

Abhandlungen des Deutschen Kälte- und Klimatechnischen Vereins

in Fortführung der „Mitteilungen des Kältetechnischen Instituts und der Reichsforschungsanstalt für Lebensmittelfrischhaltung an der Technischen Hochschule Karlsruhe“

Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Rudolf Plank †, Karlsruhe

NR. 22

DR.-ING. DIETER GORENFLO

**Wärmeübergang bei Blasensieden, Filmsieden und
einphasiger freier Konvektion in einem großen
Druckbereich**



VERLAG C. F. MÜLLER KARLSRUHE

1977

Standort: P 51
Signatur: WDW 2094
Akz.-Nr.:
Id.-Nr.: A774707969

✓

Zur Erlangung der venia legendi für das Lehrfach
Technische Thermodynamik

von der Fakultät für Chemieingenieurwesen
der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

HABILITATIONSSCHRIFT

73/6169

Referent: Professor Dr. Konrad Bier, Karlsruhe
Korreferent: Professor Dr.-Ing. Karl Stephan, Stuttgart

CIP-Kurztitelaufnahme der Deutschen Bibliothek

Gorenflo, Dieter

Wärmeübergang bei Blasensieden, Filmsieden und einphasiger freier Konvektion in einem großen Druckbereich. — Karlsruhe : Müller, 1977.

(Abhandlungen des Deutschen Kälte- und Klimatechnischen Vereins ; Nr. 22)
ISBN 3-7880-7089-7

ISBN 3-7880-7089-7

© 1977 Verlag C. F. Müller

Gesamtherstellung: C. F. Müller, Großdruckerei und Verlag GmbH, Karlsruhe

Der vorliegende Band der DKV - Abhandlungen enthält eine Zusammenfassung von Arbeiten, die im Kältetechnischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe unter dem damaligen Leiter, Prof. Dr.-Ing. K. Nesselmann, mit Untersuchungen zur Blasenverdampfung an Rippenrohren begannen und nach der Übernahme der Institutsleitung durch Prof. Dr. K. Bier in dem neu formierten Institut für Technische Thermodynamik und Kältetechnik auf breiterer Basis weitergeführt wurden.

Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Stephan, durch dessen Anregung ich meine wissenschaftliche Tätigkeit in diesem Fachgebiet aufnahm, danke ich herzlich für das wohlwollende Interesse, mit dem er meine Arbeit bis heute begleitete, und für die vielen wertvollen Ratschläge, durch die er sie bereicherte. Besonderen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. K. Bier, der die Arbeiten mehr als zehn Jahre hindurch auf jede mögliche Weise unterstützte und - wie bei allen Forschungsvorhaben des Instituts - durch eigene Mitarbeit förderte.

Allen Angehörigen des Instituts möchte ich für die Hilfe danken, die sie zum Gelingen der Arbeiten beigetragen haben, nicht zuletzt auch durch eine freundschaftliche Atmosphäre bei der Zusammenarbeit.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft bin ich für wesentliche finanzielle Unterstützung der Arbeiten dankbar. Den Firmen Hoechst AG., Danfoss, DWM, Schmöle, Sümak und Wieland danke ich für namhafte Sachspenden.

Karlsruhe, im März 1977

Dieter Gorenflo

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Häufig verwendete Formelzeichen	6
1. Einleitung	7
2. Abriß der Versuchs- und Meßtechnik	12
2.1 Versuchsstoff-Kreislauf	12
2.2 Meßtechnik	14
2.3 Besonderheiten der Versuchstechnik und typische Ergebnisse	18
2.4 Eigenschaften der verwendeten Versuchsstoffe	22
3. Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen sowie beim Blasensieden an Glatt- und Rippenrohren im Bereich mittlerer und niedriger Siededrücke	23
3.1 Freie Konvektion ohne Blasen	24
3.2 Blasensieden	26
4. Blasensieden bei hohem Druck	36
4.1 Typische Versuchsergebnisse und Einfluß der Wärmestromdichte auf den Wärmeübergangskoeffizienten	36
4.2 Beschreibung von Druckeinfluß und Stoffwerteinfluß auf den Wärmeübergangskoeffizienten	42
4.3 Praktische Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten bei mittleren und hohen Siededrücken	52
5. Übergang Blasensieden / Filmsieden und Filmsieden bei hohem Druck	54
5.1 Wärmeübergang im Burnout-Punkt und im Leidenfrost-Punkt	55
5.2 Filmsieden bei hohem Druck	63
6. Überkritische freie Konvektion	69
6.1 Ergebnisse systematischer Messungen	71
6.2 Interpretation der Ergebnisse	76
6.3 Darstellung der Ergebnisse durch Kennzahlen	81
7. Zusammenfassung	86
8. Literatur	90

Häufig verwendete Formelzeichen

A	Fläche	α	Wärmeübergangskoeffizient
C,K	Proportionalitätsfaktoren	$\alpha_{1\dots n}$	Wärmeübergangskoeffizient für die einzelnen Reihen eines Rohrbündels
F	Korrekturfaktor		
H	Rippenhöhe		
L	Rohrlänge	β	thermischer Ausdehnungskoeffi- zient
N	Zahl aktiver Keimstellen		
R_p	mittlere Glättungstiefe	Δ	Differenz zwischen einer Zu- standsgröße des Fluids an der Heizwand und außerhalb der beheizten Zone
T	Temperatur		
Gr,Nu,Pr	Kennzahlen	ϵ	Asymmetrieparameter
a	Temperaturleitzahl	φ	Flächenvergrößerung des Rip- penrohres im Vergleich zum Glattrohr gleichen Kerndurch- messers
c, c_p	spezifische Wärme		
d	Durchmesser	η	dynamische Viskosität
g	Erdbeschleunigung	λ	Wärmeleitfähigkeit
h	spezifische Enthalpie	ν	kinematische Viskosität
n, n_R, n_G	Exponent der Wärme- stromdichte	ρ	Dichte
p	Druck	σ	Oberflächenspannung
q	Wärmestromdichte		
r	Radius		
t	Rippenteilung		
v	spezifisches Volumen		

Indizes

tiefgestellt:

B;o	Bezugswert
D	Größe im Dampfzustand
w	Größe an der Wand
f	Größe für das Fluid außer- halb der beheizten Zone
k	Größe am kritischen Punkt
s	Größe im Siedezustand
max	Größe im Burnout-Punkt
min	Größe im Leidenfrost-Punkt

hochgestellt:

'	Größe der siedenden Flüssig- keit
"	Größe des trocken gesättigten Dampfes
\sim	normierte Größe
*	auf den Wert am kritischen Punkt normierte Größe
-	gemittelte Größe

1. Einleitung

Die Wärmeübertragung bei einphasiger freier Konvektion und bei Blasen- und Filmsieden in zweiphasiger freier Konvektion spielt auf vielen Gebieten der Technik eine Rolle: Die Bewegung der Raumluft am warmen Heizkörper und am kalten Fenster beruht ebenso auf freier Konvektion wie die Wärmeübertragung im Naturzug-Kühlturm eines Kraftwerks. Auch die Abströmung des Dampfes von der Heizfläche an die Oberfläche des Flüssigkeitsbades beim Blasensieden in großen Röhrenkesselapparaten oder beim Filmsieden während der Abkühlung eines heißen Werkstücks im Härtebad wird durch freie Konvektion bewirkt.

Daneben ist die freie Konvektion in zweierlei Hinsicht auch für die Wärmeübertragung bei erzwungener Strömung von Bedeutung: Einerseits überlagert sich freie Konvektion der erzwungenen Strömung immer dann, wenn große Dichteunterschiede auftreten (Zweiphasenströmung im horizontalen Rohr oder erzwungene Strömung bei überkritischem Fluidzustand nahe dem kritischen Punkt). Andererseits ist eine Anordnung mit freier Konvektion zur Untersuchung des Stoffwerteinflusses auf den Wärmeübergang im Falle einer starken Druck- oder Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte versuchstechnisch vorteilhafter, da bei erzwungener Strömung in diesem Fall die Druck- und Temperaturänderung längs des Strömungsweges zu sehr unterschiedlichen Anströmwzuständen für die einzelnen Bereiche der Wärmeübertragungsfläche führen kann.

Die freie Konvektion beruht darauf, daß die Wärmeübertragung an ein Fluid über eine Temperatur- oder Phasenänderung zu einer lokalen Dichteänderung im Fluid führt. Dabei kann jedoch eine vorgegebene Temperaturänderung je nach dem thermodynamischen Zustandsbereich, in dem sich das Fluid befindet, zu ganz unterschiedlichen Dichteänderungen führen, wie in BILD 1 am Beispiel einer doppelt logarithmischen Darstellung des p, v -Diagramms für das Kältemittel RC318 (C_4F_8) gezeigt wird. Dabei sind der Druck p , das spezifische Volumen v und die Dichte ρ auf die Größen im kritischen Punkt normiert.

Aus dem Verlauf der kritischen und einer überkritischen Isotherme im Abstand 10 K folgt, daß die zu dieser Temperaturänderung gehörende Dichteänderung im kritischen Gebiet wesentlich größer ist als etwa beim zweifachen kritischen Druck (vgl. die beiden oberen, durch Pfeile gekennzeichneten isobaren Volumen- bzw. Dichteänderungen in Bild 1). Eine ähnliche relative Dichteänderung wie beim zweifachen kritischen Druck erhält man bei wesentlich tieferen Drücken, wenn siedende Flüssigkeit oder gesättigter Dampf um 10 K überhitzt werden¹⁾ (vgl. die beiden unteren, durch Pfeile gekennzeichneten isobaren Volumenänderungen). Auch für die große Dichteänderung im kritischen Bereich findet sich eine Entsprechung, und zwar im Dichteunterschied zwischen Flüssigkeit und Dampf bei leicht untermkritischen Drücken.

Diese Analogien werden bei der Besprechung der freien Konvektion überkritischer Fluide in Abschnitt 6 wieder aufgegriffen. Zunächst soll das Diagramm in Bild 1 jedoch noch dazu dienen, die Themenkreise der vorliegenden Arbeit gegeneinander abzugrenzen.

A. Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen sowie beim Blasensieden im Bereich mittlerer und niedriger Siededrücke:
Für die Auslegung von Röhrenkesselverdampfern, die z.B. in Kälteanlagen häufig am Übergang zwischen Blasensieden und freier Konvektion ohne Blasen betrieben werden, ist die Kenntnis des Wärmeübergangskoeffizienten sowohl bei freier Konvektion ohne Blasen als auch beim Blasensieden für organische Flüssigkeiten in einem mittleren Druckbereich von Interesse. Unter diesen Bedingungen treten verhältnismäßig niedrige Wärmeübergangskoeffizienten auf; deshalb werden in solchen Apparaten zunehmend Rippenrohre eingesetzt (vgl. z.B. /1/ - /7/) ²⁾. Da insbesondere bei Rippenrohren die Vorausberechnung von Wärmeübergangskoeffizienten noch nicht zuverlässig genug ist, wurden mit mehreren

¹⁾ Für überhitzte Flüssigkeit läßt sich die Dichteänderung dadurch abgreifen, daß die um 10 K höhere Isotherme in das Naßdampfgebiet extrapoliert wird.

²⁾ Zahlen in Schrägstichen beziehen sich auf das Literaturverzeichnis, Kapitel 8 .

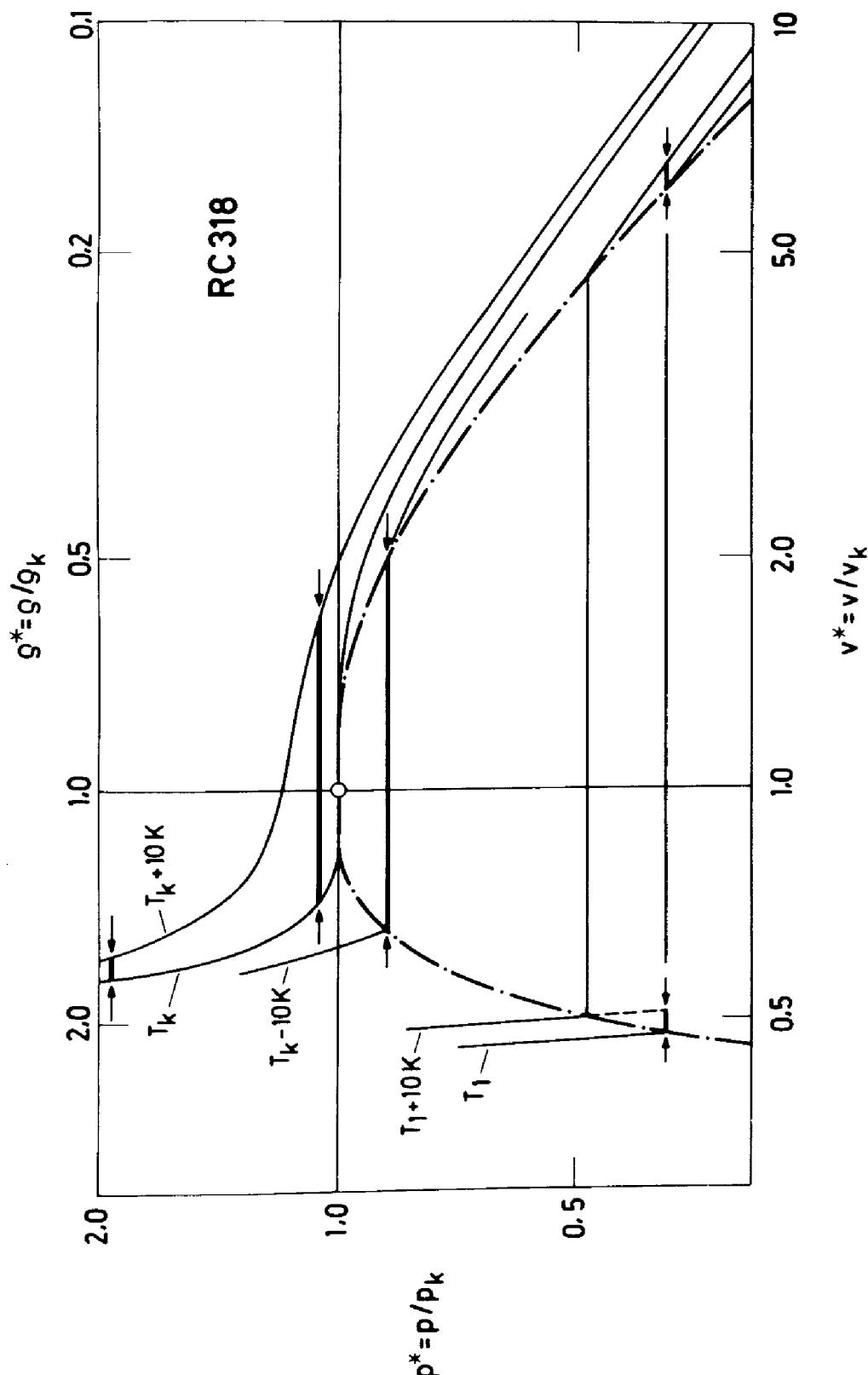


BILD 1: P, v -Diagramm des Kältemittels RC318 (C_4F_8) mit zusätzlicher Dichteskala
Die Größen P , v und q sind auf die zugehörigen Werte im kritischen Punkt normiert.

Kältemitteln Versuche an Glatt- und Rippenrohren unterschiedlicher Geometrie durchgeführt. Dabei wurde der Einfluß des Siededruckes, der Heizflächenbelastung und bei den Rippenrohren der Rohrgeometrie (Flächenvergrößerung gegenüber dem Glattrohr ; Rippenhöhe ; Rippenabstand) untersucht. Durch Erweiterung eines Ansatzes aus der Literatur /8/ wurde eine einheitliche Beschreibungsmöglichkeit für die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Siededruck für verschiedene Flüssigkeiten sowie für Glatt- und Rippenrohre unterschiedlicher Geometrie in einem größeren Druckbereich bis etwa zum halben kritischen Druck gefunden.

B. Wärmeübergang beim Blasensieden sowie beim Filmsieden im Bereich hoher normierter Drücke:

Bei hohen Siededrücken bis in unmittelbare Nähe des kritischen Punktes waren bisher in der Literatur für organische Flüssigkeiten nur wenig Unterlagen über den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden (vgl. z.B. /9/ - /13/) und im Burnout - Punkt (= maximale Wärmestromdichte des Blasensiedens) /12/ - /14/ sowie beim Filmsieden (vgl. z.B. /17/ - /20/) und im Leidenfrost-Punkt (= minimale Wärmestromdichte des Filmsiedens) /15/ - /17/ vorhanden. Deshalb wurden in der vorliegenden Untersuchung systematische Messungen an verschiedenen Kältemitteln durchgeführt, um den Einfluß des Siededruckes bis nahe an den kritischen Punkt zu erfassen. Da bei Annäherung an den kritischen Zustand der Wärmeübergangskoeffizient - insbesondere für Blasensieden - stark ansteigt und somit nur kleine Temperaturdifferenzen zwischen Heizfläche und siedender Flüssigkeit auftreten, mußte eine empfindliche Meßeinrichtung zur Bestimmung dieser Temperaturdifferenzen entwickelt werden. Außerdem mußte durch besondere Maßnahmen dafür gesorgt werden, daß sich der Siedezustand sehr genau einstellen läßt.

Ziel der Untersuchung war zu klären, inwieweit für verschiedene Stoffe eine einheitliche Darstellung der Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α bei hohen Drücken möglich ist. Außerdem sollte die starke Änderung vieler Stoffwerte von Flüssigkeit und Dampf bei Annäherung an den kritischen Zustand aus-

genutzt werden, um aus einer genauen Messung der Druckabhängigkeit von α den Einfluß der Stoffwerte auf den Wärmeübergang zu erfassen. Zur Berechnung der Druckabhängigkeit von α wurde in diesem Zusammenhang ein Verfahren entwickelt, das die Meßergebnisse für sämtliche bei hohen Drücken untersuchten Stoffe gut wiedergibt. Während sich für den Wärmeübergang beim Blasensieden, im Burnout-Punkt und im Leidenfrost-Punkt ein starker Druckeinfluß ergibt, wirkt sich der Siededruck auf den Wärmeübergang beim Filmsieden in diesem hohen Druckbereich fast gar nicht aus.

C. Überkritische freie Konvektion:

Experimentelle Ergebnisse verschiedener Autoren zum überkritischen Wärmeübergang weisen im Zustandsbereich nahe dem kritischen Punkt auffallend große Unterschiede und zum Teil Widersprüche auf, vor allem bei der für die technische Anwendung besonders interessanten erzwungenen Strömung (vgl. z.B. /20/-/26/).

In der Nähe des kritischen Punktes führen bekanntlich schon geringe Druck- oder Temperaturänderungen zu großen Veränderungen bei anderen Zustandsgrößen, wie Dichte oder Enthalpie. Da sich aber beim Wärmeübergang mit erzwungener Strömung Druck und Temperatur in Strömungsrichtung ändern, erhält man auch außerhalb der Grenzschicht für aufeinanderfolgende Strömungsquerschnitte eine starke Stoffwertvariation. Außerdem kann sich dem konvektiven Wärmeübergang wegen der großen Dichteunterschiede unter Umständen ein erheblicher Beitrag durch freie Konvektion überlagern, der je nach Neigung der Meßstrecke zum Schwerefeld die erzwungene Strömung unterschiedlich beeinflußt.

Für eine systematische Untersuchung des konvektiven Wärmeübergangs im kritischen und überkritischen Zustandsbereich wurde daher eine Anordnung mit freier Konvektion an einem horizontalen Rohr benutzt, wobei der Zustand des Fluids außerhalb der beheizten Zone exakt konstant gehalten werden konnte. Die Fluidzustände außerhalb der Grenzschicht wurden längs der kritischen und einer überkritischen Isotherme zwischen der halben und etwa der doppelten kritischen Dichte variiert. Dabei wird für Fluidzustände

nahe am kritischen Punkt bei überkritischer Dichte ein für die freie Konvektion völlig ungewöhnlicher Zusammenhang zwischen Wärmeübergangskoeffizient und Wärmestromdichte gefunden. Es läßt sich jedoch zeigen, daß auch diese Ergebnisse mit den üblichen, in der Literatur bekannten Beziehungen zwischen Nusselt-, Grashof- und Prandtl-Zahl beschrieben werden können, wenn eine Korrektur zur pauschalen Erfassung der starken Stoffwertvariation innerhalb der Grenzschicht eingeführt wird.

2. Abriß der Versuchs- und Meßtechnik

2.1 Versuchsstoff-Kreislauf

Für die Versuche wurden zwei Apparaturen von gleichem Aufbau verwendet, die in BILD 2 am Beispiel der neueren Ausführung schematisch dargestellt sind. Der Versuchsstoff-Kreislauf besteht aus einem Hochdruck-Versuchsgefäß mit 350 mm Innendurchmesser und 160 mm lichter Tiefe und einem darüber angeordneten Kühler, der durch je zwei Steig- und zwei Falleitungen von Nennweite 32 mit dem Versuchsgefäß verbunden ist. Als Heizelement dient ein horizontales Kupferrohr von 8 mm Außendurchmesser, das auf 270 mm Länge durch stabilisierten Gleichstrom beheizt wird.

