \cdot \varphi}{1000 \text{ W/m}^2} \right]^{-1} \quad (13).$$

Gl. (13) ist für organische Flüssigkeiten nur im Belastungsbereich $1000 \leq \dot{q} \cdot \varphi \leq 20\,000 \text{ W/m}^2$ und bei Drücken $0,03 \leq p^* \leq 0,3$ anzuwenden; \dot{q} bedeutet die auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogene Wärmestromdichte und φ das Flächenverhältnis, mit $\varphi = 1$ für das Glattrohr*).

In Bild 8 ist die Auswertung der Gleichungen (11) bis (13) für Rippenrohrbündel veranschaulicht. Die obere Grenze des schraffierten Bereichs gilt jeweils für $f = 1$, die untere für $f = 0,5$. Man erkennt eine befriedigende Übereinstimmung mit den Meßwerten. Zuroberen Grenze des angegebenen Druckbereichs hin scheint das Rechenverfahren eher etwas zu hohe Wärmeübergangskoeffizienten zu liefern, worauf auch neue Messungen von Slipcević hinweisen [14]. Das dürfte damit zusammenhängen, daß die Zusatzkonvektion wegen der höheren Dampfdichte geringer wird **).

Die Beziehungen (11) bis (13) wurden für Verdampfer aufgestellt, bei denen $\dot{q} = \text{const}$ für das gesamte Bündel gilt. Diese Voraussetzung ist bei flüssigkeitsbeheizten Bündeln mit Sicherheit nicht erfüllt. Dort ist aus der Temperaturdifferenz zwischen Heizmedium und siedender Flüssigkeit am Anfang des Bündels die Wärmestromdichte für einzelne Bündelsegmente oder einzelne Rohrreihen hochzurechnen und sinngemäß zu verfahren.

Außerdem wird bei diesem Rechnungsgang davon ausgegangen, daß dem Rohrbündel die Flüssigkeit im Siedezustand und in reiner Form zuströmt. Eine nennenswerte Unterkühlung und Verunreinigungen der

*) Der Normierungswert und die Bereichsgrenzen zum Produkt $\dot{q} \cdot \varphi$ sind zu vergrößern, wenn Gl. (13) für Flüssigkeiten benutzt wird, die eine wesentlich größere Verdampfungsenthalpie als Kohlenwasserstoffe oder Halogenkältemittel besitzen und damit die für den Bereich des Blasensiedens charakteristischen Wärmestromdichten \dot{q} höher liegen; bei Wasser könnte dies ein Vielfaches der obigen Werte betragen.

**) Durch Einführen eines druckabhängigen Faktors $f(p^*)$ in Gl. (12) könnte dem Rechnung getragen werden. Die derzeitigen experimentellen Unterlagen sind hierfür jedoch noch zu spärlich.

Flüssigkeit, die in technischen Verdampfern in der Regel nicht auszuschließen sind, können zu einer deutlichen Abschwächung der Verbesserung von α gegenüber dem Einzelrohr führen, vor allem bei den niedrigsten Wärmestromdichten.

Eine ähnliche Abschwächung zeigen auch neue Messungen von Hahne und Müller mit dem Kältemittel R11 an einem sechsstufigen Rippenrohrbündel [15], vgl. Bild 9. Wie man sieht, tritt dies für die zweite Rohrreihe am stärksten hervor, für die die größte relative Erhöhung von ca. 75% bei 2000 W/m² auf ca. 45% bei 900 W/m² zurückgeht; bei den übrigen Rohrreihen ist der Effekt allerdings merklich geringer. Die Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten gegenüber dem Einzelrohr ist im Mittel bei etwa 20 000 W/m² verschwunden, was sich auch aus einer Extrapolation der Gl. (11) bis (13) ergeben würde, vgl. Bild 8, unten.