Das an der Außenseite des Versuchsrohres erwärmte oder verdampfte Fluid gelangt in den beiden Steigleitungen zum Kühler und wird dort auf ein großflächiges Rippenrohrbündel gleichmäßig verteilt. Dabei wird die vom Versuchsrohr aufgenommene Wärme unter geringfügiger Abkühlung des Fluids - gegebenenfalls verbunden mit Kondensation - an das Kühlmedium abgegeben. Über die beiden Falleitungen, eine stufenlos regelbare Vorheizung und ein Lochblech als Verteiler strömt der Versuchsstoff zum Versuchsgefäß zurück.

Konstante Fluidzustände außerhalb der beheizten Zone um das Versuchsrohr werden dadurch erreicht, daß die Wärmeabgabe im Kühler der jeweiligen Heizleistung des Versuchsrohres und der Vorheizung durch eine feinfühlige Temperaturregelung im Kühlkreislauf

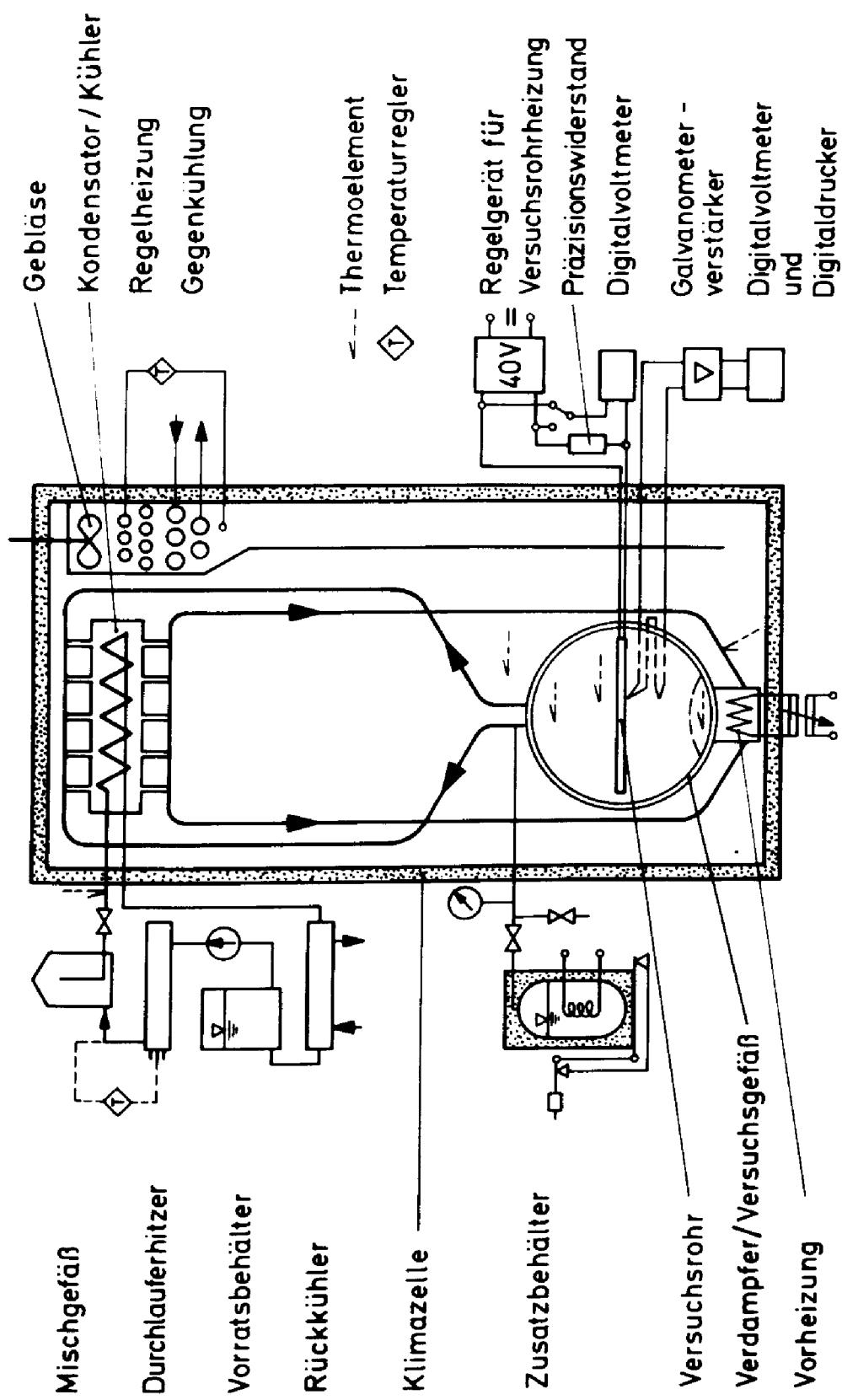


BILD 2: Schematische Darstellung der Versuchsanlage

exakt angepaßt wird. Außerdem wird der Versuchsstoff-Kreislauf von Schwankungen der Umgebungstemperatur durch eine isolierte Klimazelle abgeschirmt, deren Lufttemperatur auf die Fluidtemperatur im Versuchsgefäß eingeregelt wird. Ein Teil des Versuchsstoffes befindet sich in einem thermostatisierten, auf einer Waage stehenden Zusatzbehälter (vgl. Bild 2). Damit ist es möglich, den gewünschten Fluidzustand im Versuchsgefäß außer durch Temperatur- bzw. Druckregelung auch durch kontrollierte Zu- oder Abgabe von Versuchsstoff einzustellen.

Durch eine Stabilisierung der Heizleistung am Versuchsrohr innerhalb $\pm 0,01\%$ und durch exakte Thermostatisierung der Flüssigkeit im Kühlkreislauf und der Luft in der Klimazelle wird die Fluidtemperatur im Versuchsgefäß während der Messungen auf $\pm 0,003\text{ K}$ zeitlich konstant gehalten. Dies ist in BILD 3 durch einen Ausschnitt aus dem Schreiberstreifen für die Flüssigkeitstemperatur des Kältemittels R115 ($\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$) belegt, das in diesem Beispiel bei 20 bar und 59°C siedet.

2.2 Meßtechnik

Die Meßgrößen zur Kennzeichnung des Wärmeübergangs sind die Heizflächenbelastung q und die Übertemperatur ΔT des Versuchsrohres; zur Kennzeichnung des Fluidzustandes im Versuchsgefäß wird der Druck bzw. die Temperatur benutzt, und bei Fluidzuständen außerhalb der Dampfdruckkurve wird außerdem der Dichteunterschied gegenüber der kritischen Dichte als Meßgröße herangezogen. Die Heizleistung des Versuchsrohres wird durch eine getrennte Strom- und Spannungsmessung auf $\pm 0,6\%$ bestimmt. Der Druck wird an einem Manometer, Kl. 0,1, abgelesen.

Temperaturen werden mit Miniatur-Mantelthermoelementen der Stoffpaarung Chromel/Alumel gemessen. Die Vergleichsstellen zur Bestimmung der Absoluttemperaturen befinden sich in einem elektronisch auf $50^\circ\text{C} \pm 0,002\text{ K}$ thermostatisierten Kupferblock. Die mittlere Temperaturdifferenz zwischen Versuchsrohr und ungestörtem Fluid wird mit sechs über der Rohrlänge verteilten Miniatur-Mantelthermoelementen von 0,25 mm Außendurchmesser gemessen, von

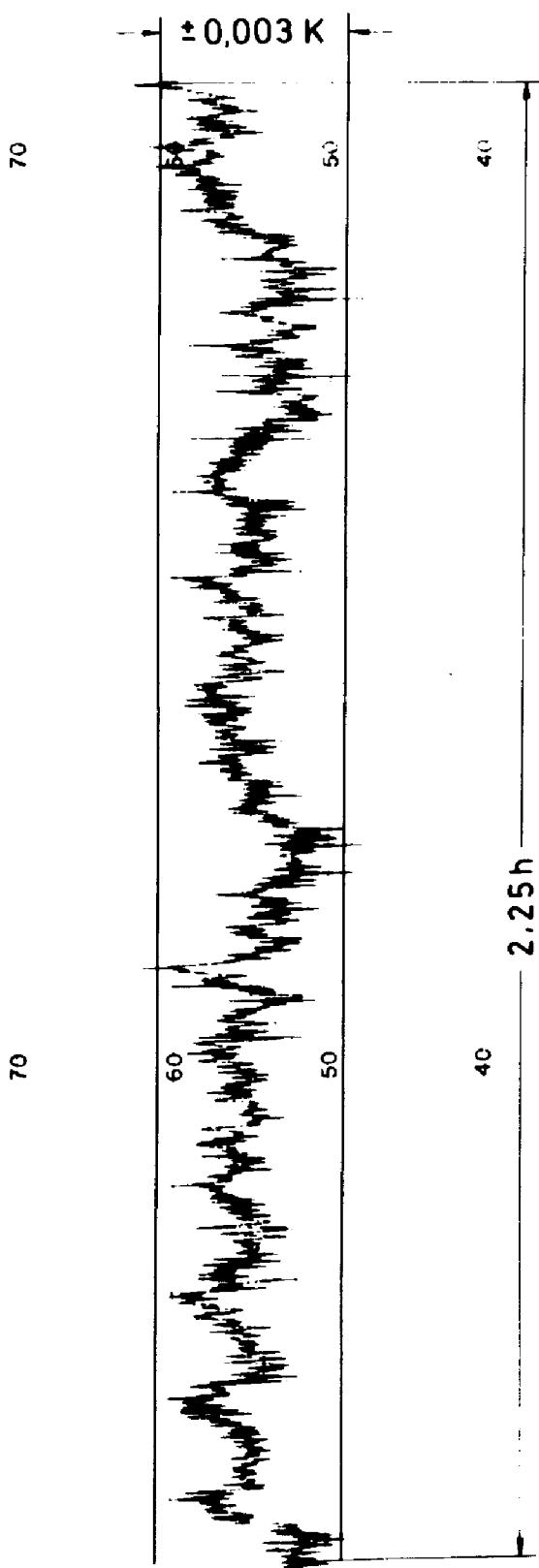


BILD 3: Repräsentativer Ausschnitt aus dem Schreiberstreifen für die Flüssigkeits-temperatur des Kältemittels R115 (C_2F_5Cl) im Versuchsgefäß

Siededruck : 20 bar Siedetemperatur : $59^{\circ}C$

denen jeweils eine Lötstelle im Innern des Versuchsrohres 1,5 mm unter der Oberfläche angeordnet ist, während sich die Vergleichsstelle unterhalb des Versuchsrohres im Fluid befindet. Durch mehrfache Abschirmung und durch Thermostatisierung an allen Übergangsstellen zwischen unterschiedlichen Materialien wird eine Meßgenauigkeit von $\pm 0,8\%$ $\pm 0,005\text{ K}$ für die Temperaturdifferenz an der einzelnen Meßstelle erreicht. Dabei ergibt sich der relative Fehler von $\pm 0,8\%$ aus der Eichung und der absolute Fehler von $\pm 0,005\text{ K}$ aus der Übertragung und Verstärkung des Meßsignals vom Thermoelement bis zur Anzeige.

Zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = q/\Delta T$ werden die gemessenen Temperaturdifferenzen um den radialen Temperaturabfall ΔT_W in der Rohrwand zwischen Meßstelle und Rohroberfläche verringert und durch arithmetische Mittelung aus allen sechs Meßwerten die mittlere Übertemperatur der Rohroberfläche festgelegt³⁾.

BILD 4 gibt einen Eindruck von dieser Mittelwertbildung bei unterschiedlichen Siededrücken und Wärmestromdichten und über einen weiten Bereich von ΔT -Werten. Man erkennt, daß in allen Fällen ein ähnliches Temperaturprofil über der Rohrlänge vorhanden ist. Ein genauerer Vergleich zeigt, daß der relative Unter-

³⁾ Der Temperaturabfall ΔT_W durch Wärmeleitung im Kupfer von der Meßstelle bis zur Rohroberfläche ist proportional zur Wärmestromdichte und kann bei der vorliegenden Rohrkonstruktion durch den Quotienten $q/\Delta T_W = 146.400 \text{ W/m}^2\text{K}$ beschrieben werden, der formal einem Wärmeübergangskoeffizienten entspricht. Aus einem Vergleich dieses Wertes mit den in der vorliegenden Arbeit mitgeteilten Werten von α für den Wärmeübergang von der Rohroberfläche an das umgebende Fluid folgt, daß ΔT_W bei sehr schlechtem Wärmeübergang etwa 1/1000 und bei sehr gutem Wärmeübergang bis etwa 1/3 des Temperaturabfalls zwischen Rohroberfläche und Fluid beträgt. Die Unsicherheit in α durch diese Korrektur ist jedoch wesentlich geringer und beruht auf geringfügigen Unterschieden in der Dicke des lotgefüllten Spaltes in den Nuten für die Thermoelemente. Diese Unterschiede manifestieren sich in der Streubreite der Meßwerte in Bild 4 und sind bei der Fehlerabschätzung für ΔT berücksichtigt.

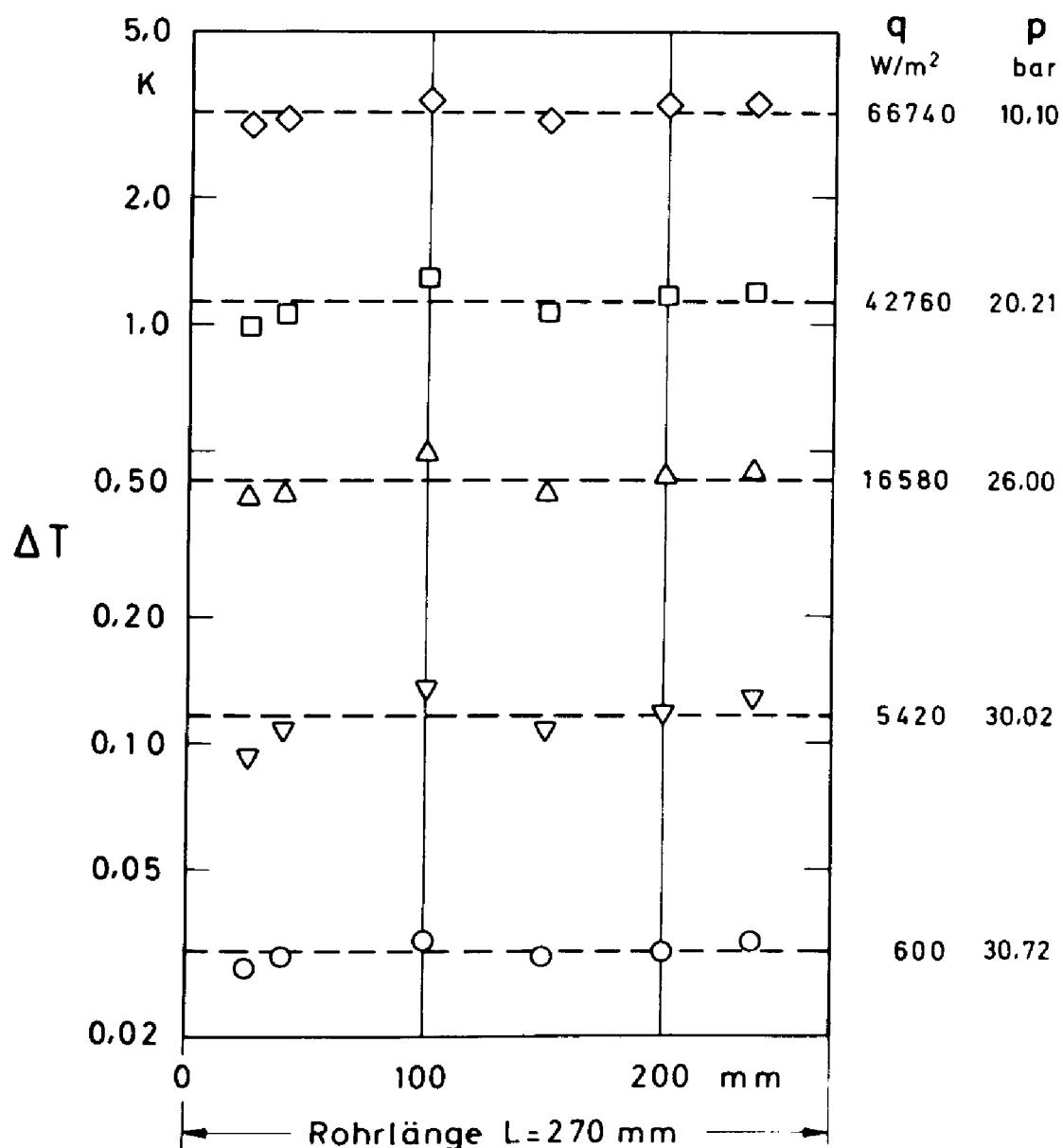


BILD 4: Werte der Übertemperatur ΔT der Rohroberfläche an der Stelle der sechs über der Rohrlänge L verteilten Thermoelemente bei verschiedenen Drücken und Heizflächenbelastungen

Siedende Flüssigkeit : Kältemittel R115 (C_2F_5Cl)

schied in den Abweichungen des Meßwertes vom zugehörigen Mittelwert von ΔT für die einzelnen Meßstellen im Mittel innerhalb von $\pm 1,6 \%$ unabhängig von ΔT ist. Durch Ausscheiden der beiden am stärksten streuenden Meßstellen verringert sich die Fehlerschranke auf $\pm 1,1 \%$. Das bedeutet, daß die Fehlerschranken für die mittlere Übertemperatur der Rohroberfläche nicht wesentlich größer sind als für die einzelne Messung von ΔT . Die Streuung der Meßwerte um den Mittelwert röhrt von geringen Asymmetrien im Aufbau des Versuchsrohres her /27/ ⁴⁾.

Weitere Einzelheiten zum Aufbau der Versuchsanlagen und zur Meßtechnik sind in /27/ bis /29/ beschrieben.

2.3 Besonderheiten der Versuchstechnik und typische Ergebnisse

Vor dem Beginn der systematischen Messungen zum Blasensieden wurde das Versuchsrohr über einen längeren Zeitraum bei hoher Wärmestromdichte und hohem Siededruck betrieben, um zeitliche Veränderungen des Wärmeübergangskoeffizienten infolge von Aus-

4) Diese Streuung ist nicht auf einen Einfluß des Umfangswinkels auf den örtlichen Wärmeübergang am Rohr zurückzuführen, da die Thermoelemente auf einander gegenüberliegenden Mantellinien ungefähr in mittlerer Höhe zwischen höchstem und tiefstem Punkt des Umfangs angeordnet sind. Außerdem ist ein solcher Einfluß für die vorliegenden Messungen an Glattrohren von untergeordneter Bedeutung, wie folgende einfache Abschätzung zeigt: Erstens können die Unterschiede in den Werten von α zwischen höchster und tiefster Mantellinie durch Konvektionseinflüsse höchstens von der Größenordnung der Werte von α bei freier Konvektion ohne Blasen sein; wegen der viel größeren Wärmeübergangskoeffizienten bei ausgeprägter Blasenbildung fallen solche Unterschiede im Bereich des Blasensiedens damit nicht ins Gewicht. Zweitens fällt bei freier Konvektion ohne Blasenbildung und voll entwickelter Turbulenz die charakteristische geometrische Länge aus der maßgeblichen Wärmeübergangsgleichung heraus (z.B. Gl.(2)), so daß auch für diesen Bereich – insbesondere bei dem hier verwendeten Rohr von relativ kleinem Durchmesser – der Umfangswinkel keinen wesentlichen Einfluß auf die Ergebnisse haben dürfte.

Zum Konvektionseinfluß bei Rippenrohren und Rohrbündeln vgl. Abschn. 3.2 .

gasen und Altern der Versuchsrohroberfläche zu beseitigen (vgl. z.B. /30/,/31/). Danach wurden die einzelnen Betriebszustände einer Meßreihe (= Variation der Heizleistung bei konstantem Siededruck) wegen der bei schwacher Blasenverdampfung auftretenden Hysterese (vgl. z.B. /30/,/32/) stets mit fallender Wärmestromdichte eingestellt. Bei dieser Betriebsweise und nur allmählicher Verringerung der Heizleistung im Bereich schwacher Blasenverdampfung erhält man einen scharf ausgeprägten Übergang vom Blasensieden zur freien Konvektion ohne Blasen (z.B. Punkt "A" für $p = 0,39 p_k$ in BILD 5). Dagegen bleibt beim Betrieb mit steigender Heizleistung die freie Konvektion ohne Blasen bis zu wesentlich höheren Übertemperaturen erhalten (vgl. die hohlen Rauten in Bild 5), von wo aus dann schlagartig Blasensieden einsetzt.

Die Meßkurven für Blasensieden gehen von der freien Konvektion ohne Blasenbildung aus und zeigen in der doppelt logarithmischen Auftragung von q über ΔT in Bild 5 den bekannten, wesentlich steileren Anstieg als die Gerade für freie Konvektion (vgl. z.B. die vollen Rauten für $p = 0,39 p_k$). Mit wachsendem Druck nimmt die zur Erzeugung einer bestimmten Wärmestromdichte notwendige ÜberTemperatur beim Blasensieden stark ab (vgl. die vollen Kreise für $p = 0,96 p_k$), so daß bei hohem normierten Druck die Blasenbildung an der Heizfläche auch für die kleinsten einstellbaren Wärmestromdichten nicht verschwindet (sofern gewährleistet ist, daß sich die Flüssigkeit nicht unterkühlt) ⁵⁾.

Bei den Messungen zum Burnout-Punkt (= maximale Wärmestromdichte des Blasensiedens; vgl. Punkt "B" bei $p = 0,96 p_k$ in Bild 5) wurde zunächst bei einer Wärmestromdichte geringfügig unter der maximalen ein Beharrungszustand eingeregelt; danach wurde die Wärmestromdichte bei konstantem Siededruck in kleinen Schritten gesteigert, bis der Umschlag vom Blasensieden zum Filmsieden erfolgte (Übergang von Punkt "B" zu Punkt "C" in Bild 5), was sowohl visuell als auch durch die Anzeige der Thermoelemente im Versuchsrohr festgestellt werden konnte.

5) Beispielsweise würde die Meßreihe zum Blasensieden bei $p = 0,96 p_k$ erst bei einer Wärmestromdichte von ca. $0,1 \text{ W/m}^2$ die Gerade für freie Konvektion ohne Blasen erreichen.

Um Messungen beim Filmsieden bei verschiedenen Drücken durchführen zu können, muß zunächst der Burnout-Punkt zum zugehörigen Siededruck überschritten werden. Da dies bei einer Heizfläche mit aufgeprägter Wärmestromdichte - wie sie bei einem elektrisch beheizten Rohr vorliegt - mit Ausnahme sehr hoher und sehr niedriger normierter Drücke zu unzulässig hohen Übertemperaturen der Heizfläche führt, wurde der Burnout - Punkt stets bei einem sehr hohen normierten Druck durchfahren, was z.B. für $p/p_k = 0,96$ nur eine Temperaturerhöhung um etwa 20 K zur Folge hat (vgl. Bild 5). Danach wurde der Siededruck unter Aufrechterhaltung der maximal zulässigen Wandtemperatur des Versuchsrohres ($\approx 150^\circ\text{C}$) auf den jeweils gewünschten Wert abgesenkt und anschließend eine Meßreihe bei konstantem Siededruck und fallender Wärmestromdichte aufgenommen (z.B. die in Bild 5 durch halbausgefüllte Vierecke dargestellte Meßreihe bei $p = 0,91 p_k$).

Entsprechend wurde bei den Messungen zum Leidenfrost - Punkt (= minimale Wärmestromdichte des Filmsiedens; vgl. z.B. Punkt "D" für $p = 0,96 p_k$ in Bild 5) verfahren: Mit stufenweise fallender Wärmestromdichte wurden Beharrungszustände beim Filmsieden in der Nähe des Leidenfrost - Punktes eingestellt (vgl. die halbausgefüllten Kreise nahe Punkt "D"), bis der Dampffilm um das Versuchsrohr schließlich zusammenbrach und mit drastischer Verringerung der Temperaturdifferenz Blasensieden einsetzte (Übergang zu Punkt E).

Auch bei den Versuchen zur einphasigen freien Konvektion in der Nähe des kritischen Zustandes (vgl. z.B. die in Bild 5 durch hohle Dreiecke gekennzeichnete Meßreihe bei $p = 1,5 p_k$ und $T = T_k$) wurde die Wärmestromdichte für jede Meßreihe stets von hohen zu niedrigen Werten hin verändert; dadurch sollte gewährleistet werden, daß hinsichtlich des Umschlags von turbulenter in laminare Abströmung jeweils vergleichbare Bedingungen vorlagen. Zur Einstellung eines neuen Fluidzustandes wurde bei diesen Messungen immer vom kritischen Zustand im Versuchsgefäß, der durch Druck- und Temperaturmessung und visuelle Beobachtung (kritische Opaleszenz) sicher zu bestimmen war, ausgegangen.

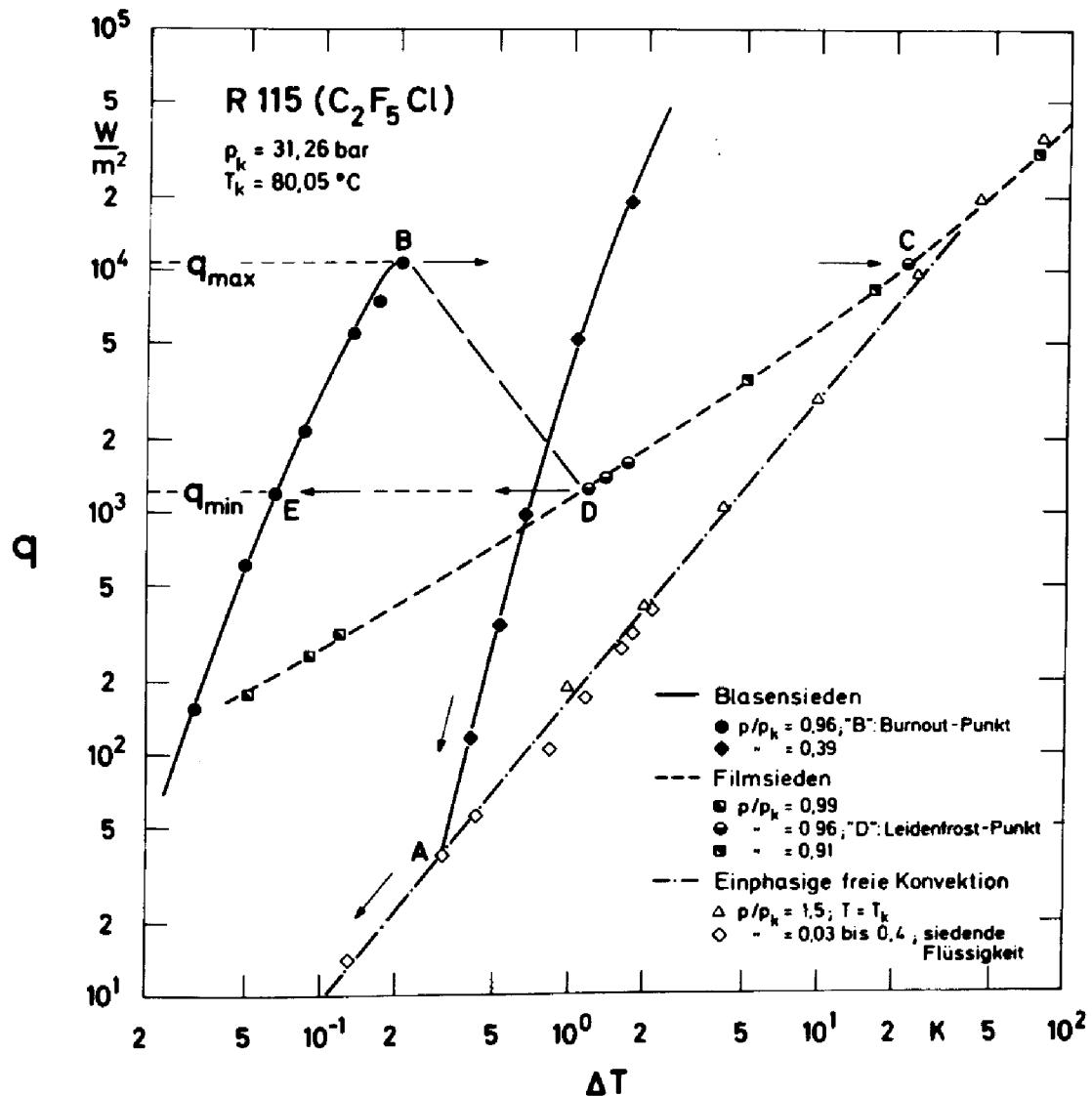


BILD 5: Doppelt logarithmische Darstellung der Wärmestromdichte q in Abhängigkeit von der Übertemperatur ΔT der Heizfläche für verschiedene Meßreihen beim Blasensieden, beim Filmsieden und bei einphasiger freier Konvektion

Siedende Flüssigkeit : Kältemittel R115 (C_2F_5Cl)

An den für Bild 5 ausgewählten, typischen Meßreihen lassen sich bereits folgende Ergebnisse, auf die später ausführlich eingegangen wird, in qualitativer Weise erkennen: Bei freier Konvektion ohne Phasenänderung an der Heizfläche steigt die Wärmestromdichte für siedende Flüssigkeit bei weit unterkritischen Drücken (hohle Rauten) und für deutlich überkritisches Fluid (hohle Dreiecke) in gleicher Weise mit wachsender Temperaturdifferenz an (strichpunktierter Gerade) und erreicht bei Übertemperaturen der Heizfläche von 50 bis 100 K Werte, die auch für Filmsieden gemessen werden (halbausgefüllte Vierecke und Kreise). Die Kurve für Filmsieden (gestrichelt) ist zu niedrigeren Übertemperaturen hin schwächer geneigt, so daß sich bei Werten von ΔT um etwa 0,1 K für Filmsieden unter hohen normierten Drücken etwa 20 bis 30 mal höhere Wärmestromdichten ergeben als für einphasige freie Konvektion.

Die Meßreihen für Blasensieden (volle Rauten und Kreise) zeigen einen steilen Anstieg der Wärmestromdichte mit wachsender Temperaturdifferenz und einen starken Einfluß des Druckes: Bei gleicher Wärmestromdichte betragen die Werte von ΔT für einen Siededruck von 96 % des kritischen Druckes nur noch etwa 1/10 der Werte bei 39 % des kritischen Druckes. Demnach erhält man für den Wärmeübergang beim Blasensieden, im Burnout-Punkt und im Leidenfrost-Punkt eine große Druckabhängigkeit, während bei einphasiger freier Konvektion (hohle Symbole) und beim Filmsieden (halbausgefüllte Symbole) praktisch kein Druckeinfluß zu erkennen ist.

2.4 Eigenschaften der verwendeten Versuchsstoffe

Der Diskussion der Versuchsergebnisse wird in Tabelle 1 eine Zusammenfassung wichtiger Daten der als Versuchsstoffe verwendeten Kältemittel vorangestellt. Es handelt sich ausnahmslos um halogen-substituierte gesättigte Kohlenwasserstoffe⁶⁾. Dabei wurde unter den für die technische Anwendung infragekommenden die Auswahl so getroffen, daß eine möglichst große Variation im Molekülaufbau vorlag: Neben fluorierten und chlorierten Methan-

6) Die Kältemittel wurden von der Fa. Hoechst A.G. kostenlos zur Verfügung gestellt, wofür auch an dieser Stelle gedankt wird.

und Äthanderivaten wurde auch ein Methanderivat mit Brom (R13B1) und ein vollfluorierter aliphatischer Ringkohlenwasserstoff (RC318) untersucht.

Tabelle 1: Zusammenstellung der verwendeten Kältemittel

Bezeich- nung	Summen- formel	Molmasse kg/kmol	krit. Druck bar	krit. Temp. °C	krit. Dichte kg/m ³
R11	CFC ₁ ₃	137,4	43,7	198,05	548
R12	CF ₂ Cl ₂	120,9	41,37	111,85	555
R22	CHF ₂ Cl	86,5	49,36	96,05	525
R13B1	CF ₃ Br	148,9	39,86	67,0	745
R113	C ₂ F ₃ Cl ₃	187,4	34,38	214,1	576
R115	C ₂ F ₅ Cl	154,5	31,26	80,05	590
RC318	C ₄ F ₈	200,0	27,84	115,35	620
R502	R22/R115, azeotrop	121,3	42,66	90,15	559

3. Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen sowie beim Blasensieden an Glatt- und Rippenrohren im Bereich mittlerer und niedriger Siededrücke

Röhrenkesselverdampfer großer Kälteanlagen werden häufig im Übergangsbereich zwischen Blasensieden und freier Konvektion ohne Blasen betrieben, wobei der Siededruck zwischen etwa 1 % und 30 % des kritischen Druckes liegen kann. Unter diesen Bedingungen sind die Wärmeübergangskoeffizienten für das Sieden von Halogenkältemitteln verhältnismäßig niedrig. Daher ist es angebracht, in eine Untersuchung, die diesen Bereich der Wärmestromdichte und des Siededruckes umfaßt, berippte Rohre mit einzubeziehen. Der Übergangspunkt vom Blasensieden zur freien Konvektion (Punkt "A" in Bild 5) ist auch für ein Verfahren zur Berechnung der Druckabhängigkeit von α bei hohen Drücken von Bedeutung, das in Abschnitt 4 behandelt wird.

3.1 Freie Konvektion ohne Blasen

In BILD 6 sind die Ergebnisse zum Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen für sämtliche untersuchten Kältemittel zusammengefaßt. Der obere Teil enthält die Meßwerte in einer doppelt logarithmischen Darstellung des Wärmeübergangskoeffizienten α über der Wärmestromdichte q . Um auch den Zusammenhang zwischen q und ΔT entnehmen zu können, sind Parameterlinien für die Übertemperatur eingetragen. Für jeden Stoff ergeben sich in dieser Darstellung Geraden, die bei niedrigen Wärmestromdichten unter etwa 100 W/m^2 mit der fünften und bei höheren Wärmestromdichten mit der vierten Wurzel aus q ansteigen. Diese von der freien Konvektion unterkühlter Flüssigkeiten bekannte Zunahme von α mit q bzw. ΔT wird durch eine Verstärkung der Konvektionsströmung mit wachsendem Dichteunterschied erklärt; der Übergang im Exponenten wird auf den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung zurückgeführt.

Die maximalen Unterschiede zwischen den Wärmeübergangskoeffizienten für die verschiedenen Kältemittel treten zwischen R113 und R22 auf: Bei gleicher Wärmestromdichte betragen die Werte für R22 etwa das Doppelte, bei gleicher Temperaturdifferenz etwa das 2,5-fache der Werte von R113. Die Meßpunkte gelten für Siededrücke zwischen 0,3 % und 30 % des jeweiligen kritischen Druckes. Am Beispiel von R113 ist zu erkennen, daß dabei kein über den experimentellen Streubereich hinausgehender Einfluß des Siededruckes vorliegt⁷⁾. Wenn man berücksichtigt, daß in diesem Diagramm Ergebnisse für Glattrohre und für Rippenrohre mit Rippen von unterschiedlicher Geometrie zusammengefaßt sind, so ist die Streuung der Meßpunkte für die einzelnen Kältemittel relativ gering. Die verwendeten Rippenrohre besaßen aus dem Vollen gewalzte Rippen, deren Höhe H zwischen 1,5 und 3,5 mm und deren Abstand t zwischen 1,3 und 3,8 mm variierten. Die Flächenvergrößerung φ im Vergleich zu einem Glattrohr vom Kernrohrdurchmesser der Rippenrohre lag zwischen einem Faktor 2,4 und 4,9 (weitere Einzelheiten zum Aufbau der Rippenrohre vgl. Bild 7 und /33/).

⁷⁾ Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß der Druck insgesamt zwar um zwei Zehnerpotenzen variiert, für jedes einzelne Kältemittel jedoch maximal um den Faktor 20.

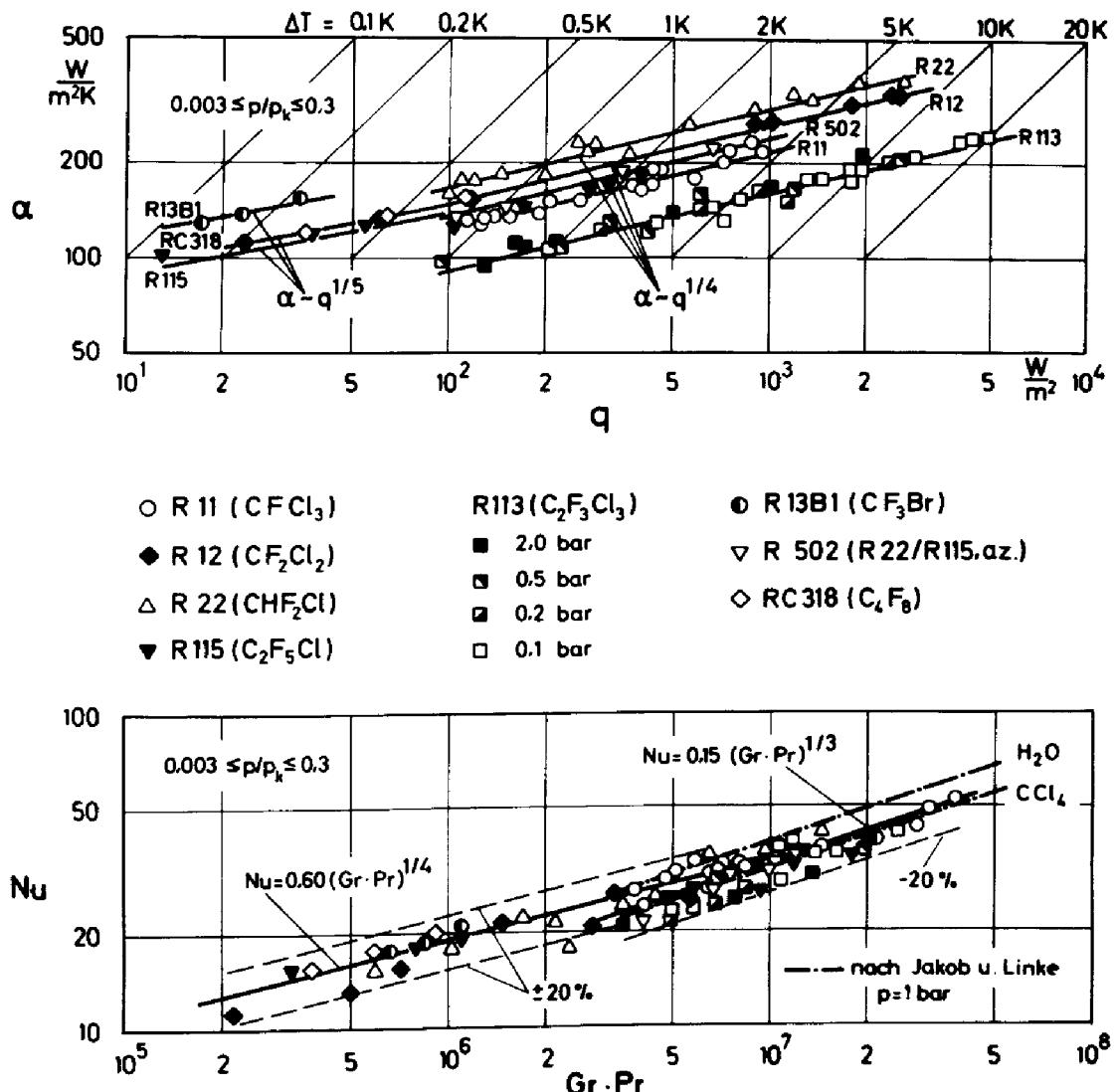


BILD 6: Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen für verschiedene Halogen-Kältemittel

Siededruck : 0,3 % bis 30 % des kritischen Druckes

Oben : Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte q

Parameterlinien : Konstante Übertemperatur ΔT der Rohroberfläche

Unten : Nusselt-Zahl in Abhängigkeit vom Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl

Fehlergrenze von $\pm 20\%$ gestrichelt eingetragen.

Strichpunktisierte Geraden : H_2O und CCl_4 nach Jakob und Linke /35/

Für die Rippenrohre sind Wärmeübergangskoeffizient α und Wärmestromdichte q auf die gesamte, äußere Oberfläche der Rohre bezogen. Die Tatsache, daß sich die Meßwerte für Glatt- und Rippenrohre bei jedem Kältemittel durch eine gemeinsame Gerade interpolieren lassen, zeigt, daß der Wärmeübergang im Bereich der freien Konvektion ohne Blasen in erster Linie von der äußeren Oberfläche der Rohre abhängt und die übrige Rippengeometrie nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Eine einheitliche Darstellung der Meßergebnisse für die verschiedenen Stoffe gelingt, wenn man in der für den einphasigen Wärmeübergang bei freier Konvektion üblichen Weise die Nusselt-Zahl doppelt logarithmisch über dem Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl aufträgt, vgl. Bild 6 unten. Als Ausgleichsgeraden sind sowohl die für laminare Strömung geltende Beziehung mit dem Exponenten $1/4$

$$\text{Nu} = 0,60 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{1/4} \quad (1) \quad 8)$$

als auch die Beziehung für turbulente Strömung

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

eingetragen, weil im Bereich der höheren Grashof-Zahlen eine gut erkennbare turbulente Schlierenbildung auf das Vorliegen von Turbulenz hindeutete. Zum Vergleich sind auch die Ausgleichsgeraden früherer Versuche von Jakob und Linke an Wasser und Tetrachlormethan bei Atmosphärendruck eingezeichnet, die beide innerhalb des Streubereichs der eigenen Messungen von maximal $\pm 20\%$ verlaufen /35/ .