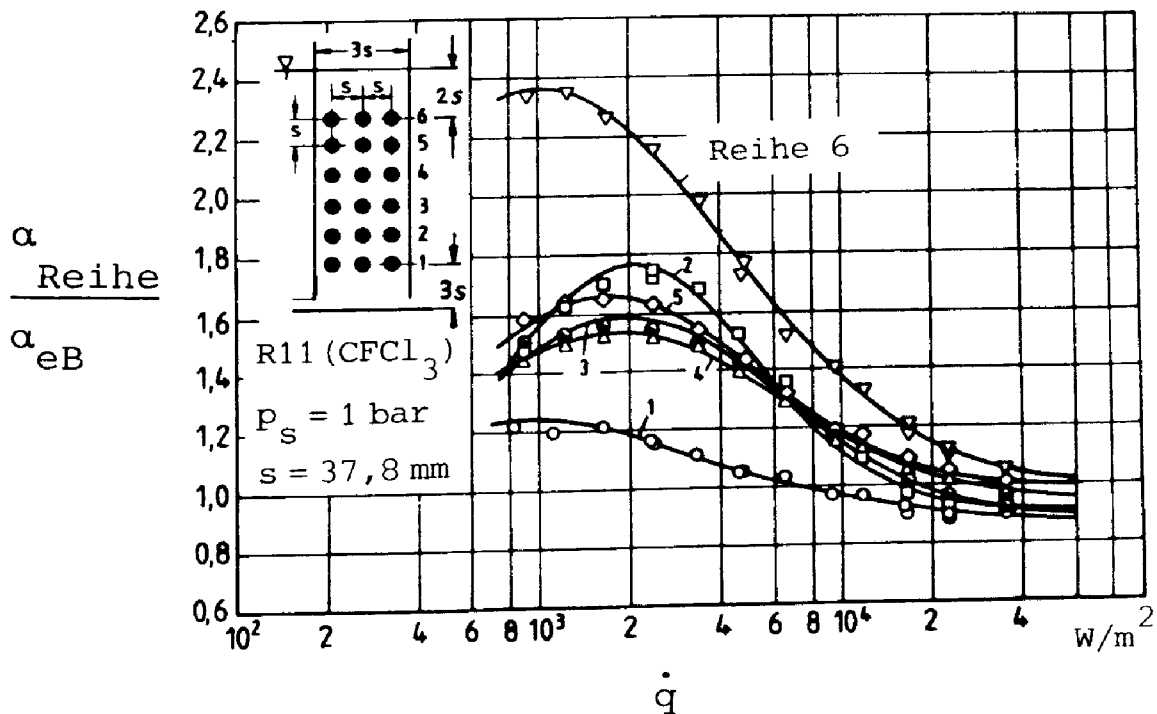


Bild 9: Relative Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten in den Rohrreihen eines Bündels im Vergleich zum Wärmeübergangskoeffizienten des Einzelrohres [15]. α_{eB} bedeutet dabei den Wärmeübergangskoeffizienten des mittleren Rohres einer Reihe, wenn nur dieses Rohr beheizt wird.

Eine Modifikation des Rechenverfahrens Gl. (11) bis (13) hat Slipcević für Kältemittel-Verdampfer vorgeschlagen [14]. Dabei wird Gl. (12) durch eine geometrische Mittelung für α_u ersetzt,

$$\alpha_u = \sqrt{\alpha_{eB}^2 + \alpha_{ek}^2} \quad (12a),$$

und α_{eB} nach einer Gleichung von Slipcević und Zimmermann berechnet [13]; alle übrigen Rechenschritte bleiben unverändert. In einem Vergleich mit Messungen an Halogenkältemitteln findet Slipcević dadurch im Mittel eine etwas bessere Anpassung an die Meßwerte als mit Gl. (11) bis (13) [14].

Palen, Taborek und Yilmaz gehen nach der in Abschn. 4 eingangs diskutierten Methode vor, einer Gleichung analog Gl. (3) bzw. (3a) weitere Faktoren anzufügen. Der Einfluß von Geometrie und Oberflächenstruktur beim einzelnen, berippten oder besonders strukturierten Rohr wird durch einen Faktor $F_{s,1}$ und der Bündeleinfluß durch einen Faktor F_b erfaßt [8]. $F_{s,1}$ ist eine Funktion von \dot{q}/\dot{q}_0 , p^* und beim Gemischsieden von weiteren Größen, die die Verschlechterung des Wärmeübergangskoeffizienten gegenüber dem Reinstoffsieden beschreiben. F_b wird mit dem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ des Bündels gebildet, wobei $\bar{\alpha}$ additiv aus einem Konvektionsanteil α_{tp} der Zweiphasenströmung und aus α_{eB} für das Blasensieden am Einzelrohr,

$$\bar{\alpha} = \alpha_{tp} + s \cdot \alpha_{eB} \quad (14),$$

mit $0 \leq s \leq 1$ zusammengesetzt wird. Der Vorfaktor s berücksichtigt pauschal eine Unterdrückung der Blasenbildung infolge des Abbaus der überhitzten Flüssigkeitsgrenzschicht an der Heizwand durch zuströmende gesättigte oder unterkühlte Flüssigkeit (vgl. auch die Diskussion zu Bild 9). Für F_b wird die empirische Funktion

$$F_b = \frac{\alpha_{tp} + s \cdot \alpha_{eB}}{\alpha_{eB}} = 1 + \left[\frac{C_b}{F_{s,1}} \right]^{m_1} \cdot \left[\frac{1 - \psi_b}{\psi_b} \right]^{m_2} \quad (15)$$

angegeben, die einen Normierungswert C_b für das Bündel und einen mit Durchmesser und Länge des Bündels sowie der gesamten Wärmeüber-

tragungsfläche gebildeten Geometriefaktor ψ_b enthält:

$$\psi_b = \pi D_b L_b / A \quad (16).$$

In einer weitergehenden Analyse wird von den Autoren analog zu $F_{s,1}$ ein weiterer Faktor $F_{s,b}$ eingeführt, um veränderte Bündeleffekte bei der Verwendung berippter bzw. besonders strukturierter Rohre zu erfassen. Eine zentrale Rolle spielen dabei die Vorfaktoren s , über die bisher erst unzureichende Informationen vorliegen. Sobald detailliertere Versuchsergebnisse über die örtlichen Wärmeübertragungsvorgänge innerhalb von Rohrbündeln bekannt sind, sollten die Rechenvorschriften in [8] wieder aufgegriffen und weiterbearbeitet werden.