3.2 Blasensieden

Als typische Ergebnisse zum Blasensieden an Glatt- und Rippenrohren bei mittleren und niedrigen Drücken sind in BILD 7 vier ausgewählte Meßreihen für ein Glattrohr (durchgezogene Geraden)

8) Der Proportionalitätsfaktor 0,60 entspricht dabei dem Wert, der theoretisch aus der Lösung der Grenzschichtgleichungen für freie Konvektion an senkrechten Wänden bei den vorliegenden Prandtl-Zahlen $\text{Pr} = 4$ gefunden wurde /34/.

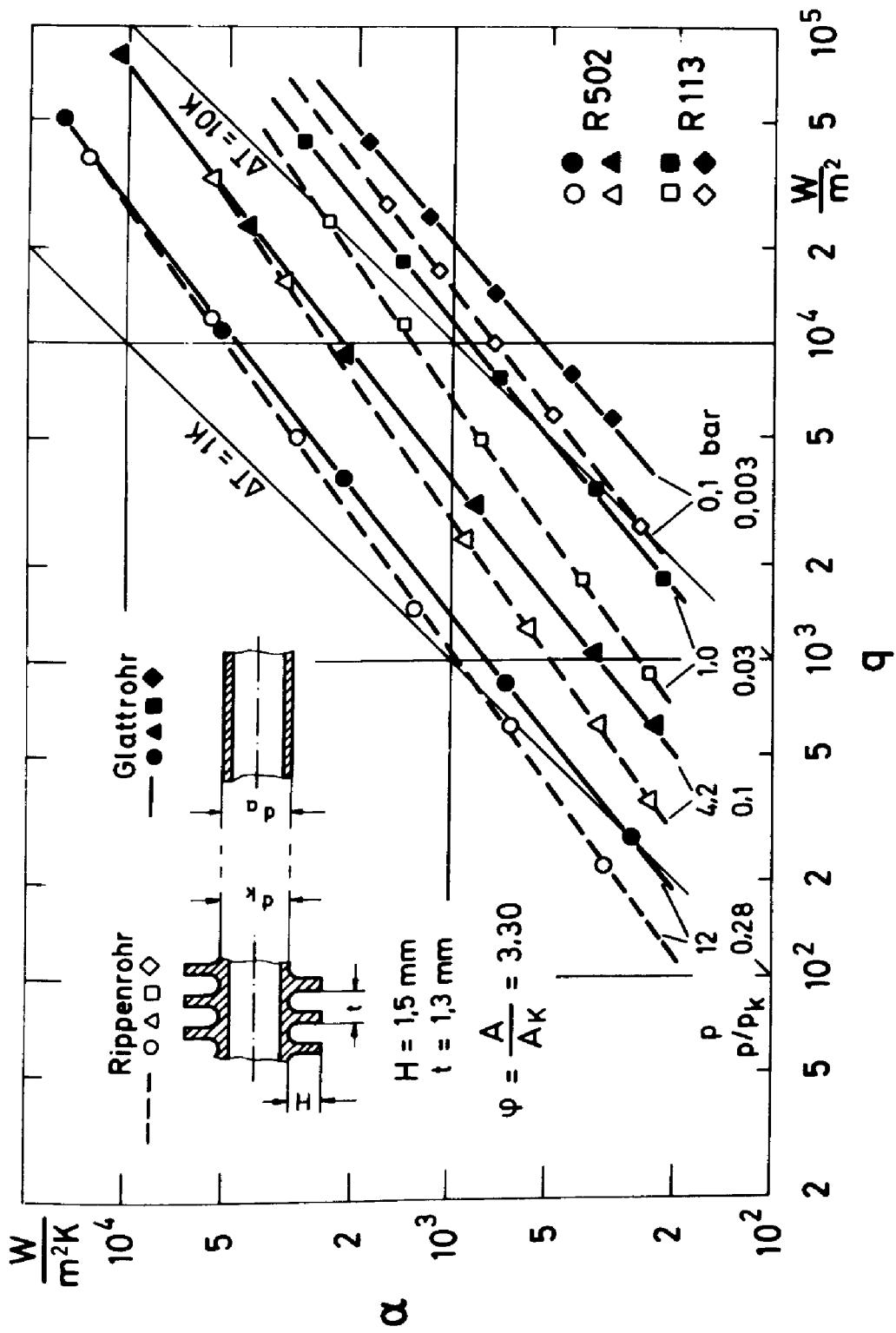


BILD 7: Typische Ergebnisse zum Blasensieden an Glatt- und Rippenrohren für $0,003 \leq p/p_k \leq 0,3$
Wärmeübergangskoeffizienten α nach /36/ auf einheitliche mittlere Rauhtiefe $R_p = 1 \mu\text{m}$ umgerechnet.

und ein Rippenrohr mit der 3,3-fachen äußeren Oberfläche des Glattrohres (gestrichelte Geraden) dargestellt. Um einen besseren Vergleich zwischen Glattrohr und Rippenrohr zu ermöglichen, wurde der Einfluß der unterschiedlichen Oberflächenrauhigkeit der beiden Rohre auf α nach einem Ansatz von Stephan berücksichtigt /36/ und die Meßwerte auf eine mittlere Glättungstiefe von $R_p = 1 \mu\text{m}$ umgerechnet (zur Definition von R_p siehe DIN 4762).

In der doppelt logarithmischen Auftragung von α über q ergeben sich für verschiedene Drücke sowohl beim Glattrohr als auch beim Rippenrohr näherungsweise parallele Geraden; sie sind mit wachsendem Druck zu höheren Wärmeübergangskoeffizienten verschoben⁹⁾. Der Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit dem Druck beruht im wesentlichen darauf, daß die Oberflächenspannung siegender Flüssigkeiten mit dem Druck bzw. der Siedetemperatur abnimmt. Dadurch werden kleinere Blasen lebensfähig, so daß - ähnlich wie bei der Erhöhung der Wärmestromdichte - mehr Blasenbildungszentren auf der Heizfläche aktiviert werden. Außerdem wird durch die zunehmende Steigung der Dampfdruckkurve die Überhitzung kleiner, die notwendig ist, um den zur Blasenbildung erforderlichen Überdruck zu erzeugen.

Zur Veranschaulichung des Einflusses von Siededruck und Wärmestromdichte auf die Blasenbildung sind in BILD 8 vier photographische Aufnahmen vom Sieden des Kältemittels R113 an einem Rippenrohr bei je zwei unterschiedlichen Werten der Wärmestromdichte und des Siededruckes zusammengestellt. Man erkennt, daß eine Vergrößerung der Anzahl von Blasen auf der Rohroberfläche sowohl durch eine Erhöhung der Wärmestromdichte (Bild a → b, bzw. c → d) als auch durch eine Erhöhung des Siededruckes erreicht wird (Bild a → c, bzw. b → d).

Während die relative Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Druck und steigender Wärmestromdichte beim Rippenrohr etwas kleiner ist als beim Glattrohr - der Abstand zwischen zu-

⁹⁾ Lediglich beim tiefsten Druck von 0,1 bar verlaufen die Geraden etwas steiler als bei den übrigen Drücken, insbesondere für das Rippenrohr.

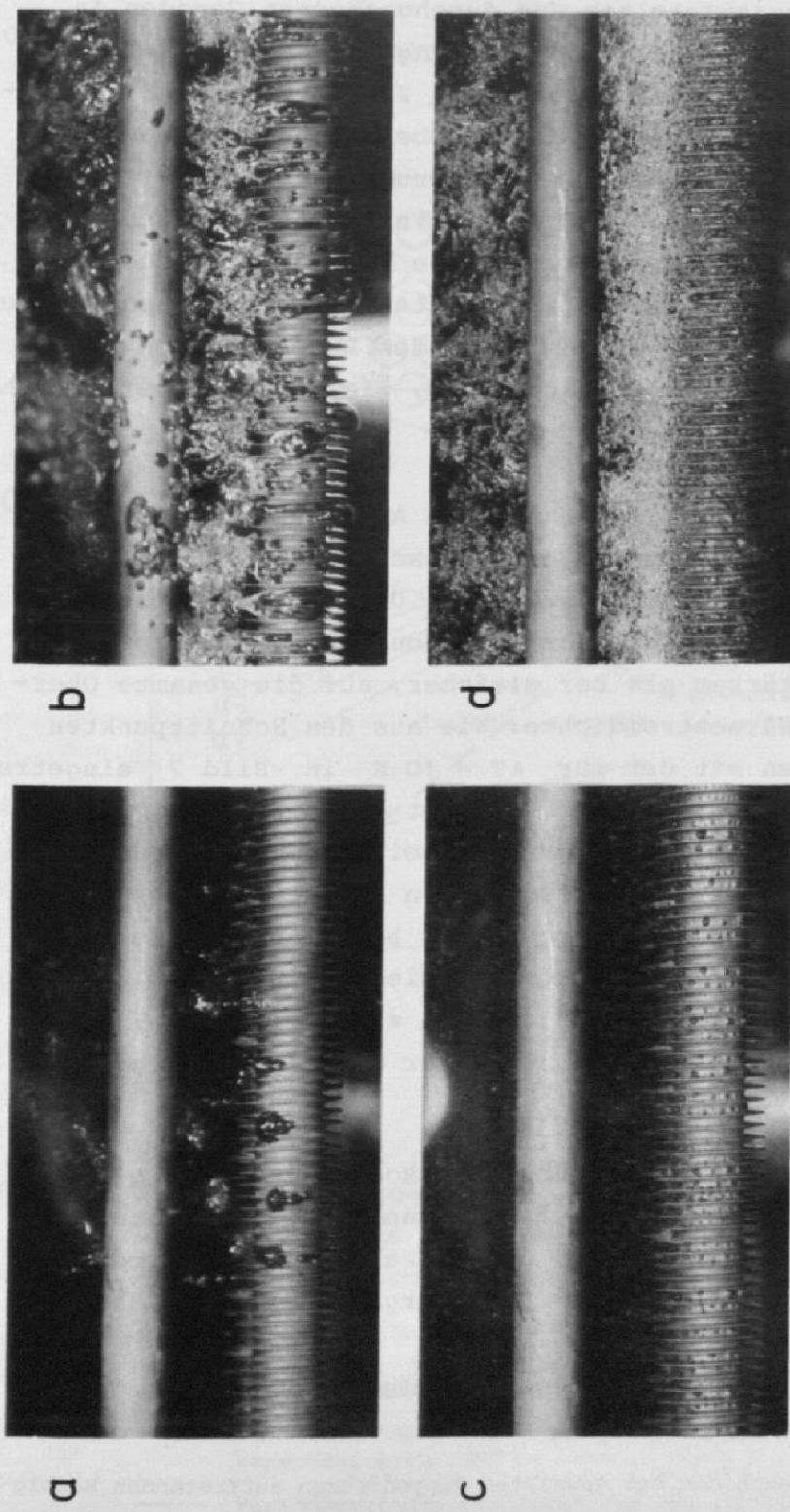


BILD 8: Photografische Aufnahmen der Blasenbildung bei der Verdampfung von R113 bei zwei Siededrückern und zwei Heizflächenbelastungen an einem Rippenrohr

- a) $P = 0,25 \text{ bar}$, $q = 2.000 \text{ W/m}^2$; b) $P = 0,25 \text{ bar}$, $q = 20.000 \text{ W/m}^2$;
- c) $P = 2,0 \text{ bar}$, $q = 2.000 \text{ W/m}^2$; d) $P = 2,0 \text{ bar}$, $q = 20.000 \text{ W/m}^2$.

Daten des Rippenrohrs : Rippenhöhe $H = 3,5 \text{ mm}$; Rippenabstand $t = 2,1 \text{ mm}$; Flächenvergrößerung $\varphi = 4,9$
Jeweils über dem Rippenrohr: Das ebenfalls untersuchte Glattrohr vom Kerndurchmesser des Rippenrohres

sammengehörenden gestrichelten und durchgezogenen Geraden in Bild 7 verringert sich bei Druckerhöhung von 1 bar auf 12 bar¹⁰⁾, und die gestrichelten Geraden verlaufen flacher - , sind die Absolutwerte des auf die gesamte äußere Oberfläche bezogenen Wärmeübergangskoeffizienten bei gleichem Druck und gleicher Wärmestromdichte für das Rippenrohr größer als für das Glattrohr, insbesondere im kältetechnisch wichtigen Bereich schwacher Blasenverdampfung. Diese Unterschiede dürften mit einem zusätzlichen konvektiven Wärmeübergang durch die an den Rippenflanken hochsteigenden Dampfblasen zu erklären sein, wie in /28/ ausführlich dargelegt ist¹¹⁾.

Unter dem Gesichtspunkt der technischen Anwendung ist ein Vergleich von Glatt- und Rippenrohrergebnissen auch bei gleicher Temperaturdifferenz ΔT von Interesse. Unter dieser Nebenbedingung ist die Verbesserung des Wärmeübergangs beim Rippenrohr noch wesentlich stärker als bei gleicher, auf die gesamte Oberfläche bezogener Wärmestromdichte: Wie aus den Schnittpunkten der Versuchsgeraden mit der für $\Delta T = 10 \text{ K}$ in Bild 7 eingetragenen Parameterlinie hervorgeht, beträgt die mit dem Rippenrohr erreichbare Wärmestromdichte für R113 bei einem Siededruck von 1 bar und einer Temperaturdifferenz von 10 K etwa das Fünffache des Wertes für das Glattrohr; das bedeutet, daß der pro Rohrlänge übertragbare Wärmestrom bei diesem Rippenrohr etwa $5 \cdot 3,30 = 16,5$ mal größer ist als bei einem Glattrohr, dessen Außendurchmesser dem Kernrohrdurchmesser des Rippenrohrs entspricht.

Ähnliche Unterschiede im Wärmeübergangskoeffizienten wie zwischen Glattrohr und Rippenrohr findet man in der Literatur auch zwischen den Werten von α für das einzelne Verdampferrohr und das Rohrbündel, vgl. BILD 9 . Danach ergeben sich für die ver-

¹⁰⁾ Diese Tendenz gilt nicht mehr für den niedrigen Siededruck von 0,1 bar, worauf bei der Diskussion zu Bild 10 näher eingegangen wird.

¹¹⁾ Daneben könnten auch die bei gewalzten Rippenrohren auftretenden Rauheitsunterschiede zwischen der Stirnfläche der Rippen und der übrigen Rohroberfläche zu einem gewissen Grad für die höheren Absolutwerte von α und die schwächere Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte verantwortlich sein.

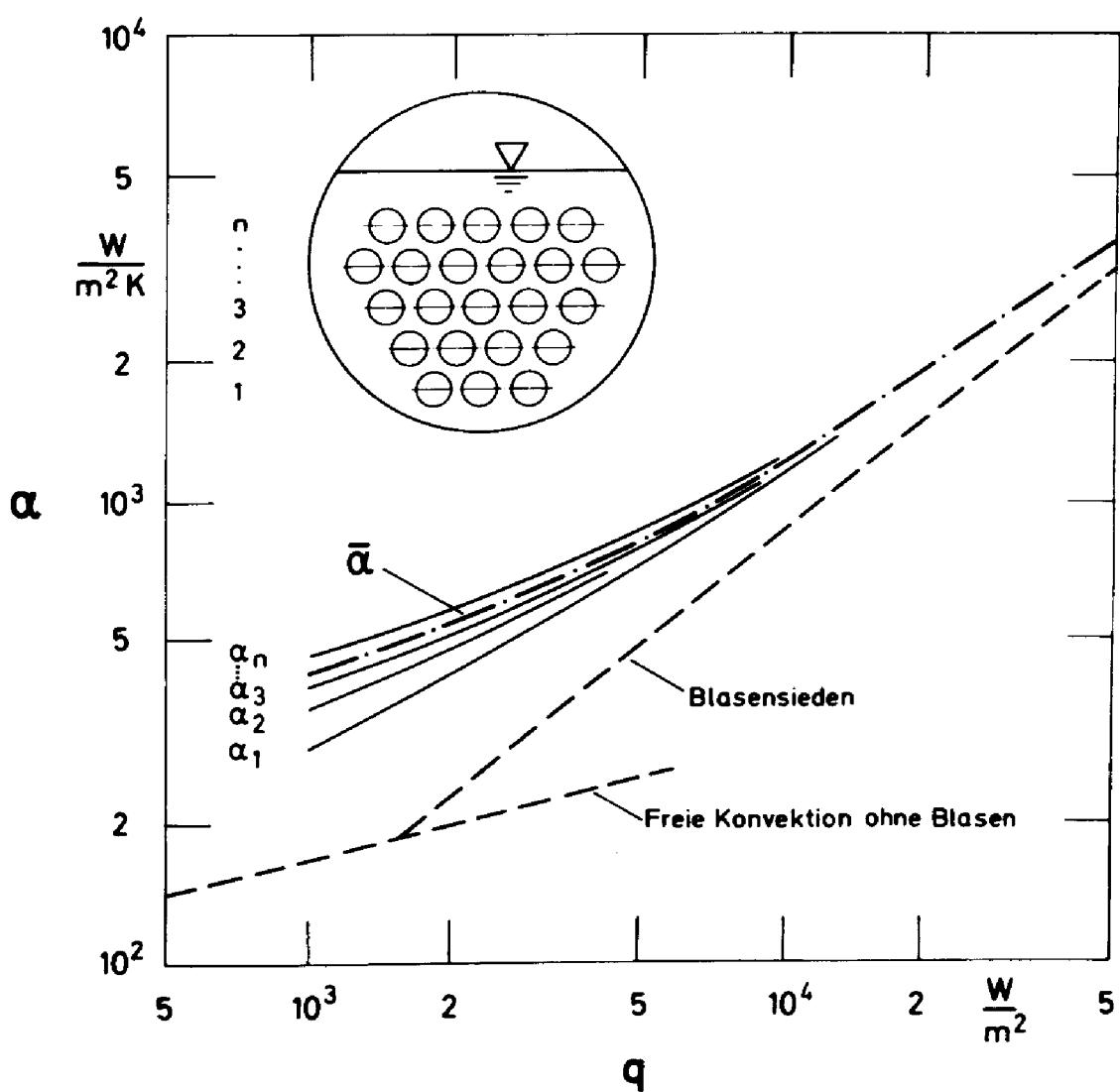


BILD 9: Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte q beim Sieden von R113 an einem einzelnen Rohr und an einem Rohrbündel

Siededruck $p = 1$ bar ; mittlere Rauhtiefe $R_p = 1 \mu m$.

----- Wärmeübergangskoeffizient für das Einzelrohr (Mefwerte)

----- mittlerer Wärmeübergangskoeffizient für das Bündel , berechnet nach /37/

——— Wärmeübergangskoeffizient für die einzelnen Rohrreihen des Bündels : α_1 nach /37/ ; α_2 , α_3 , α_n qualitativ

schiedenen Rohrreihen eines Bündels - insbesondere bei niedrigen Wärmestromdichten - höhere Absolutwerte des Wärmeübergangskoeffizienten und eine geringere relative Zunahme von α mit wachsender Wärmestromdichte als am Einzelrohr¹²⁾.

Die Verbesserung des Wärmeübergangs am Rohrbündel kann durch zusätzliche Konvektionseinflüsse gedeutet werden, die sowohl durch die Anströmung der untersten Rohrreihe infolge des Flüssigkeitszustroms für das gesamte Bündel als auch durch die Strömung des aufsteigenden Dampf-Flüssigkeitsgemischs im Innern des Bündels verursacht werden. Zur Übertragung von Einzelrohrmessungen auf das Rohrbündel wird der Verlauf von α , durch Überlagerung der Werte von α für freie Konvektion und für Blasensieden am Einzelrohr gewonnen, und die Verbesserung des Wärmeübergangs von α , bis zum mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ für das Bündel aus einer für verschiedene Kältemittel und Bündelanordnungen einheitlichen Funktion erhalten, die aus in der Literatur angegebenen Wärmeübergangsmessungen an verschiedenen Rohrbündeln mit versetzter Rohranordnung empirisch aufgestellt wurde /37/ ¹³⁾. In dieser Arbeit wird an mehreren Beispielen gezeigt, daß das so entwickelte Rechenverfahren eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten für $\bar{\alpha}$ aus der Literatur liefert.

Zur Untersuchung der Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden wird davon ausgegangen, daß in dem hier behandelten Bereich mittlerer Siededrücke der Einfluß des Druckes auf α vom Einfluß der Wärmestromdichte separierbar ist, was auch aus der doppelt logarithmischen Darstellung der Versuchsergebnisse in Bild 7 folgt. Damit läßt sich rein empirisch

¹²⁾ Über experimentelle Ergebnisse hierzu vgl. z.B. die zusammenfassende Darstellung in /37/. Wie dort gezeigt wird, ist auch die relative Druckabhängigkeit von $\bar{\alpha}$ für das Bündel - ähnlich wie beim Vergleich Rippenrohr / Glattrohr - schwächer als für das Einzelrohr.

¹³⁾ Auf diese Weise wurden die Kurven für α , und $\bar{\alpha}$ in Bild 9 aus den experimentellen Einzelrohrwerten ermittelt; dagegen besitzen die Kurven $\alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n$ nur qualitativen Charakter.

für α der in der Literatur häufig verwendete Produktansatz

$$\alpha = K \cdot q^n \cdot F(p) \quad (3)$$

anschreiben. Der Faktor K ist abhängig vom System Flüssigkeit/Heizwand, während der Exponent n beim Glattrohr im betrachteten Druckbereich für alle untersuchten Kältemittel in guter Näherung konstant ist und etwa 0,8 beträgt. Für Rippenrohre ist dieser Exponent stets kleiner als für das Glattrohr und wird offenbar von der Rippengeometrie beeinflußt¹⁴⁾.

Für die Druckfunktion $F(p)$ in Gl.(3) kann der Ansatz

$$F(p^*) = 0,14 + 2,2 p^* \quad (4)$$

verwendet werden, den Danilowa /8/ in Anlehnung an Ähnlichkeitsbetrachtungen von Borischanskij und Kozyrew /38/ empirisch aufgestellt hat und der, wie früher gezeigt wurde /28/, die relative Druckabhängigkeit von α für siedende Kältemittel an Glattrohren bis $p^* = p/p_k \approx 0,5$ einheitlich beschreibt¹⁵⁾. Normiert man diesen Ansatz bei einem Druck $p^* = 0,03$, der für die meisten Kältemittel und eine Reihe anderer organischer Flüssigkeiten nahe dem Atmosphärendruck liegt, so erhält man für die relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{0,03}} = 0,68 + 10,68 p^* \quad (4a) .$$

¹⁴⁾ Auf Grund des bisher vorliegenden Versuchsmaterials ist noch keine gesicherte Aussage über die Abhängigkeit des Exponenten n von der Rippengeometrie möglich. Dazu sind insbesondere noch Messungen an Rippenrohren mit einheitlicher Rauhigkeit der gesamten Rohroberfläche notwendig. Hierfür sind z.Zt. Vorversuche im Gange /31/. Als vorläufige Abschätzung für den Exponenten n wird die Beziehung $n_R = n_G - 0,1 H/t_1$ vorgeschlagen, mit n_R = Exponent für das Rippenrohr; n_G = 0,8 = Exponent für das Glattrohr; H = Rippenhöhe; t_1 = lichter Rippenabstand.

¹⁵⁾ Daneben existieren in der Literatur einige empirische Ansätze, die die Druckabhängigkeit von α in der Form $\alpha \sim p^m$ enthalten. Von den neueren Messungen könnten die Versuche von Hesse /13/ an R114 ($C_2F_4Cl_2$) für $0,1 \leq p^* \leq 0,6$ auf diese Weise mit $m \approx 0,7$ relativ gut erfaßt werden.

Eine Analyse der Meßergebnisse für Rippenrohre zeigt, daß man mit einem solchen Ansatz auch die Druckabhängigkeit von α für Rippenrohre beschreiben kann, wenn man das Flächenverhältnis als neuen Parameter hinzunimmt:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{0,03}} = 0,68 + 10,68 p^*/\sqrt{\varphi} \quad (5) .$$

Dabei bedeutet $\varphi = \text{Oberfläche } A \text{ des Rippenrohres} / \text{Oberfläche } A_K$ eines Glattrohres mit dem Kerndurchmesser des Rippenrohres. Für das Glattrohr gilt danach $\varphi = 1$, d.h. Gl.(5) entspricht für das Glattrohr Gl.(4a). Diese Beziehung, die bereits früher anhand von Ergebnissen an einem Kältemittel (R11) in einem engen Druckbereich ($0,03 \leq p^* \leq 0,07$) aufgestellt worden war /28/, ist in BILD 10 mit neuen Messungen an mehreren Kältemitteln in einem großen Druckbereich verglichen. Neben den Glattrohrwerten sind aus Gründen der Übersichtlichkeit aus den Messungen an Rippenrohren mit φ zwischen 2,3 und 4,9 die Ergebnisse von zwei Rohren mit stark unterschiedlicher Rippengeometrie - einerseits engstehende, niedrige Rippen ($\varphi = 3,30$), andererseits weitstehende, hohe Rippen ($\varphi = 3,18$) - eingezeichnet.

Man erkennt, daß die experimentell gefundene Druckabhängigkeit von α für Glatt- und Rippenrohre durch Gl.(5) im Druckbereich $10^{-2} \leq p^* \leq 0,5$ innerhalb einer engen Streugrenze wiedergegeben wird. Für $p^* \leq 10^{-2}$ hängt der Wärmeübergangskoeffizient zunehmend stärker vom Druck ab, als nach Gl.(5) zu erwarten wäre, insbesondere für die Rippenrohre. Ähnlich starke Abweichungen zeigen neue Messungen mit R11 auch für das Glattrohr in diesem Druckbereich /37/ .

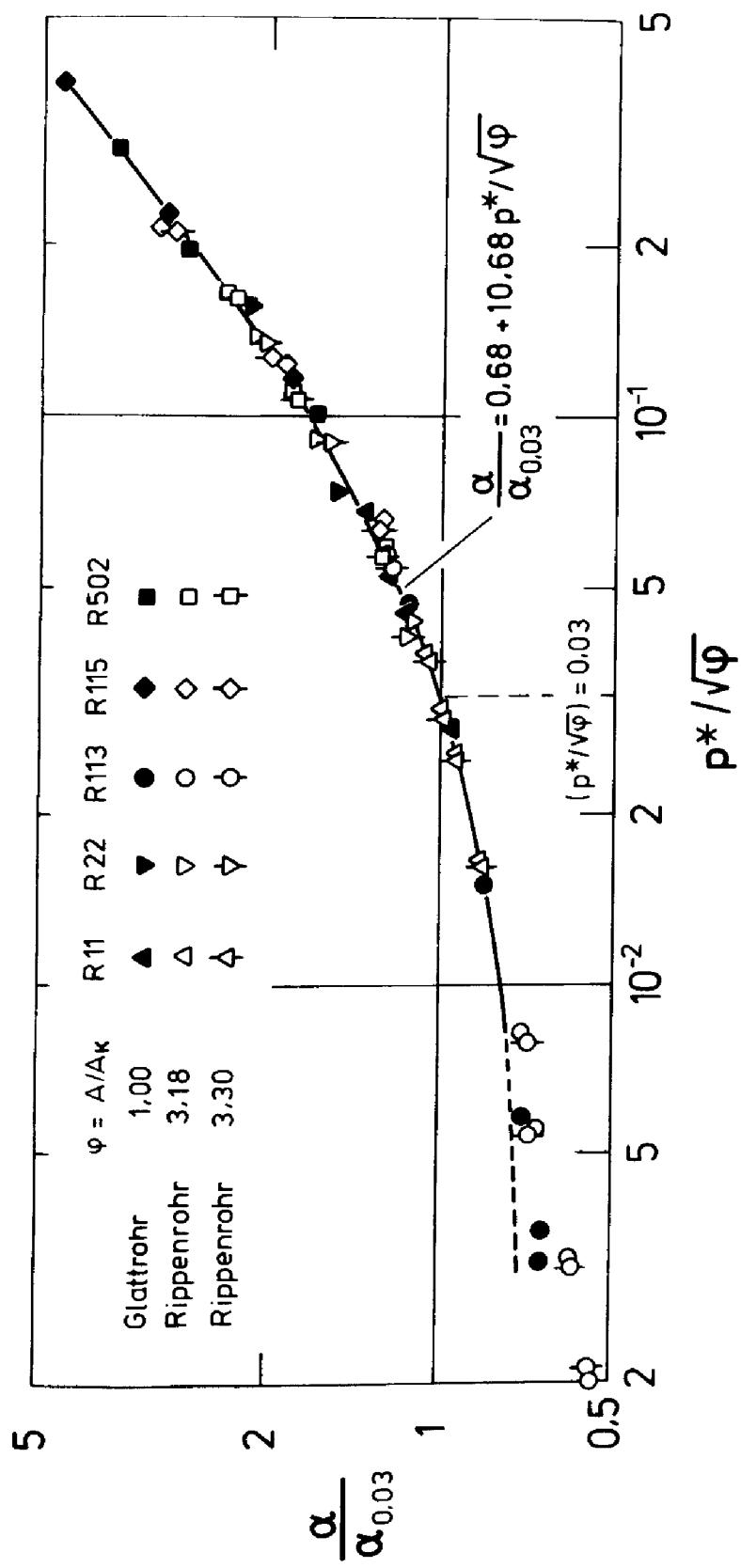


BILD 10: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von dem Parameter $p^*/\sqrt{\varphi}$ in normierter Form für Glatt- und Rippenrohre: Vergleich von Meßwerten mit der Rechnung nach Gl.(5)
Rohr Nr. 4: $\varphi = 3,18$; $H = 3,5$ mm; $t = 3,8$ mm; Rohr Nr. 5: $\varphi = 3,30$; $H = 1,5$ mm; $t = 1,3$ mm

4. Blasensieden bei hohem Druck

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse zum Blasensieden an Glattrohren bei höheren normierten Drücken, bis in unmittelbare Nähe des kritischen Punktes behandelt. Dabei wird die starke Änderung der Stoffwerte von Flüssigkeit und Dampf bei Annäherung an den kritischen Zustand ausgenutzt, um aus einer genauen Messung der Druckabhängigkeit von α auch den Einfluß der Stoffwerte auf den Wärmeübergang beim Blasensieden in diesem Druckbereich zu erfassen.

4.1 Typische Versuchsergebnisse und Einfluß der Wärmestromdichte auf den Wärmeübergangskoeffizienten

In BILD 11 sind Versuchsergebnisse zum Blasensieden von R12 bis in unmittelbare Nähe des kritischen Punktes dargestellt¹⁶⁾. Im Vergleich zu den Messungen bei tieferen Drücken fällt auf, daß der Wärmeübergangskoeffizient bei Annäherung an den kritischen Punkt mit dem Druck sehr stark ansteigt, von 27,4 bar bis 40,5 bar etwa um den Faktor 10, und daß sehr hohe Wärmeübergangskoeffizienten bis über 50.000 W/m²K erreicht werden. Außerdem verlaufen die Ausgleichsgeraden für die Meßpunkte nicht mehr für sämtliche Drücke parallel, sondern die Steigung der Geraden nimmt mit wachsendem Druck schwach ab. Das bedeutet, daß der Exponent n in Gl.(3) eine Funktion des Druckes ist, und daß damit eine Separation von Druck- und Wärmestromeinfluß auf α streng genommen nicht mehr zulässig ist.

Daneben zeigt ein genauerer Vergleich, daß die Meßreihen in Bild 11 eine außerhalb der Fehlergrenze liegende leichte Krümmung aufweisen. Dies dürfte durch die Oberflächenbeschaffenheit der Heizfläche hervorgerufen werden, was auch aus den Ergebnissen in BILD 12 zu entnehmen ist. In dieser Darstellung sind Messungen mit R115 bei vier Drücken an zwei Versuchsrohren mit

¹⁶⁾ Die Meßwertetabellen für sämtliche Versuche zum Blasensieden bei hohem Druck finden sich in /39/ .

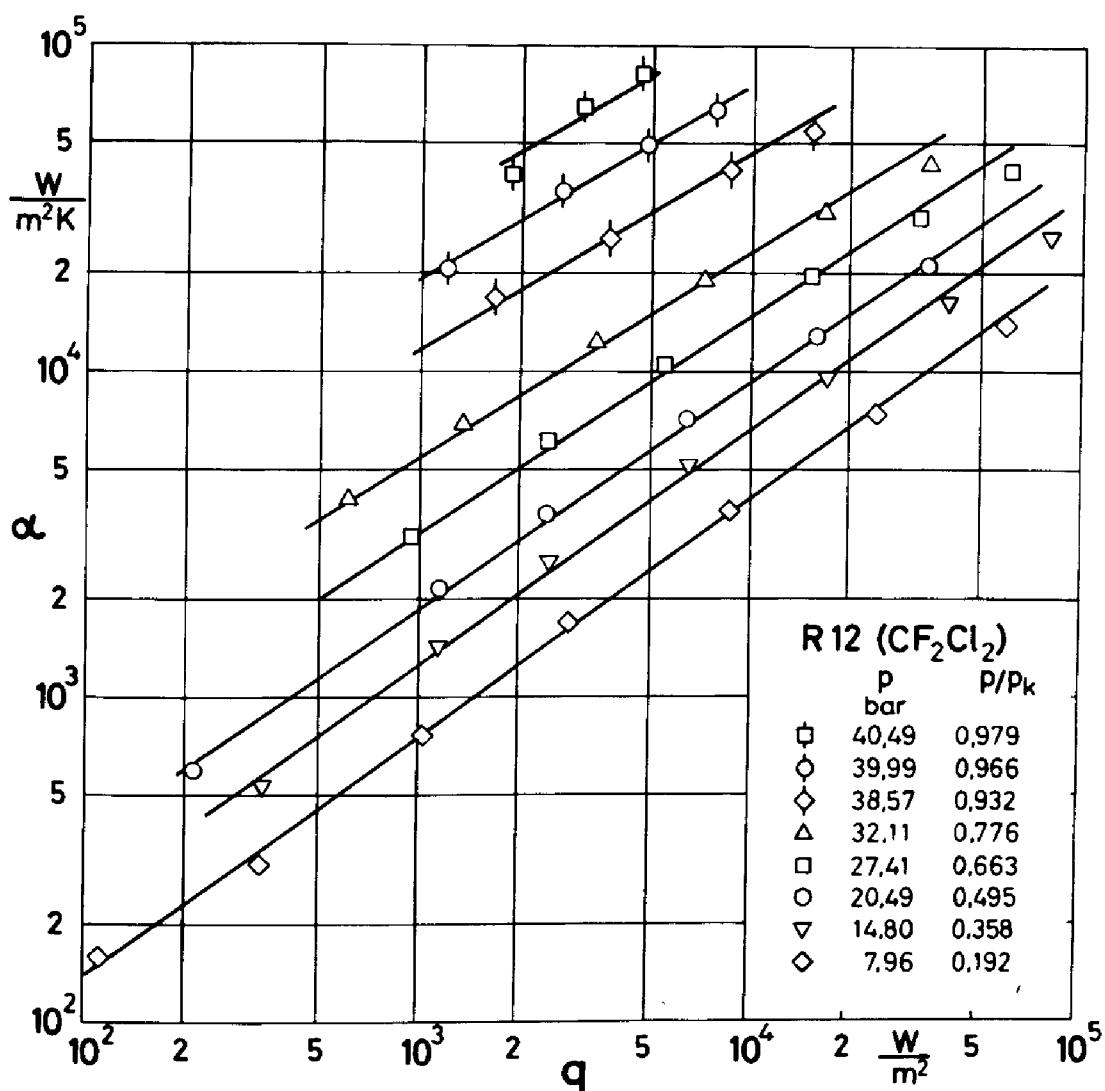


BILD 11: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α von der Wärmestromdichte q beim Blasensieden von R12 für Siededrücke bis nahe an den kritischen Druck

Mittlere Rauhtiefe der Rohroberfläche $R_p = 0,9 \mu\text{m}$

unterschiedlich behandelter Oberfläche zusammengefaßt. Man sieht, daß sich die Ergebnisse für das gezogene Rohr sehr gut durch Geraden ausgleichen lassen, während die Meßreihen für das Rohr mit geschmiedeter Oberfläche - mit dem auch alle übrigen in Abschnitt 4 behandelten Messungen durchgeführt wurden - leicht gekrümmmt sind, insbesondere bei hohen Wärmestromdichten. Sowohl eine solche Krümmung als auch die Abnahme der mittleren Steigung der Ausgleichsgeraden dürfte mit der Größenverteilung der aktivierten Keimstellen auf der verwendeten Heizfläche zusammenhängen, wie im folgenden in gekürzter Form gezeigt wird. (Eine ausführlichere Darstellung ist in /27/ und /40/ enthalten.)

Nach Mikic und Rohsenow /41/, Tien /42/ und anderen ist die Wärmestromdichte q bei vorgegebenem Siededruck proportional zur Zahl aktiver Keimstellen N und zur Übertemperatur ΔT der Heizfläche:

$$q \sim N^i \cdot \Delta T \quad (6) .$$

Mit der Definition des Wärmeübergangskoeffizienten α folgt

$$\alpha \sim N^i \quad (7) .$$

Um eine lebensfähige Dampfblase vom Radius r an einer Keimstelle in der Flüssigkeit zu erzeugen, muß in der Blase ein Überdruck $\Delta p \sim \sigma/r$ herrschen (σ = Grenzflächenspannung). Unter der Annahme thermodynamischen Gleichgewichts an der Phasengrenzfläche ist Δp mit der Übertemperatur ΔT durch die Dampfdruckkurve verknüpft. Für die verhältnismäßig kleinen Werte von Δp in einer wachsenden Blase sind Δp und ΔT proportional und damit

$$\Delta T \sim \frac{1}{r} \quad (8) .$$

Da eine technische Oberfläche stets eine Größenverteilung $f(r)$ der als Keimstellen infrage kommenden Vertiefungen aufweist, enthält die Zahl N der bei einer gegebenen Übertemperatur ΔT aktivierten Keimstellen alle Vertiefungen mit Blasenradien $r \geq r_0$

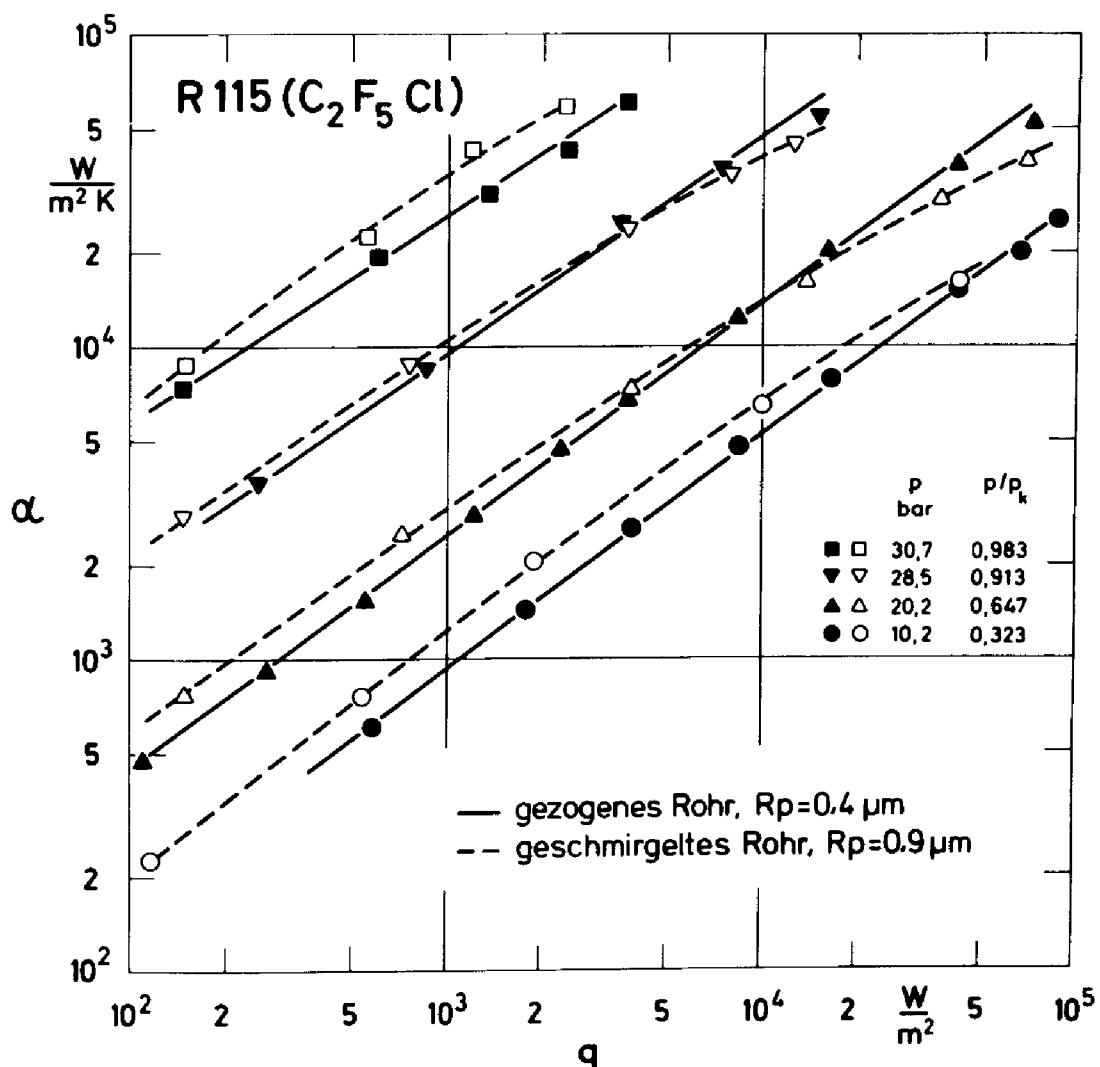


BILD 12: Vergleich von Meßergebnissen bei vier verschiedenen Siededrücken an zwei Versuchsrohren mit unterschiedlich behandelter Oberfläche in einer doppelt logarithmischen Darstellung des Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte

Durchgezogene Linien: Gezogenes Rohr, mittlere Rauhtiefe der Oberfläche $R_p = 0,4 \mu m$

Gestrichelte Linien : Geschmirgeltes Rohr, mittlere Rauhtiefe der Oberfläche $R_p = 0,9 \mu m$

(r_o = kleinster Blasenradius in einer bei ΔT aktivierte
Keimstelle):

$$N = \int_{r_o}^{\infty} f(r) dr \quad (9).$$

Werden nun willkürlich zwei Gleichungstypen für $f(r)$, a) eine Potenzverteilung und b) eine Exponentialverteilung, gewählt, so folgt aus Gl.(6) bis (9) und Annahme a), daß die $q(\Delta T)$ - und $\alpha(q)$ -Zusammenhänge ebenfalls Potenzfunktionen sind, die in doppelt logarithmischen Darstellungen Geraden ergeben. Aus Annahme b) und Gl.(7) bis (9) erhält man eine Exponentialfunktion für die Beziehung zwischen α und $1/\Delta T$ und damit Geraden in einer Auftragung von $\ln \alpha$ über $1/\Delta T$. Eine solche Darstellung wurde von Schlünder als Alternative zu den bisher üblichen doppelt logarithmischen Auftragungen vorgeschlagen /43/ .