5. Blasensieden an besonders strukturierten Rohren

Sämtliche Versuche, die in den bisher vorliegenden und von Mitrović im Übersichtsbeitrag zusammengefaßten Arbeiten über das Sieden an besonders strukturierten Rohren unternommen wurden, um Berechnungsgleichungen für den Wärmeübergangskoeffizienten zu entwickeln, haben allenfalls zu einer empirischen Darstellung einzelner Versuchsserien oder zu noch nicht genügend überprüften theoretischen Ansätzen geführt. Statt einer Behandlung derartiger Ergebnisse wird nachfolgend in Ergänzung des Übersichtsbeitrags auf einige neue experimentelle Untersuchungen eingegangen.

5.1 Einzelrohr

Marto und Hernandez führten an einem Gewa-T-Rohr beim Blasensieden des Kältemittels R113 ($C_2F_3Cl_3$) Messungen unter Atmosphärendruck durch, indem sie über das Gewa-T-Rohr aus Kupfer 0,45 mm starke Aluminium-Hülsen mit verschiedenen weiten Längsschlitzten auf Unter- und Oberseite schoben, um die Blasenströmung am Rohr zu begünstigen [17]. In einer weiteren Versuchsserie drehten sie die Rippenstruktur des Gewa-T-Rohres stufenweise ab und polierten schließlich das am Ende übrigbleibende Kernrohr. Bild 10 zeigt die wesentlichen Ergebnisse in zusammengefaßter Form, wobei Wärmeübergangskoeffizient und Wärmestromdichte jeweils auf die Kernrohroberfläche bezogen sind. Zum Vergleich sind nach dem Verfahren aus Abschn. 3 und 4 berechnete Werte für Glatt- und Rippenrohre, die sich inner-

halb der experimentellen Streugrenze mit den Versuchsergebnissen aus Bild 7 decken, ebenfalls in das Diagramm übernommen.

An den beiden strichpunktierten Linien erkennt man zunächst, daß die Hülse mit einem schmalen Längsschlitz unten (85°) und einer weiten Öffnung oben (60°) den Wärmeübergang bei niedrigen Wärmestromdichten erheblich verbessert, bei sehr hohen dagegen verschlechtert. Der Effekt ist bei niedrigen Wärmestromdichten offenbar auf eine erhöhte Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit an der Rohrunterseite und einen dadurch verbesserten Blasenaustrag nach oben zurückzuführen, während bei sehr hohen Wärmestromdichten nicht genügend Flüssigkeit durch den unteren Schlitz nachgeliefert wird. Der Vergleich der unteren strichpunktierten Linie mit der gestrichelten Geraden für das Rippenrohr zeigt eine ganz entsprechende Verbesserung durch das Gewa-T-Rohr wie in Bild 3 für das Kältemittel R11.

Die durch Quadrate gekennzeichneten Messungen mit den um den verdickten Teil gekürzten Rippen des Gewa-T-Rohres (vgl. Bild 19 bei Mitrović) stehen in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des ursprünglichen Rippenrohres (gestrichelte Gerade): Wie zu erwarten, ergeben sich mit den kürzeren Rippen insgesamt etwas niedrigere Werte von α_K . Der relative Unterschied ist bei schwacher Blasenverdampfung größer als bei ausgeprägter, da die gesamte Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten durch die Berippung bei hohen Wärmestromdichten verschwindet, vgl. Bild 7.

Die Glattrohrmessungen liefern nur bei hohen Wärmestromdichten das zu erwartende Ergebnis, wonach die gedrehte Oberfläche (Kreise) durch das Rechenverfahren Gl.(3)ff. erfaßt wird und die polierte Oberfläche (Kreise mit waagrechtem Strich) zu merklich niedrigeren Wärmeübergangskoeffizienten führt. Als Ursache für das Ansteigen der Glattrohrwerte bis auf diejenigen des Rippenrohres bei niedrigen Wärmestromdichten ist eine erhöhte Oberflächenrauigkeit mit vielen großen, durch den Drehvorgang erzeugten Vertiefungen zu vermuten; Analoges gilt für die verhältnismäßig hohen α_K -Werte der polierten Oberfläche bei niedrigen Wärmestromdichten, die möglicherweise durch die Blasenbildung an vereinzelt großen Restvertiefungen hervorgerufen sind (vgl. auch [18]).