Die Gültigkeit der beiden Annahmen für $f(r)$ ist in BILD 13 anhand der experimentellen Ergebnisse für das Kältemittel R13B1 am Rohr mit geschmiedeter Oberfläche verglichen. Dabei ist oben die doppelt logarithmische Auftragung von α über ΔT und der entsprechende Zusammenhang von α mit q und unten ein Diagramm von $\ln \alpha$ über $1/\Delta T$ dargestellt. Man erkennt, daß die Meßpunkte in jedem der Diagramme ziemlich gut durch Geraden interpoliert werden können, daß die Punkte aber in keinem der Diagramme exakt auf den Geraden liegen.

Überträgt man die Geraden des unteren Diagramms in die doppelt logarithmische Darstellung von α über ΔT , so erhält man parallele Kurven mit einer negativen Krümmung, die merklich stärker ist als für eine Ausgleichskurve durch die Punkte. Das ist in Bild 13(a) für einen Siededruck angedeutet. Daraus folgt, daß keine der beiden Annahmen über die Häufigkeitsverteilung exakt zutrifft, sondern daß die wirkliche Verteilung bei dem hier verwendeten Versuchsrohr durch eine Überlagerung der beiden Fälle erfaßt werden könnte.

Für eine angenäherte Beschreibung der Meßergebnisse, die für die meisten praktischen Anwendungen ausreicht, können beide Darstellungsformen verwendet werden. Ein Vorteil der doppelt logarith-

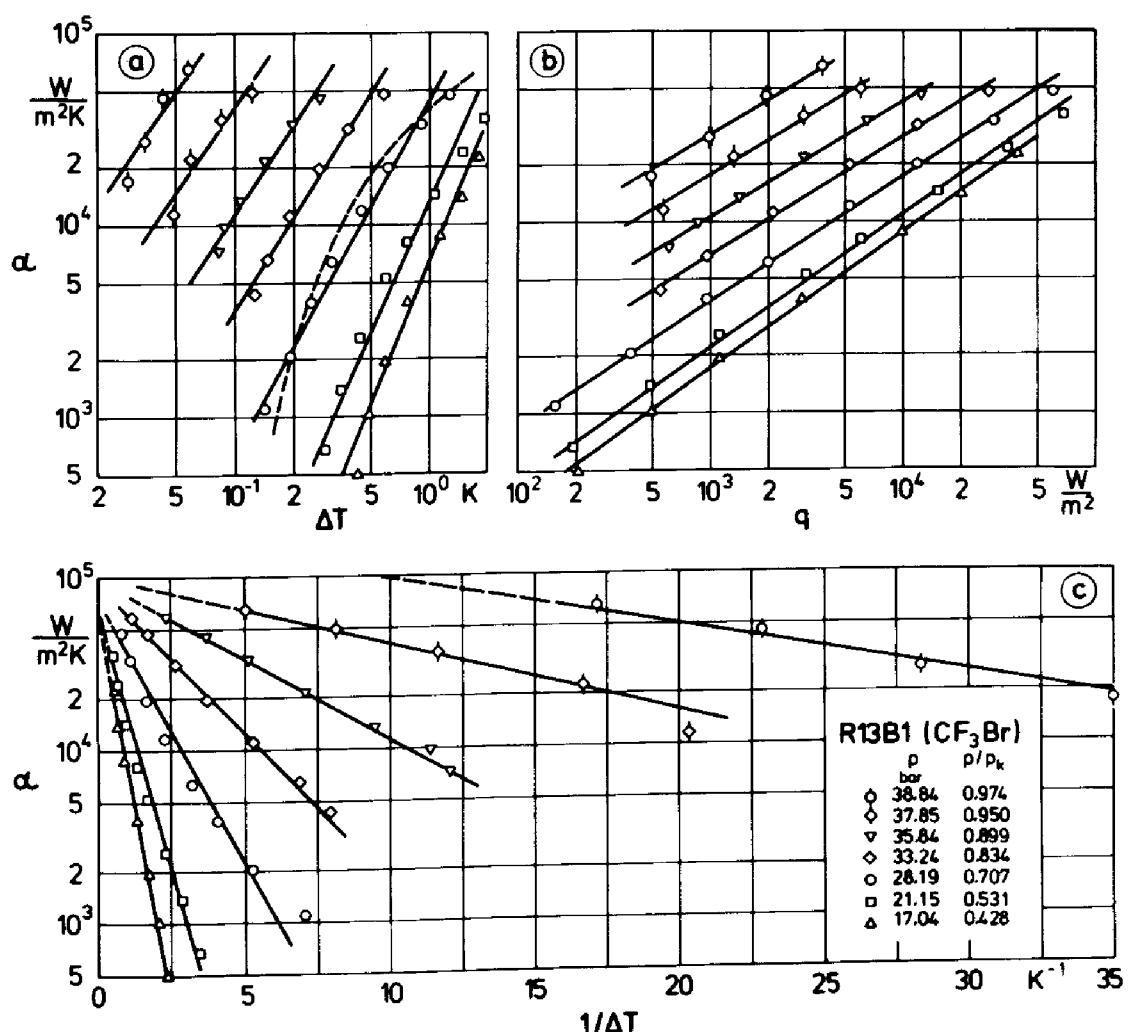


BILD 13: Verschiedene Darstellungsformen für den Wärmeübergangskoeffizienten α beim Blasensieden von R13B1 an einem horizontalen Rohr mit geschmiedelter Oberfläche

Oben : Doppelt logarithmische Darstellung von α über ΔT bzw. q

Unten: Einfach logarithmische Darstellung von α über $1/\Delta T$

Parameter : Siededruck p

Mittlere Rauhtiefe der Rohroberfläche $R_p = 0,9 \mu m$

mischen Auftragung - insbesondere für einen größeren Druckbereich - besteht darin, daß α mit konstanter relativer Genauigkeit dargestellt wird. Daher wird für die folgende Betrachtung der Druckabhängigkeit von α die übliche Schreibweise mit $\alpha \sim q^n$ und konstantem Exponenten der Wärmestromdichte weiterverwendet¹⁷⁾.

4.2 Beschreibung von Druckeinfluß und Stoffwerteinfluß auf den Wärmeübergangskoeffizienten

Zur Diskussion der Druckabhängigkeit von α für alle bei hohem Druck untersuchten Stoffe sind in BILD 14 die Wärmeübergangskoeffizienten bei einer von den Meßreihen beim höchsten Druck gerade noch erreichten Wärmestromdichte von 4.000 W/m^2 linear über dem mit dem kritischen Druck normierten Siededruck $p^* = p/p_k$ aufgetragen. Dabei wurde auf den Wert bei $p^*_{\circ} = 0,3$ normiert. Man erkennt, daß α im gesamten Druckbereich für alle untersuchten Kältemittel mit geringen Streuungen einheitlich zunimmt. Bis zum halben kritischen Druck werden die Messungen durch eine lineare Druckfunktion entsprechend Gl.(4) bzw. (5) sehr gut wiedergegeben. Der wesentlich stärkere Anstieg von α mit p^* bei höheren normierten Drücken läßt sich mit einer empirischen Beziehung beschreiben, die Haffner aus der Beziehung von Danilowa (Gl.(4)) entwickelt hat /11/ und die in der für Bild 14 gewählten Normierung lautet:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{0,3}} = 0,175 + (2,02 + \frac{0,51}{1-p^*}) \cdot p^* \quad (10)$$

Neben den eigenen Ergebnissen ist in Bild 14 auch die relative Druckabhängigkeit von α nach Meßwerten von Danilowa und Kuprianowa mit RC318 /44/ und Meßwerten von Haffner mit R12 und R22 /11/ dargestellt. Während die Übereinstimmung bei tiefen normier-

17) Dies ist unter dem Gesichtspunkt praktischer Berechnungen auch deshalb vertretbar, weil in der Regel für bestimmte Anwendergruppen nur verhältnismäßig kleine Bereiche der Wärmestromdichte interessant sind: Für die Kältetechnik der Bereich niedriger Wärmestromdichten, für die Verdampfung in der Energietechnik der Bereich hoher Wärmestromdichten.

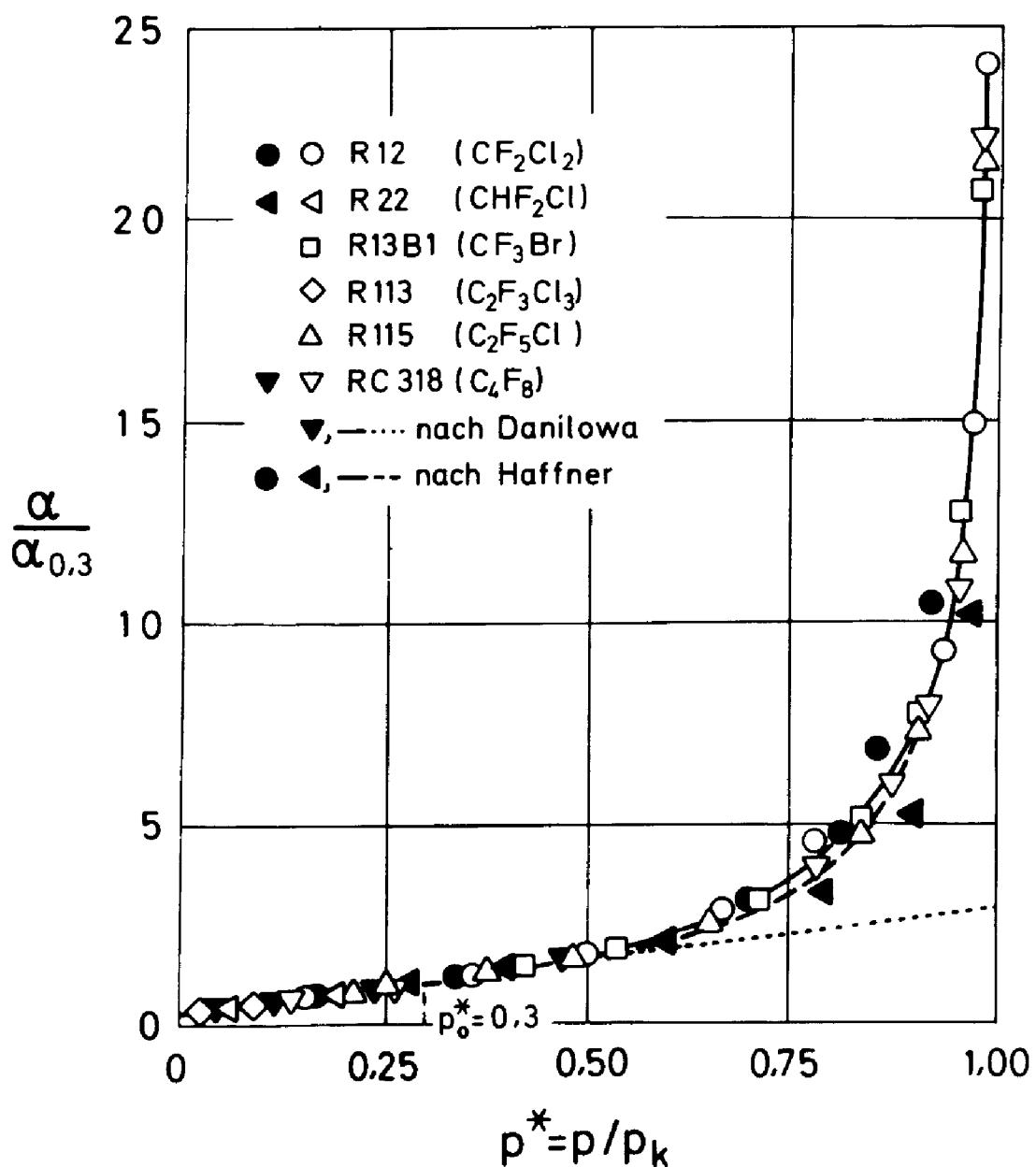


BILD 14: Normierte Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Kältemittel in Abhängigkeit vom normierten Siededruck bei einer Wärmestromdichte von $q = 4.000 \text{ W/m}^2$

Zum Vergleich : Messungen und empirische Beziehungen von
Danilowa /8/, /44/ und von Haffner /11/

ten Drücken gut ist, treten bei hohen Drücken zwischen den beiden von Haffner untersuchten Stoffen wesentlich größere Unterschiede auf, als nach unseren Messungen zu erwarten wäre¹⁸⁾.

Die gemessene relative Druckabhängigkeit von α bei hohen normierten Drücken kann mit Hilfe eines einfachen Rechenverfahrens auf wenige Stoffeigenschaften der Flüssigkeit im Siedezustand zurückgeführt werden, wie an anderer Stelle ausführlich gezeigt ist (vgl. /39/ oder /45/). Ausgangspunkt dieses Rechenverfahrens ist die bekannte Gleichung von Thomson, wonach der Überdruck in einem Blasenkeim eine Funktion der Grenzflächenspannung, der Flüssigkeitsdichte, der Dichtedifferenz zwischen Flüssigkeit und Dampf und des Keimradius ist. Über die Dampfdruckkurve lässt sich der Druck in der Blase durch die Flüssigkeitsüberhitzung an der Blase ausdrücken, und die drei genannten Stoffwerte der Flüssigkeit können über empirische Beziehungen auf den Realfaktor und die Flüssigkeitstemperatur an der Blase - und das bedeutet: auf die Siedetemperatur T_s plus Flüssigkeitsüberhitzung ΔT an der Wand - zurückgeführt werden. Damit erhält man einen impliziten Zusammenhang zwischen der Flüssigkeitsüberhitzung, der Siedetemperatur und dem Keimradius.

Mit der plausiblen Annahme, daß die letzten Keimstellen, die beim Übergang vom Blasensieden zur freien Konvektion ohne Blasen noch aktiviert sind, stets an den gleichen Vertiefungen der Heizfläche auftreten, wird der Keimradius r_A an der Übergangsstelle druckunabhängig und lässt sich aus einem Meßwert für die Übergangsstelle bestimmen. Damit sind alle benötigten Größen bekannt, um die Flüssigkeitsüberhitzung für beliebige Siededrücke berechnen zu können. Mit der Definition des Wärmeübergangskoeffizienten erhält man schließlich die relative Druckabhängigkeit von α . In die doppelt logarithmische Darstellung von BILD 15 ist das

18) In einer genaueren Analyse ist zu berücksichtigen, daß der Exponent n in Gl.(3) nicht konstant ist, sondern mit wachsendem Druck etwas abnimmt. Dadurch ergibt sich ein Einfluß der Wärmestromdichte auf die relative Druckabhängigkeit von α (vgl. z.B. /39/). Die bisherigen Ergebnisse lassen vermuten, daß dieser Einfluß weitgehend stoffunabhängig ist und hauptsächlich von den Heizflächeneigenschaften bestimmt wird.

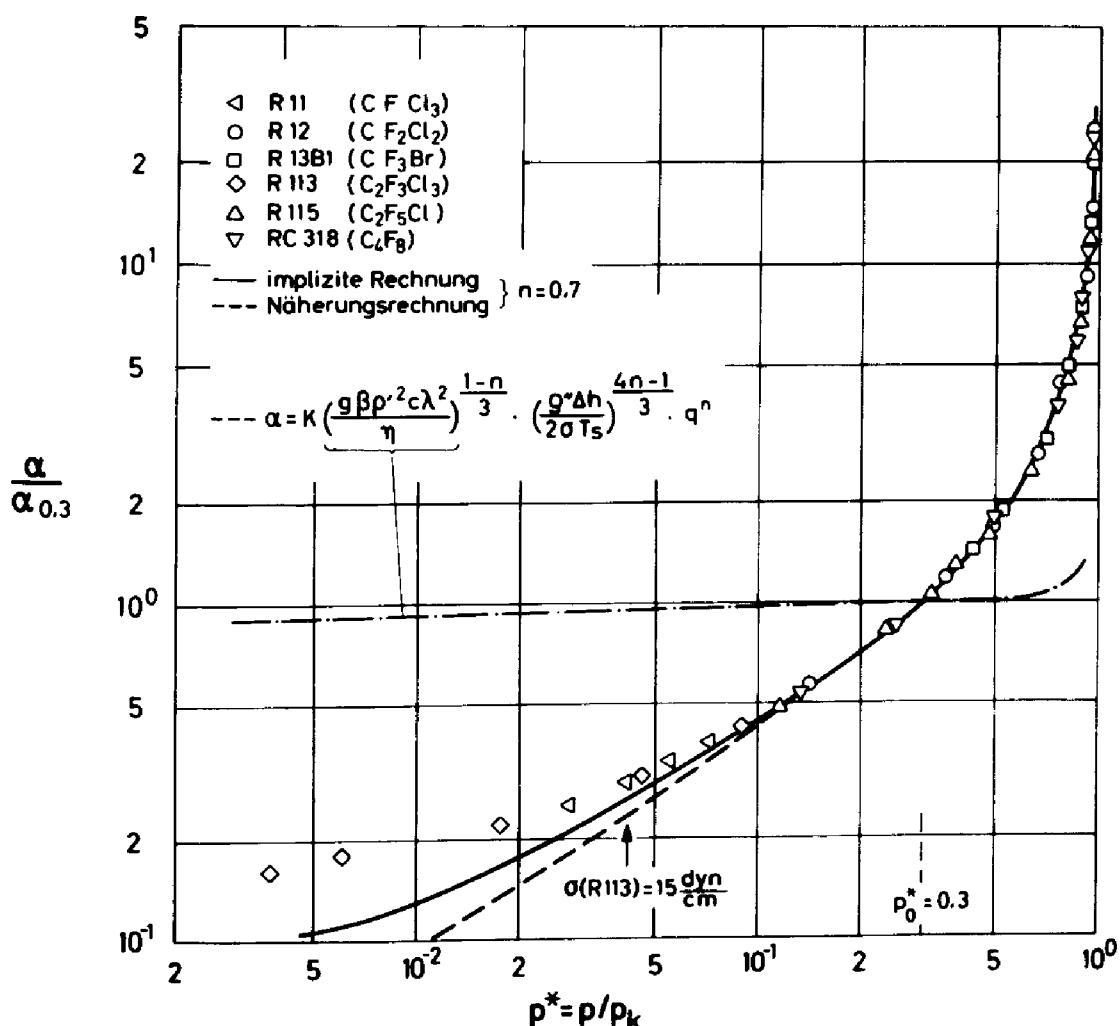


BILD 15: Vergleich der Meßergebnisse für Kältemittel mit der relativen Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten nach dem impliziten Rechenverfahren (durchgezogene Kurve) und nach der Näherungsrechnung Gl.(11) (gestrichelt bzw. durchgezogen)

Strichpunktierte Kurve : Relative Druckabhängigkeit der ersten, die freie Konvektion beschreibenden Stoffwertgruppe in Gl.(11), normiert auf ihren Wert bei $p^* = 0,3$.

Ergebnis dieser Rechnung als durchgezogene Kurve eingetragen. Wie beim experimentellen Befund liefert auch die Rechnung für alle untersuchten Kältemittel innerhalb von $\pm 5\%$ eine einheitliche Druckabhängigkeit von α , die abgesehen vom Bereich niedriger Siededrücke sehr gut mit den Meßwerten übereinstimmt. Die Abweichung bei niedrigen Siededrücken kann im Rahmen des Rechenverfahrens damit erklärt werden, daß der Keimradius r_A beim Übergang vom Blasensieden zur freien Konvektion in diesem Druckbereich nicht mehr druckunabhängig ist, wie angenommen wurde, sondern mit fallendem Druck zunimmt. Eine solche Zunahme von r_A könnte darauf beruhen, daß die Oberflächenspannung von R113 bei $p^* \approx 0,04$ bereits so groß ist ($\sigma = 15 \text{ dyn/cm}$), daß eine weitere Zunahme von σ eine Zunahme des Randwinkels und damit auch des Keimradius bewirkt, die in der Rechnung konstant angenommen wurden.

Für eine Klärung dieser Frage ist eine genauere Untersuchung der Grenzflächeneffekte notwendig. Außerdem sollten im Unterschied zu der Gleichgewichtsbetrachtung bei hohen Drücken wegen der mit abnehmendem Siededruck größer werdenden Überhitzung der Flüssigkeit an der Heizwand auch dynamische Effekte der Blasenbildung berücksichtigt werden.

Durch Einführen des Differenzenquotienten $\Delta p / \Delta T$ anstelle der Steigung der Dampfdruckkurve und durch Verwendung der Clausius-Clapeyron-Gleichung erhält man aus dem impliziten Rechenverfahren folgende explizite Näherungsgleichung für den Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\alpha = C \cdot r_A^{\frac{4n-1}{3}} \cdot \left[\frac{g \beta c (g' \lambda)^2}{\eta} \right]^{\frac{1-n}{3}} \cdot \left[\frac{g'' \Delta h}{2 \sigma T_s} \right]^{\frac{4n-1}{3}} \cdot q^n \quad (11)$$

Darin bedeuten $C = 0,15^{1-n}$; r_A = Keimradius am Übergang vom Blasensieden zur freien Konvektion ohne Blasen; g = Erdbeschleunigung; β = thermischer Ausdehnungskoeffizient, c = spezifische

Wärme, ρ' = Dichte, λ = Wärmeleitfähigkeit, η = dynamische Zähigkeit, Δh = Verdampfungsenthalpie, σ = Oberflächenspannung der siedenden Flüssigkeit; ρ'' = Dampfdichte; T_s = Siedetemperatur.

In dieser Gleichung ist der Einfluß der Stoffwerte auf den Wärmeübergangskoeffizienten in den beiden Klammerausdrücken zusammengefaßt, während der Einfluß von Heizflächeneigenschaften und von Grenzflächeneffekten im Keimradius r_A und - implizit - im Exponenten n enthalten ist. An den Exponenten der einzelnen Terme erkennt man, daß in dieser Darstellung auch der Einfluß der Stoffwerte auf den Wärmeübergangskoeffizienten über den Exponenten n mit der Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte gekoppelt ist.

Die aus Gl.(11) folgende relative Druckabhängigkeit von α ist in Bild 15 als gestrichelte Kurve eingetragen¹⁹⁾. Sie weicht oberhalb von $p^* \approx 0,1$ nur geringfügig vom Ergebnis der impliziten Rechnung ab und gibt in diesem Druckbereich den gemessenen Verlauf ebenfalls gut wieder. Die strichpunktierte Kurve stellt die Druckabhängigkeit der ersten, die freie Konvektion beschreibenden Stoffwertgruppe in Gl.(11) dar; dabei wurde diese Stoffwertgruppe ebenfalls auf ihren Wert bei $p^* = 0,3$ normiert. Man erkennt, daß die Stoffwertgruppe bis dicht an den kritischen Punkt heran nahezu unabhängig vom Druck ist. Demnach wird die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs beim Blasensieden von Kältemitteln für $p^* \gtrsim 0,05$ in der Näherungsrechnung im wesentlichen durch die Dampfdruckkurve und die Abhängigkeit der Verdampfungsenthalpie, der Oberflächenspannung und der Dampfdichte von der Siedetemperatur beschrieben.

Die zunehmende Abweichung der gestrichelten von der durchgezogenen Kurve in Bild 15 bei niedrigen Siededrücken beruht haupt-

¹⁹⁾ Bei der Auswertung von Gl.(11) wurde wie bei der exakten Rechnung angenommen, daß der Keimstellenradius am Übergang zur freien Konvektion vom Druck unabhängig ist. Außerdem konnten für die relative Druckabhängigkeit der Stoffeigenschaften der verschiedenen Kältemittel einheitliche Funktionen des auf p_k normierten Siededruckes eingesetzt werden, vgl. Gl.(12) /46/ .

sächlich darauf, daß in der Näherungsrechnung die Krümmung der Dampfdruckkurve für den Temperaturbereich, der der jeweiligen Flüssigkeitsüberhitzung ΔT entspricht, nicht berücksichtigt wird.

Ein entsprechendes Resultat erhält man auch für die organischen Flüssigkeiten Äthanol und Benzol, für die Wärmeübergangsmessungen in einem größeren Bereich des Siededruckes in der Literatur vorliegen. In BILD 16 sind die Rechenergebnisse für diese beiden Stoffe mit Messungen von Mesler und Banchero /9/, Golowin, Koltuschgin und Labunzow /10/ sowie von Cichelli und Bonilla /12/ verglichen. Man sieht, daß alle Messungen für Äthanol und die Messungen von Mesler und Banchero für Benzol im ganzen Druckbereich bis herab zu $p^* \approx 0,02$ durch die implizite Rechnung gut wiedergegeben werden.

Bei Benzol treten für $p^* \leq 0,1$ stärkere Abweichungen der Meßergebnisse der verschiedenen Autoren auf. Da die Oberflächenspannung von Äthanol bei $p^* \approx 0,03$, die von Benzol bei $p^* \approx 0,07$ den Wert $\sigma = 15$ dyn/cm erreicht, dürften auch bei diesen Stoffen die Abweichungen bei niedrigen Siededrücken - sowohl zwischen den Messungen verschiedener Autoren als auch zwischen Messung und Rechnung - mit den Grenzflächeneigenschaften zusammenhängen.

Gleichungen von der Form der Gl.(11), in denen die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten durch Stoffwerte der siedenden Flüssigkeit und des Dampfes beschrieben wird, sind in der Literatur in großer Zahl vorhanden. Sie kommen jedoch zu Ergebnissen, die zum Teil stark voneinander abweichen, so daß eine Vorausberechnung des Wärmeübergangskoeffizienten mit solchen Gleichungen im gesamten Druckbereich bisher noch nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich ist²⁰⁾.

20) Eine vergleichende Untersuchung von 25 verschiedenen Beziehungen zur Vorausberechnung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden ist in /47/ durchgeführt.

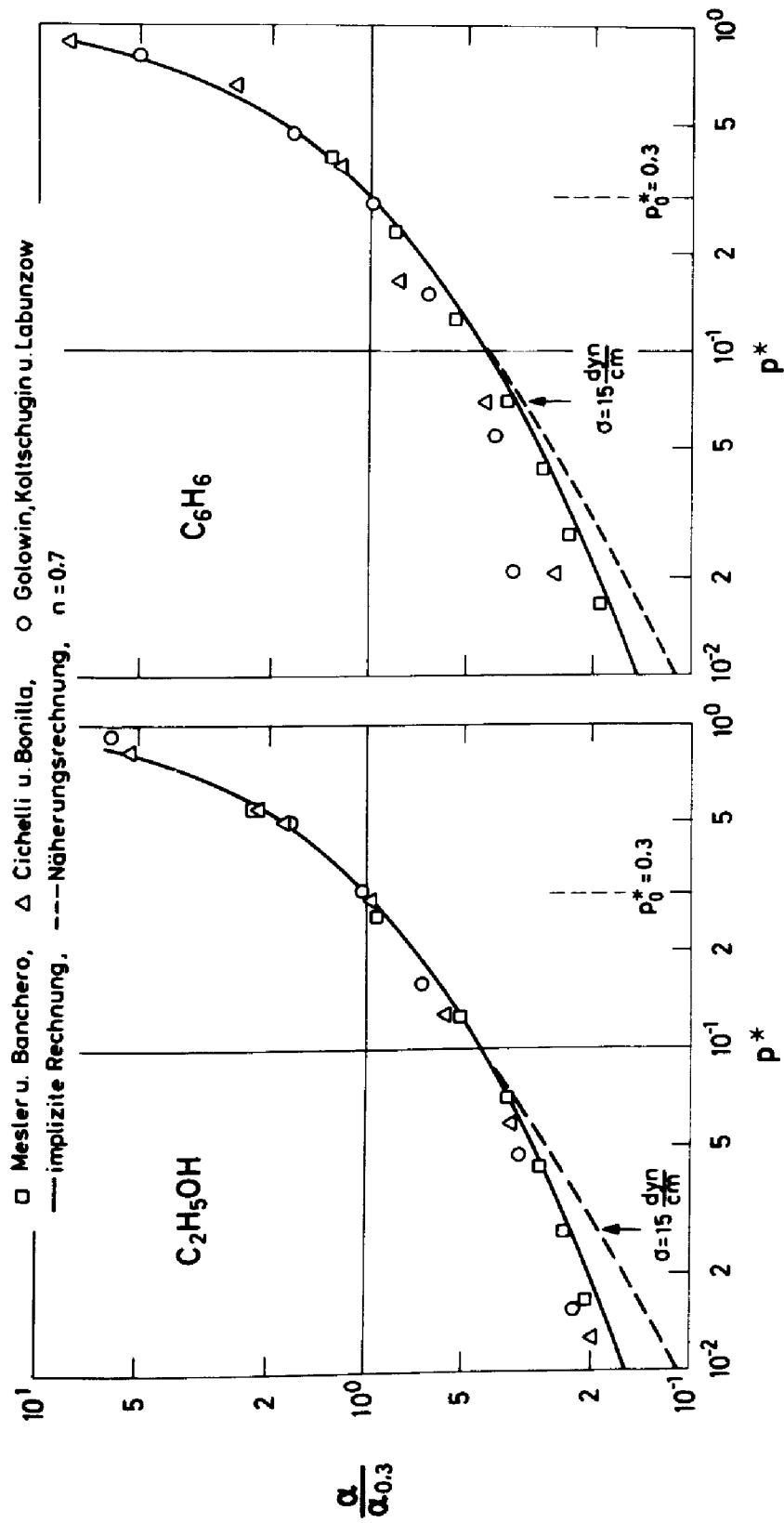


BILD 16: Vergleich der berechneten relativen Druckabhängigkeit von α mit Messungen von Mesler und Banchero /9/, Golowin, Koltchugin und Labunzow /10/ sowie von Cichelli und Bonilla /12/ an Äthanol und Benzol

In BILD 17 sind als Beispiele die neueren Beziehungen von Hirschberg /48/ und von Vaihinger und Kaufmann /49/ mit den Meßwerten für Kältemittel verglichen. Dabei wurden die Gleichungen so in zwei Faktoren zerlegt, daß der eine eine geringe Druckabhängigkeit aufweist (vgl. die strichpunktierten Kurvenzüge in Bild 17 oben und unten), während der andere für die Druckabhängigkeit der berechneten Werte von α ausschlaggebend ist, insbesondere bei hohen Siededrücken. Die Druck- bzw. Temperaturabhängigkeit sämtlicher Stoffwerte in diesen Gleichungen wurde für die verschiedenen Kältemittel durch Funktionen von einheitlichem Typ berechnet, die im Rahmen einer umfangreichen Stoffwertsammlung für Flüssigkeiten im Siedezustand entwickelt wurden /46/. In allgemeiner Schreibweise erhält man für einen Stoffwert w die Beziehung

$$\log(w/w_0) = A + B \cdot \log(1-p^*) + C \cdot \log p^* + D \cdot p^* + E \cdot p^{*2} \quad (12)$$

worin w_0 den Stoffwert bei einem frei gewählten normierten Siededruck p^*_0 darstellt und die Konstanten A bis E aus Meßwerten zu bestimmen sind.

Das Verhalten eines Stoffwertes bei Annäherung an den kritischen Punkt wird in Gl.(12) im wesentlichen durch den zweiten Term beschrieben: Für Stoffwerte, die im kritischen Punkt verschwinden, ist B größer als Null (a), für unendlich ansteigende ist B kleiner als Null (b); für solche Stoffwerte, die im kritischen Punkt endlich bleiben (c), wird die Differenz zum Wert im kritischen Punkt gebildet ($\log(w/w_0 - (w_k/w_0))$), wodurch dieser Fall auf (a) zurückgeführt ist.

Der Faktor, der in der Gleichung von Hirschberg die Druckabhängigkeit von α enthält, wird durch die mit negativem Exponenten versehene Kombination aus Oberflächenspannung und Dichtedifferenz zwischen Flüssigkeit und Dampf gebildet. Man erkennt, daß die Gleichung die experimentell gefundene Druckabhängigkeit von α qualitativ richtig wiedergibt; allerdings verläuft die berechnete Kurve im gesamten untersuchten Druckbereich unter der experimentell ermittelten Kurve, wobei die Abweichungen bei $p^* = 0,1 \text{ 10\%}$ und bei $p^* = 0,5$ bereits 30 % betragen.

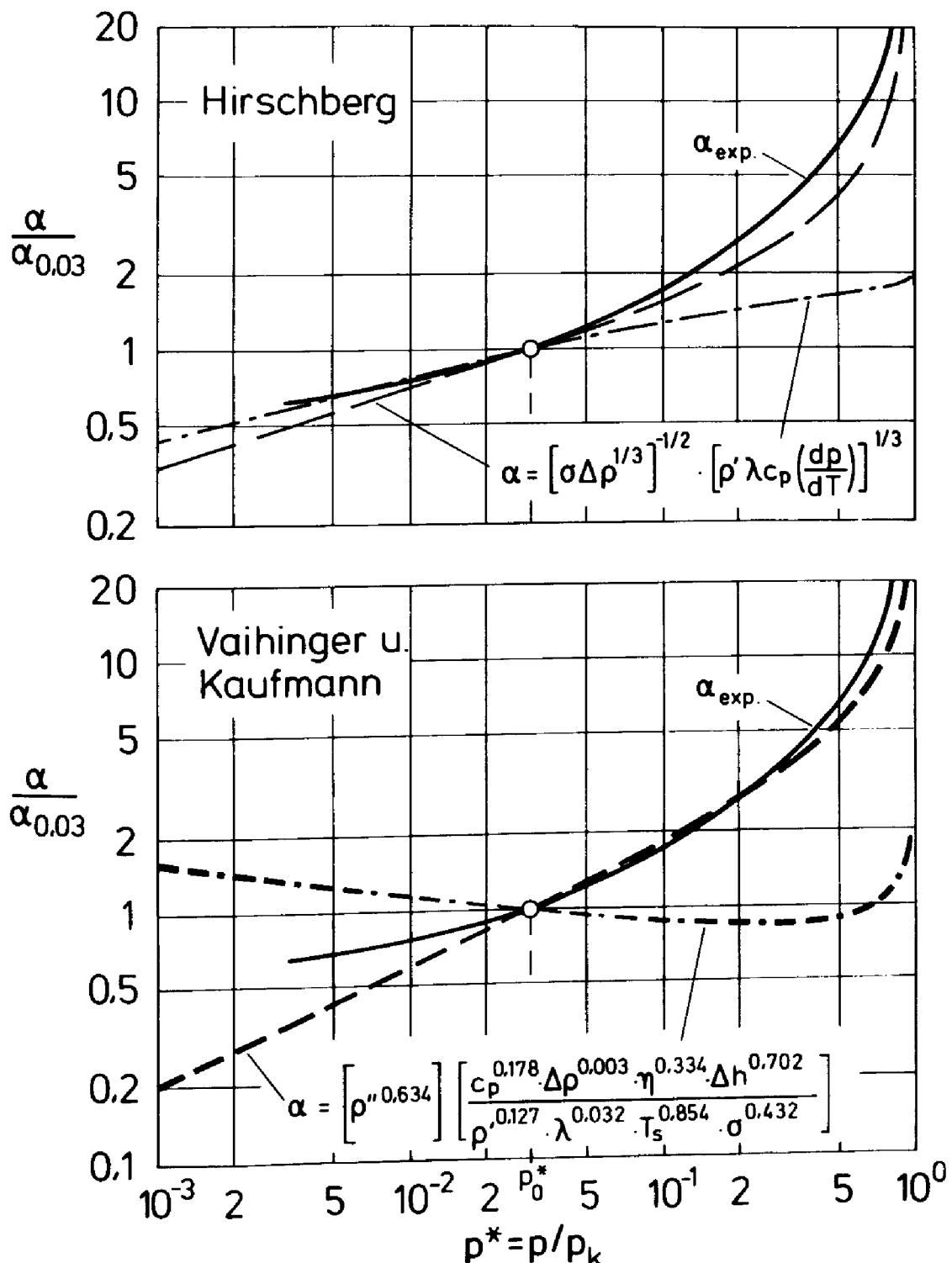


BILD 17: Vergleich der gemessenen relativen Druckabhängigkeit von α für Kältemittel mit Rechenwerten nach der Gleichung von Hirschberg /48/ (oben) und von Vaihinger und Kaufmann /49/ (unten)

Die Gleichung von Vaihinger und Kaufmann führt bei tiefen und bei hohen normierten Drücken zu erheblichen Abweichungen, während die experimentelle Druckabhängigkeit von α in einem mittleren Druckbereich mit befriedigender Genauigkeit beschrieben wird²¹⁾. Dennoch ist fraglich, ob der Ansatz die Stoffwerte in einer physikalisch sinnvollen Kombination enthält, da in dieser Gleichung die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten im gesamten Druckbereich im wesentlichen auf die Druckabhängigkeit der Dampfdichte zurückgeführt wird.

4.3 Praktische Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten bei mittleren und hohen Siededrücken

Da bis heute eine allgemeingültige Vorausberechnung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden noch nicht möglich ist, wird für die Fälle, in denen nicht unmittelbar auf Meßwerte zurückgegriffen werden kann, folgendes Vorgehen für die praktische Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten bei mittleren und hohen Siededrücken vorgeschlagen:

- a) Verwendung eines Meßwertes von α für die interessierende Flüssigkeit und Umrechnung unter Annahme der Gültigkeit von Gl.(3)
 - 1. auf den gewünschten Druck nach Gl.(5) bzw. Gl.(10),
 - 2. auf die vorliegende mittlere Glättungstiefe R_p der Rohre nach der Beziehung von Stephan /36/ und
 - 3. auf die gewünschte Wärmestromdichte unter Benutzung der Funktion $n = -0,3 \cdot p^* + 0,9$ für den Exponenten der Wärmestromdichte. Bei gezogenen Rohren ist diese Funktion

21) Der Gültigkeitsbereich der Gleichung wurde offenbar aus diesem Grunde von den Autoren auf diesen mittleren Druckbereich begrenzt. Das durch die zunehmende Strichstärke der berechneten Kurven mit wachsendem Abstand vom Normierungspunkt angedeutete Auffächern ist durch das Aufspreizen der über T_s in der Gleichung enthaltenen Dampfdruckkurven der verschiedenen Kältemittel in dieser Darstellung bedingt.

nur für Drücke $p^* \geq 0,3$ anwendbar und für niedrigere Drücke mit konstantem Exponenten $n = 0,8$ zu rechnen²²⁾.

- b) Falls kein Meßwert von α für die interessierende Flüssigkeit vorliegt, Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten nach der Gleichung von Stephan /36/ bei einem festen normierten Siededruck $p^* = 0,03$ und Umrechnung auf die sonstigen gewünschten Betriebsbedingungen nach Vorschlag a). Dieses Vorgehen entspricht auch weitgehend dem im neuen VDI-Wärmeatlas angegebenen Berechnungsverfahren /50/ .

Dabei sind jedoch zwei Grenzen der Anwendung besonders zu beachten:

- A) Wie aus Bild 10 hervorgeht, ist die Druckumrechnung nach Gl.(5) bzw. Gl.(10) nur für $p^* \geq 10^{-2}$ zulässig, da diese Gleichungen für tiefere Siededrücke zu hohe Werte von α liefern (vgl. auch /37/).
- B) Da Blasensieden nur bis zu einer maximalen Wärmestromdichte q_{\max} vorliegt (Punkt "B" in Bild 5) können Wärmeübergangskoeffizienten für Blasensieden nur für $q < q_{\max}$ berechnet werden. Diese Grenze ist bei sehr niedrigen und bei hohen normierten Drücken besonders zu beachten, da hierfür die maximale Wärmestromdichte schon bei relativ niedrigen Werten von q liegen kann, wie dies für hohe Drücke im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

²²⁾ Die Rechenvorschrift für den Exponenten n ist aus einer großen Zahl von Meßwerten in einem weiten Druckbereich entnommen. Sie ist jedoch nur näherungsweise erfüllt und noch nicht ausreichend gesichert.

Bezüglich der Rippenrohre vgl. Fußnote 14 .