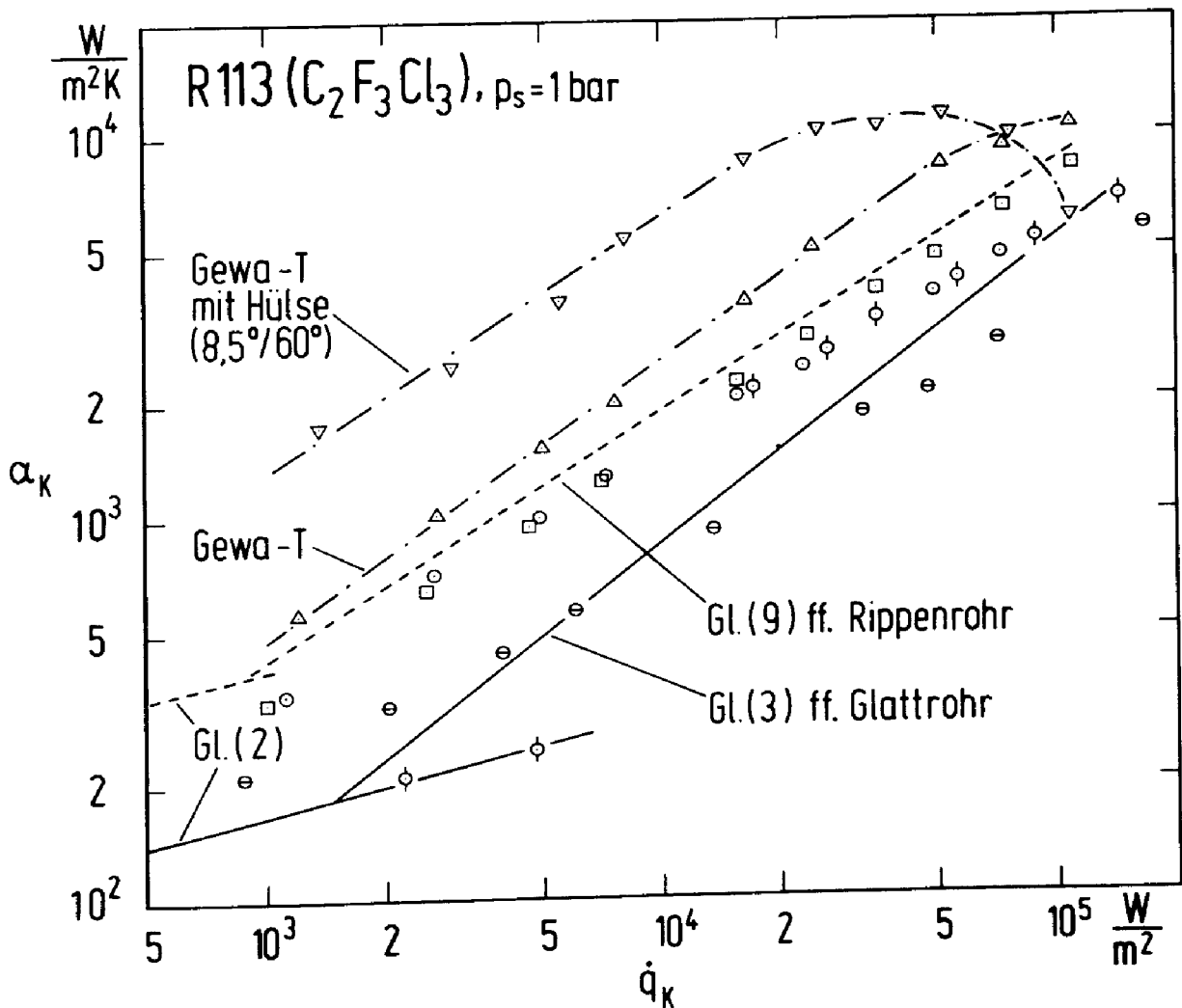


Bild 10: Wärmeübergangskoeffizient α_K in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q}_K für die Verdampfung des Kältemittels R113 bei Atmosphärendruck an horizontalen Kupferrohren mit unterschiedlicher Geometrie.

Messungen am Gewa-T-Rohr [17]:

--- Gewa-T-Rohr mit geschlitzter Alu-Hülse (oben)

--- Gewa-T-Rohr in normaler Ausführung (unten)

□ Rippen teilweise abgedreht

○ Rippen völlig abgedreht

◊ Rippen völlig abgedreht und steigende Wärmestromdichte

● Rippen völlig abgedreht und polierte Oberfläche

----- Verdampfung am Rippenrohr (Gewa-Rohr) nach Gl. (2) u. (9) ff.

----- Verdampfung am Glattrohr nach Gl. (2) u. (3) ff.

Für sämtliche Rohrkonfigurationen wurde der Hystereseeffekt bei beginnender Blasenverdampfung mitgemessen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur die Ergebnisse für die gedrehte Glattrohroberfläche in Bild 10 aufgenommen (Kreise mit senkrechtem Strich); sie decken sich mit früheren Messungen an Glatt- und Rippenrohren, vgl. Bild 3. Ein ähnlich ausgeprägter Effekt wie der von Stephan/Mitrović am Gewa-T-Rohr gefundene [4] wurde dabei nicht festgestellt (was möglicherweise mit der in [17] angewendeten Versuchstechnik zusammenhängt). Insgesamt kommen die Autoren zu der Schlußfolgerung, daß die Breite des Dampfauslaßspalts und die Größe des Kanalvolumens zwischen den Rippen die wesentlichen Parameter für das Betriebsverhalten des Gewa-T-Rohres sind.

An einer ebenen, horizontalen Platte führten Kajikawa, Takazawa und Mizuki systematische Messungen mit siedendem R11 bei Atmosphärendruck durch, wobei die Platte nacheinander mit 26 unterschiedlichen aufgesinterten Netzstrukturen aus Edelstahlfasern beschichtet war [19]. Die Ergebnisse sollten Aufschluß über die Eignung solcher Oberflächen für einen Rohrbündelverdampfer zur Ausnutzung der Meereswärme (OTEC-Projekt) liefern. Bild 11 enthält die Meßergebnisse für die drei Oberflächen 21, 22 und 23, die die größte Verbesserung gegenüber dem Glattrohr bzw. der ebenen, unbeschichteten Platte bewirkten. Obwohl die sehr einfache Versuchstechnik zu großen Streuungen führt, bestätigt sich die pauschale Aussage der Autoren, wonach der Wärmeübergang etwa um einen Faktor Zehn verbessert wird: Nach Tab.1 und Gl.(5a) erhält man $\alpha = 1440 \text{ W/m}^2$ bei $\dot{q} = 20\,000 \text{ W/m}^2$ und somit $\Delta T = 13,9 \text{ K}$. Bei einem um den Faktor Zehn verbesserten Wärmeübergang für $\dot{q} = \text{const}$ ergäbe sich ein Betriebspunkt im Zentrum des experimentellen Punkthaufens (vgl. die ausgefüllten Kreise in Bild 11).

Über die Zahl der übereinander angeordneten Faserschichten, N_{th} , bzw. über einen dimensionslosen Strukturparameter ψ (mit kompliziertem Aufbau) wird eine Erklärung der Betriebsweise derart beschichteter Verdampfer-Heizflächen versucht. Bild 12 zeigt, daß dies nur sehr unvollkommen gelingt: Weder die Variation von N_{th} noch diejenige von ψ scheint sich signifikant auf α auszuwirken, wenn man die experimentelle Streubreite mit in Betracht zieht.

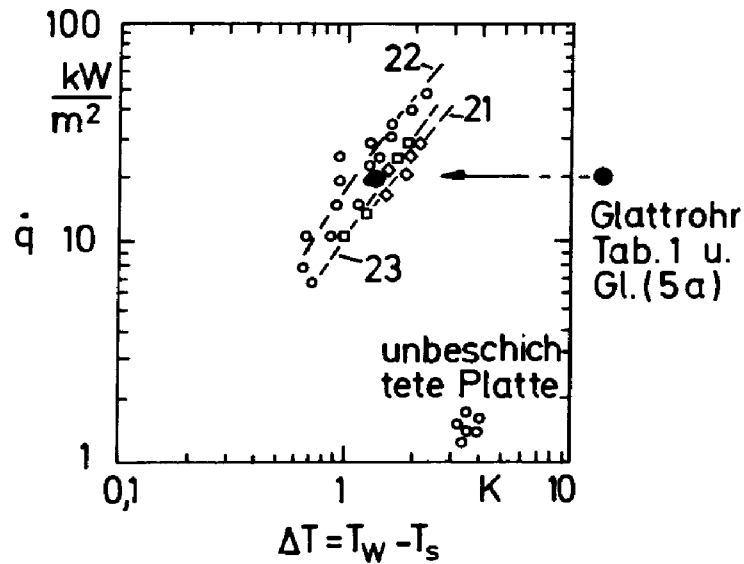


Bild 11: Wärmestromdichte in Abhängigkeit von der Heizflächenüberhitzung beim Sieden von R11 an einer horizontalen, ebenen Platte mit unterschiedlicher, aufgesinterter Faserstruktur auf der Oberfläche (Meßreihe 21, 22, 23). [19]
 Vergleich mit der unbeschichteten Platte und einem Glattrohrwert nach Tab.1 und Gl.(5a).

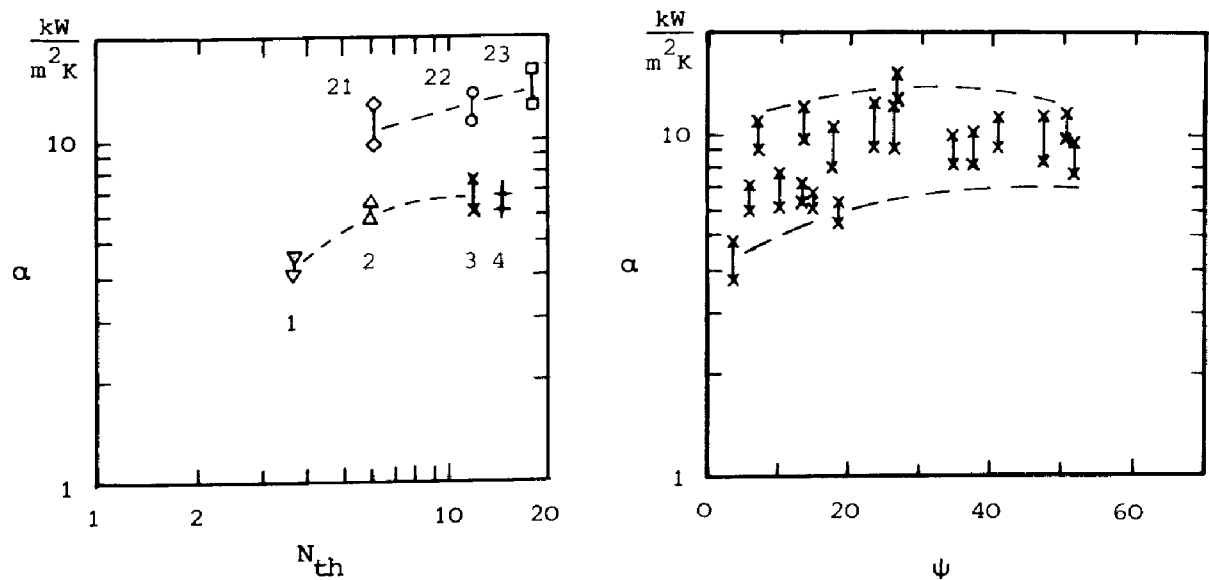


Bild 12: Interpretation des Wärmeübergangskoeffizienten durch die Zahl übereinander angeordneter Faserschichten, N_{th} (links) und den dimensionslosen Strukturparameter ψ (rechts);
 links für die ausgewählten Faserstrukturen Nr.1 - 4 und 21 - 23,
 rechts für sämtliche 26 untersuchten Strukturen (Ergebnisse teils zusammenfallend).

In Bild 13 sind erste Messungen bei der Verdampfung von Ammoniak (das als Arbeitsmedium in OTEC-Anlagen diskutiert wird) an einem faserbeschichteten Rohr entsprechenden Ergebnissen für andere Rohre mit strukturierten Oberflächen (Thermoexcel- und Linde-Rohr) gegenübergestellt. Man erkennt, daß mit der in [19] untersuchten Oberflächenstruktur ähnliche Wärmeübertragungseigenschaften wie mit den beiden anderen erzielt werden.

5.2 Rohrbündel

Während für Glatt- und Rippenrohre bei schwacher Blasenverdampfung am Rohrbündel stets eine Verbesserung des Wärmeübergangs im Vergleich zum Einzelrohr festgestellt wird (vgl. Abschn.4.2), ist das entsprechende Ergebnis für Bündel aus besonders strukturierten Rohren uneinheitlich. Aus Bild 13 geht für das Linde-Rohr z.B. der umgekehrte Effekt hervor, ebenso aus Bild 14 für das Gewa-T-Rohr [20]. Yilmaz, Palen und Taborek berichten auch für das Thermoexcel-Rohr von einem zu Bild 14 völlig analogen Verhalten [20]. Demgegenüber wurde von anderen Autoren auch bei Verwendung strukturierter Rohre eine Verbesserung des Wärmeübergangs am Bündel gemessen (vgl. [20]). Offenbar ist es je nach Betriebsbedingungen und Bündelgeometrie

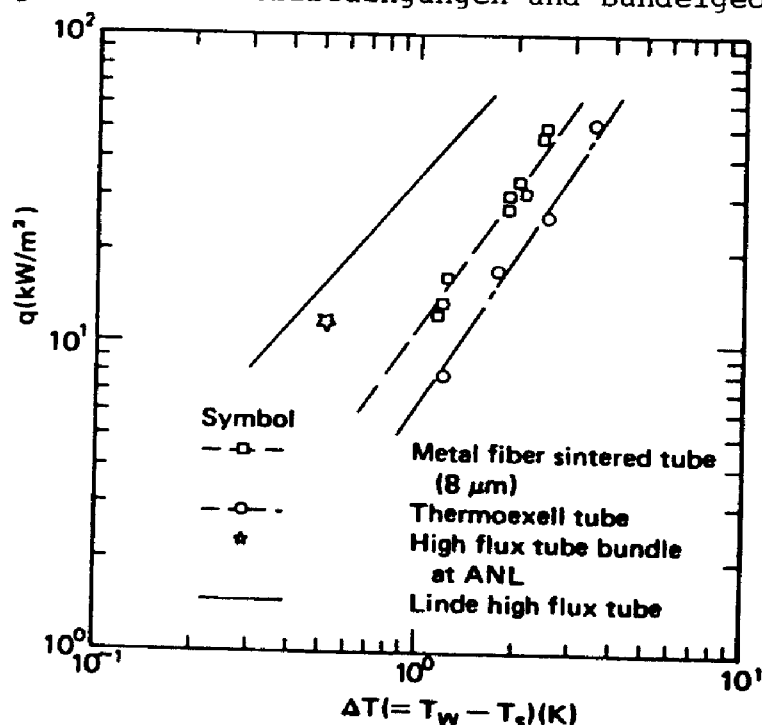


Bild 13: Erste Messungen mit dem faserbeschichteten Rohr (Quadrate) und Vergleich mit zwei anderen Rohren mit poröser Oberfläche bei der Verdampfung von Ammoniak.

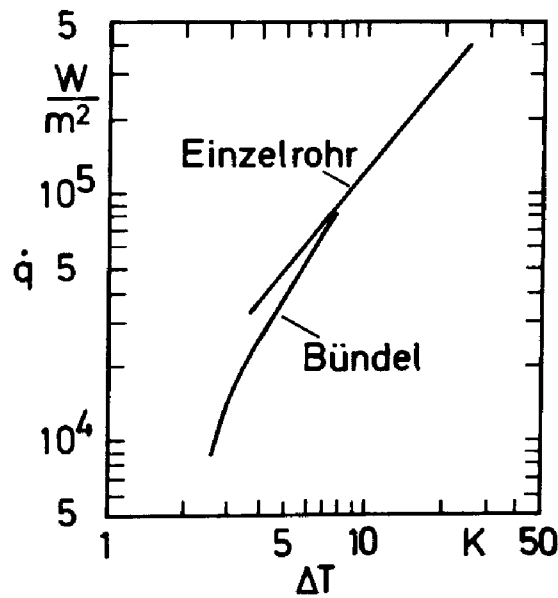


Bild 14: Wärmeübergang beim Sieden von p-Xylol unter Atmosphärendruck am Einzelrohr und am Rohrbündel für Gewa-T-Rohre [20].

möglich, daß die mit einer teilweisen Unterdrückung der Blasenbildung verbundene Verschlechterung des Wärmeübergangs durch eine Verbesserung des Wärmeübergangs infolge von Strömungsvorgängen entweder kompensiert oder nicht völlig kompensiert oder überkompensiert wird.

Neue Ergebnisse für den Fall, daß sich diese Effekte gerade kompensieren, zeigt Bild 15 zum Sieden des Kältemittels R113 bei Atmosphärendruck nach Messungen von Koyama und Hashizume an einem Bündel aus Rohren des Typs ECR-40 (vgl. Bild 28 bei Mitrović) [21]. In die Darstellung des Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte sind Meßpunkte eingetragen, die jeweils für die oberste Reihe eines 10-reihigen Bündels in einer Anordnung entsprechend Bild 9 gelten. Die Gerade bzw. die geschwungene Kurve geben die Messungen beim Blasensieden am Einzelrohr wieder (glatt- bzw. strukturiert)*). U_F bedeutet die Dampfgeschwindigkeit an der oberen

*) Die Messungen mit dem Einzelrohr wurden in derselben Apparatur wie die Bündelmessungen durchgeführt.

Nach Tab.1 und Gl. (4a) würde die Gerade für das Glattrohr geringfügig steiler verlaufen und bei $q_0 = 20000 \text{ W/m}^2$ mit der durch Dreiecke gekennzeichneten Meßreihe exakt übereinstimmen.

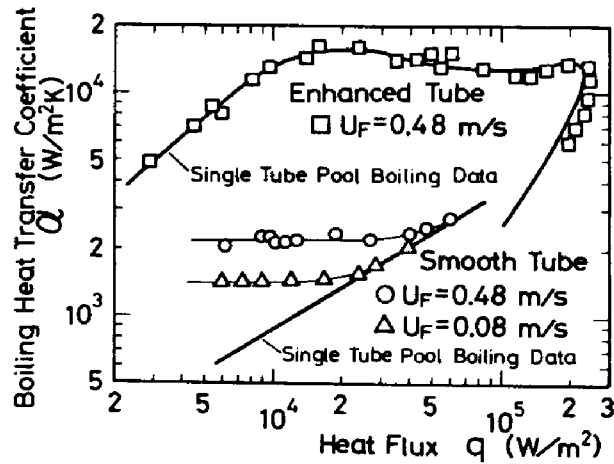


Bild 15: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte für die Verdampfung von R113 bei Atmosphärendruck an glatten Rohren und an strukturierten Rohren des Typs ECR-40. Vergleich von Einzelrohrergebnissen mit denjenigen an der obersten Reihe des Bündels [21].

Rohrreihe, bezogen auf den freien Querschnitt. Während sich für die Rohrreihe aus Glattrohren gegenüber dem Einzelrohr eine deutliche Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten ergibt, die für die niedrige Dampfgeschwindigkeit in Übereinstimmung mit Gl.(11) bis (13) bei Wärmestromdichten über ca. $20\,000\text{ W/m}^2$ verschwindet, fallen die Messungen am Einzelrohr und an der Rohrreihe für die strukturierte Oberfläche im gesamten untersuchten Belastungsbereich bis jenseits der maximalen Wärmestromdichte des Blasensiedens zusammen.

Die Autoren entwickeln eine Beziehung für den Wärmeübergangskoeffizienten bei Zweiphasenströmung im Bündel und kommen zu folgender für Bündel aus glatten und aus strukturierten Rohren übereinstimmenden Berechnungsvorschrift für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$:

$$\bar{\alpha} = \alpha_{eB} \quad , \quad \text{falls } \alpha_{eB} > \alpha_{tp}$$

und

$$\bar{\alpha} = \alpha_{tp} \quad , \quad \text{falls } \alpha_{tp} > \alpha_{eB} \quad (17),$$

mit α_{eB} = Wärmeübergangskoeffizient beim Blasensieden am Einzelrohr und α_{tp} = Wärmeübergangskoeffizient bei Zweiphasenströmung im Bündel.

Den Herren Ing.grad. F.-J. Hesse, Dr.-Ing. V. Knabe und cand.ing. W. Rott danke ich für ihre Hilfe bei der Herstellung der Diagramme.

Formelzeichen

A	m	Wärmeübertragungsfläche
C, C'	-	Faktor
D _b , L _b	m	Durchmesser und Länge des Rohrbündels
F, F'	-	Faktor
Gr	-	Grashofzahl
Nu	-	Nusseltzahl
Pr	-	Prandtlzahl
R _p	µm	mittlere Glättungstiefe nach DIN 4762
T _s , T _w	K	Siedetemperatur, Heizwandtemperatur
ΔT	K	Übertemperatur der Heizwand, T _w -T _s
a	m ² /s	Temperaturleitzahl
c _p	kJ/kg K	spezifische Wärme bei konstantem Druck
d _a	m	Abreißdurchmesser der Dampfblasen
Δh _v	kJ/kg	Verdampfungsenthalpie
h	mm	Rippenhöhe
\dot{q}	W/m ²	Wärmestromdichte
p, p _c	bar	Druck, kritischer Druck
p*	-	normierter Druck
t _l	mm	lichter Rippenabstand
α	W/m ² K	Wärmeübergangskoeffizient
β	Grad	Randwinkel
φ	-	Rippenrohroberfläche/Kernrohrfläche
ψ	-	Geometriefaktor
η	kg/ms	dynamische Zähigkeit
λ	W/m K	Wärmeleitfähigkeit
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
Indices		
B	-	Blasensieden
b	-	Rohrbündel
e	-	Einzelrohr
K	-	Kernrohr
k	-	konvektiv
o	-	Normierungszustand
r	-	Rippenrohr
tp	-	Zweiphasenströmung
u	-	unterste Rohrreihe eines Bündels
n, n _r , m ₁ , m ₂		Exponenten

Literaturverzeichnis

1. Gorenflo, D.: VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Ha: Behältersieden.
4.Aufl., VDI-Verlag, Düsseldorf, 1983.
2. Gorenflo, D.: Proceedings of the Congress on Refrigeration,
Ostende 1968, B49D - B55D.
3. Gorenflo, D.: Abhandl. deutsch. Kälte- und Klimatechn. Vereins
Nr. 22. Karlsruhe, C.F. Müller-Verlag, 1977.
4. Stephan, K.; Mitrović, J.: Advances in Enhanced Heat Transfer
- 1981, Am. Soc. Mech. Eng., 131-146.
5. Stephan, K.: Chem. Ing. Techn. 35 (1963), 775-784.
6. Nishikawa, K.; Fujita, Y.; Ohta, H.; Hidaka, S.:
Heat Transfer 1982, München, Vol.4, 61-66.
7. Stephan, K.; Preußer, P.: Chem. Ing. Techn. MS 649/79.
8. Palen, J.W.; Taborek, J.; Yilmaz, S.: Int. Sem. "Advancements
in Heat Exchangers", ICHMT Dubrovnik, Sept.1981.
9. Slipcević, B.: Ki, Klima- u. Kälte-Ing. 3 (1975), 279-286.
10. Bier, K.; Engelhorn, H.R.; Gorenflo, D.: Ki, Klima- und Kälte-
Ing. 4 (1976), 399-406.
11. Danilowa, G.N.; Djundin, V.A.: Cholod. Techn. 48 (1971), 40-46.
12. Zimmermann, F.: Ki, Klima-Kälte-Heizung 10 (1982), 11-17.
13. Hahne, E.; Müller, J.: Proc. All Union Heat Transfer Conf.,
Minsk, 1980.
14. Slipcević, B.; Zimmermann, F.: DKV-Tagungsbericht 9 (1982),
287-308.
15. Hahne, E.; Müller, J.: 16. Int. Congr. of Refrigeration, Paris,
1983, Vol.B1, 469-476.
16. Slipcević, B.; Zimmermann, F.: Ki, Klima-Kälte-Heizung 10 (1982),
115-120.
17. Marto, P.J.; Hernandez, L.T.B.: 21st Nat. Heat Transfer Conf.
Seattle, 1983.
18. Tanes, M.Y.: Diss. Universität Karlsruhe (TH), 1976.
19. Kajikawa, T.; Takazawa, H.; Mizuki, M.: Heat Transfer Eng. 4
(1983), 57-66.
20. Yilmaz, S.; Palen, J.W.; Taborek, J.: Advances in Enhanced Heat
Transfer - 1981, Am.Soc.Mech.Eng., 123-130.
21. Koyama, Y.; Hashizume, K.: 16. Int. Congr. of Refrigeration,
Paris, 1983, Vol. B1, 190-195.