5. Übergang Blasensieden/Filmsieden und Filmsieden bei hohem Druck

Der Übergang vom Blasensieden zum stabilen Filmsieden für eine Heizfläche mit aufgeprägter Wärmestromdichte ist in Bild 5 (Abschnitt 2) durch die Punkte B — C angedeutet (Burnout), während der umgekehrte Vorgang, das Zusammenbrechen des stabilen Dampffilms, bei gleichem Druck im Zustand "D" erfolgt (Leidenfrost-Punkt)²³⁾. Die zugehörigen Wärmestromdichten q_{\max} und q_{\min} unterscheiden sich dabei knapp um den Faktor Zehn (vgl. Bild 5).

Bei der Interpretation des Punktes "D" in Bild 5 als Leidenfrost-Punkt ist zu beachten, daß dies streng genommen nur für den hier vorliegenden Fall einer gesättigten Flüssigkeit über einer isothermen Heizfläche zulässig ist. Für die instationäre Verdampfung eines Tropfens, der auf eine heiße Fläche gebracht wird, kann die anfangs gemessene Übertemperatur dieser Fläche unter bestimmten Voraussetzungen merklich höher sein als die Übertemperatur im Punkt "D", vgl. /16/.

Obwohl eine große Zahl von Arbeiten über die maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden in der Literatur vorliegt, gibt es nur wenige Veröffentlichungen für normierte Drücke $p^* \geq 0,9$ /12/, /14/ ; zu q_{\min} sind insgesamt wesentlich weniger experimentelle Unterlagen in der Literatur vorhanden als zu q_{\max} /15/ bis

23) Für eine Heizfläche mit aufgeprägter Übertemperatur ΔT - z.B. durch Beheizung mit einem Fluid - beginnt zwar ebenfalls in Punkt "B" die Bildung eines zusammenhängenden Dampffilms, bzw. in Punkt "D" das Zusammenbrechen dieses Films, aber es können ohne Schwierigkeit Beharrungszustände auf der Verbindungsline von Punkt "B" und Punkt "D" eingestellt werden (vgl. Bild 5), was für eine Heizfläche mit aufgeprägter Wärmestromdichte nur in Sonderfällen möglich ist (vgl. /51/). Solche Zwischenzustände lassen sich als Zustände eines Zweiphasengebiets interpretieren, die durch räumliche und zeitliche Mittelung von Zuständen entsprechend Punkt "B" und Punkt "D" erhalten werden. Über die Stabilität des Siedens im Zwischengebiet $\Delta T_D \geq \Delta T \geq \Delta T_B$ vgl. die Arbeiten von Stephan /52/, /53/ und seiner Mitarbeiter /13/, /54/.

/17/ 24). Daher wird der Wärmeübergang im Burnout-Punkt und im Leidenfrost-Punkt bei hohen normierten Drücken näher untersucht.

5.1 Wärmeübergang im Burnout-Punkt und im Leidenfrost-Punkt

In BILD 18 ist rechts oben die Wärmestromdichte im Burnout-Punkt über dem normierten Siededruck vom Tripelpunkt bis zum kritischen Punkt qualitativ dargestellt. Danach besitzt die Kurve bei etwa 30 % des kritischen Druckes ein Maximum, das durch eine große Zahl von experimentellen Untersuchungen bestätigt ist.

Im linken Diagramm von Bild 18 sind die eigenen Messungen mit vier Kältemitteln bei hohen normierten Drücken in einer linearen Auftragung von q_{\max} über p^* zusammengefaßt. Dem Diagramm ist zu entnehmen, daß die maximale Wärmestromdichte für die vier Stoffe mit wachsendem Siededruck stark abnimmt; beim höchsten gemessenen Druck von $p^* \approx 0,98$ tritt der Burnout-Zustand bereits bei Wärmestromdichten zwischen etwa 2.000 und 4.000 W/m^2 auf. Der Verlauf der Ausgleichskurven deutet an, daß die maximale Wärmestromdichte bei weiterer Steigerung des Siededruckes bis $p^* = 1$ mit sehr geringer Steigung dem Wert Null zustrebt. Mit zunehmendem Abstand vom kritischen Druck fächern die Kurven für die verschiedenen Kältemittel zunehmend auf, so daß sich bereits bei $p^* = 0,9$ ein relativer Unterschied von etwa 40 % zwischen R12 (oberste Kurve) und RC318 (unterste Kurve) ergibt. Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem Unterschied in den Molmassen der vier untersuchten Stoffe, so fällt auf, daß die maximale Wärmestromdichte bei konstantem normiertem Siededruck mit steigender Molmasse abnimmt²⁵⁾.

24) Noch spärlicher sind die Unterlagen über die zugehörigen Übertemperaturen ΔT_{\max} bzw. ΔT_{\min} , da in der Regel nur die Wärmestromdichten im Burnout-Punkt bzw. Leidenfrost-Punkt gemessen wurden.

25) Dies stimmt qualitativ mit einer Beziehung von Borischanskij, Nowikow und Kutateladze überein, wonach q_{\max} zur Wurzel aus der Molmasse umgekehrt proportional ist /55/. Dagegen soll nach einer anderen Arbeit in der Literatur /56/ die maximale Wärmestromdichte mit wachsender Molmasse zunehmen, was nach den hier vorliegenden Messungen nicht zutrifft (s.auch /57/).

Im Unterschied zur Wärmestromdichte ist der Wärmeübergangskoeffizient im Burnout-Punkt bei hohen Drücken für sämtliche untersuchten Stoffe vom Druck weitgehend unabhängig, wie aus der linearen Darstellung von α_{\max} über p^* in Bild 18 rechts unten hervorgeht. Für $p^* \leq 0,95$ streuen außerdem die Absolutwerte von α_{\max} für die verschiedenen Kältemittel nur mit etwa $\pm 10\%$ um einen mittleren Wert von $58.000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Aufgrund der Definition von α bedeutet dies, daß die Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und siedender Flüssigkeit im Burnout-Punkt in ähnlicher Weise mit wachsendem Siededruck abnimmt wie die maximale Wärmestromdichte. Für normierte Drücke $p^* > 0,95$ wird die Tendenz bei den einzelnen Meßreihen zwar etwas uneinheitlich, doch ist dabei zu berücksichtigen, daß die Fehlergrenze für die Einzelmessung bei Annäherung an den kritischen Punkt wegen der sehr kleinen auftretenden Temperaturdifferenzen etwa ebenso groß ist wie die Streubreite innerhalb der einzelnen Meßreihen, vgl. die für hohe Drücke eingetragenen Fehlerschranken in Bild 18c.

Entsprechende Ergebnisse für die minimale Wärmestromdichte q_{\min} und den Wärmeübergangskoeffizienten α_{\min} im Leidenfrost-Punkt sind in BILD 19 über dem normierten Siededruck p^* aufgetragen. Dabei ist der untersuchte Druckbereich wesentlich größer als der für die Burnout-Messungen, insbesondere bei den Kältemitteln R115 und RC318. Für die Wärmestromdichte im Leidenfrost-Punkt erhält man eine analoge Druckabhängigkeit wie für die Wärmestromdichte im Burnout-Punkt, mit einem Maximum bei etwa 30 % des kritischen Druckes. Allerdings liegen die Absolutwerte von q_{\min} bei gleichem normierten Druck jeweils knapp eine Zehnerpotenz tiefer als für q_{\max} . Außerdem fallen die Meßpunkte für R115 und RC318 innerhalb der experimentellen Fehlergrenze auf eine gemeinsame Ausgleichskurve²⁶⁾.

²⁶⁾ Demnach scheint für den Leidenfrost-Punkt kein so klarer Zusammenhang zwischen Wärmestromdichte und Molmasse zu bestehen wie für den Burnout-Punkt. Dies wird auch durch einen Vergleich mit weiteren experimentellen Ergebnissen aus der Literatur gestützt, der in /57/ durchgeführt ist.

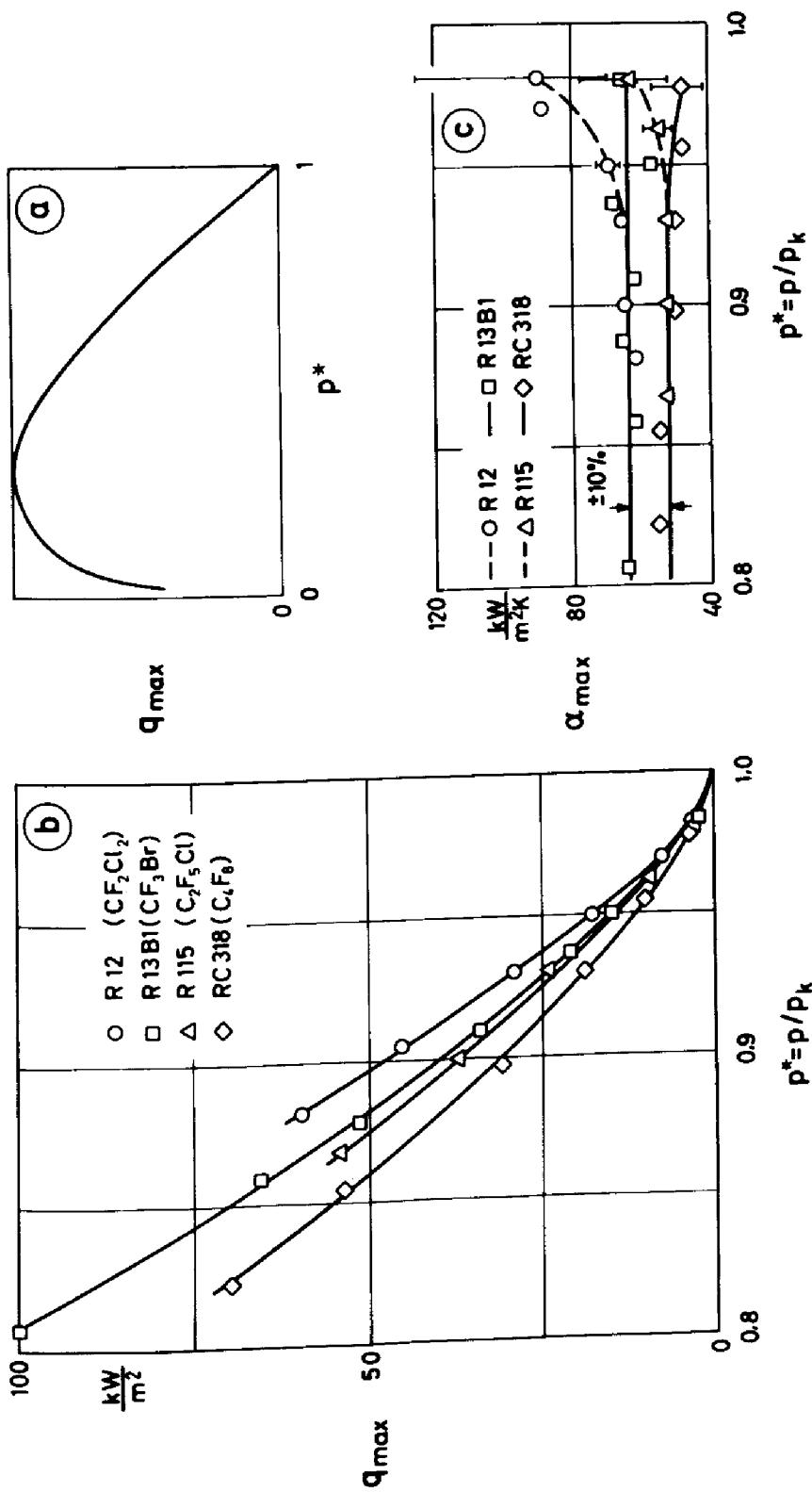


BILD 18: Ergebnisse zum Wärmeübergang im Burnout-Punkt:

- Qualitativer Verlauf der maximalen Wärmestromdichte vom Tripelpunkt bis zum kritischen Punkt
- Verlauf der maximalen Wärmestromdichte für vier Stoffe bei Annäherung an den kritischen Druck
- Wärmeübergangskoeffizient α bei hohen normierten Drücken (Senkrechte Striche = Fehlerschranken)

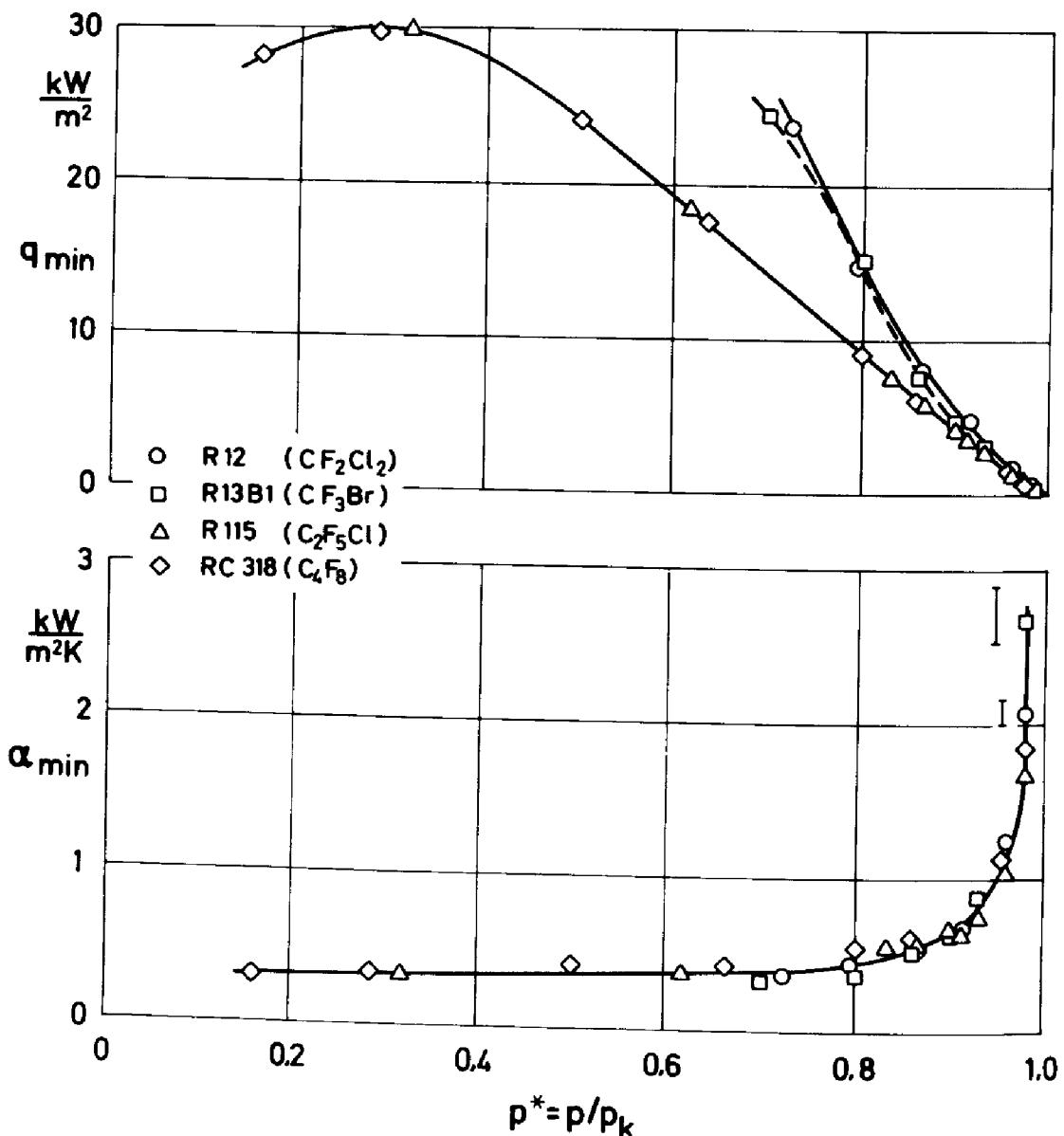


BILD 19: Ergebnisse zum Wärmeübergang im Leidenfrost-Punkt:

Verlauf der Wärmestromdichte q_{\min} (oben) und des Wärmeübergangskoeffizienten α_{\min} (unten) im Leidenfrost-Punkt für vier verschiedene Stoffe bei Annäherung an den kritischen Druck

Die senkrechten Striche im unteren Diagramm entsprechen den Fehlerschranken für α_{\min}

Die zum Leidenfrost-Punkt gehörenden Wärmeübergangskoeffizienten α_{\min} sind im unteren Teil von Bild 19 dargestellt. Dabei ergibt sich für alle vier Kältemittel innerhalb einer mittleren Streubreite unter $\pm 10\%$ eine gemeinsame Ausgleichskurve. Für $p^* \leq 0,8$ nimmt der Wärmeübergangskoeffizient im Leidenfrost-Punkt nur geringfügig mit wachsendem Druck zu, während α_{\min} für $p^* > 0,8$ zunehmend stärker mit dem Druck ansteigt²⁷⁾. Das bedeutet, daß die Temperaturdifferenz im Leidenfrost-Punkt - im Unterschied zum Burnout-Punkt - bei Annäherung an den kritischen Zustand schneller abnimmt als die zugehörige Wärmestromdichte. Obwohl sich dadurch der Abstand zwischen α_{\min} und α_{\max} bei Drücken über 90% des kritischen Druckes erheblich verringert, liegen die Wärmeübergangskoeffizienten im Burnout-Punkt noch etwa um den Faktor 20 über den höchsten gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten im Leidenfrost-Punkt.

Während die Wärmeübergangskoeffizienten im Burnout-Punkt bzw. im Leidenfrost-Punkt für die verschiedenen untersuchten Halogenkältemittel bei hohen normierten Drücken jeweils im Absolutwert innerhalb einer verhältnismäßig engen Streugrenze übereinstimmen, gelingt bei den zugehörigen Wärmestromdichten q_{\max} bzw. q_{\min} eine einheitliche Darstellung für die verschiedenen Stoffe lediglich hinsichtlich der relativen Druckabhängigkeit, ähnlich wie im Falle des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden (vgl. Bild 14 bzw. 15). Dies geht aus den doppelt logarithmischen Darstellungen der normierten Wärmestromdichte q_{\max} bzw. q_{\min} in BILD 20 hervor. Wegen des unterschiedlich grossen untersuchten Druckbereichs wurde dabei q_{\max} auf den jeweiligen Wert bei $p^* = 0,9$ und q_{\min} bei $p^* = 0,8$ bezogen.

In beiden Fällen erhält man für alle vier Stoffe innerhalb einer engen Streugrenze einen einheitlichen Kurvenzug, d.h. eine einheitliche relative Druckabhängigkeit. Ein genauerer Vergleich

²⁷⁾ Die bei den höchsten normierten Drücken in Bild 19 durch Striche ange deuteten Fehlergrenzen für α_{\min} sind wesentlich kleiner als für α_{\max} (vgl. Bild 18), da die Temperaturdifferenzen zwischen Heizwand und Flüssigkeit beim Filmsieden wesentlich grösser sind als beim Blasensieden.

der beiden Diagramme in Bild 20 zeigt, daß sowohl für q_{\max} als auch für q_{\min} die Werte für die untersuchten vier Stoffe bei $p^* \approx 0,98$ nur noch etwa 2 bis 5 % der entsprechenden Werte bei $p^* = 0,8$ ausmachen.

Die Tatsache, daß der Burnout-Punkt und der Leidenfrost-Punkt besonders in dem hier betrachteten Druckbereich mit stark variierenden Stoffwerten eine ähnliche Abhängigkeit vom Druck bzw. der Temperatur besitzen, dürfte darauf beruhen, daß beide Phänomene durch ein ähnliches Kriterium, z.B. die Stabilität eines zusammenhängenden Dampffilms bestimmt sind. Hierauf bauen eine Reihe von Beziehungen zur Vorausberechnung der maximalen und der minimalen Wärmestromdichte in der Literatur auf. Aber die Unterschiede zwischen berechneten und gemessenen Werten sind insbesondere bei hohen normierten Drücken noch recht groß (vgl. z.B. den Literaturvergleich in /57/). Nach den bekannten Gleichungen von Zuber für q_{\max} und q_{\min} /58/,/59/ erhält man das Verhältnis

$$(q_{\max}/q_{\min}) \cdot (g''/g')^{1/2} = 0,76 \quad (13),$$

wobei g' und g'' die Flüssigkeits- bzw. Dampfdichte bedeuten und der Proportionalitätsfaktor 0,76 einen vom Druck und vom verdampfenden Stoff unabhängigen Zahlenwert darstellt. Die Beziehung (13) wird jedoch durch die hier vorliegenden Messungen und für Werte aus der Literatur nicht bestätigt, wie BILD 21 zeigt: Wertet man die Meßergebnisse entsprechend Gl.(13) aus, so erhält man Zahlenwerte, die etwa das Sechs- bis Siebenfache des berechneten Wertes von 0,76 betragen. Außerdem erhält man für das Verhältnis q_{\max}/q_{\min} bereits ohne Hinzunahme des Dichteverhältnisses näherungsweise einen einheitlichen, druckunabhängigen Verlauf.

Während die maximale und die minimale Wärmestromdichte bei hohen normierten Drücken eine ähnlich starke Druckabhängigkeit aufweisen wie der Wärmeübergangskoeffizient beim Blasensieden, sind die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen zum Filmsieden im selben Druckbereich vom Druck weitgehend unabhängig, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

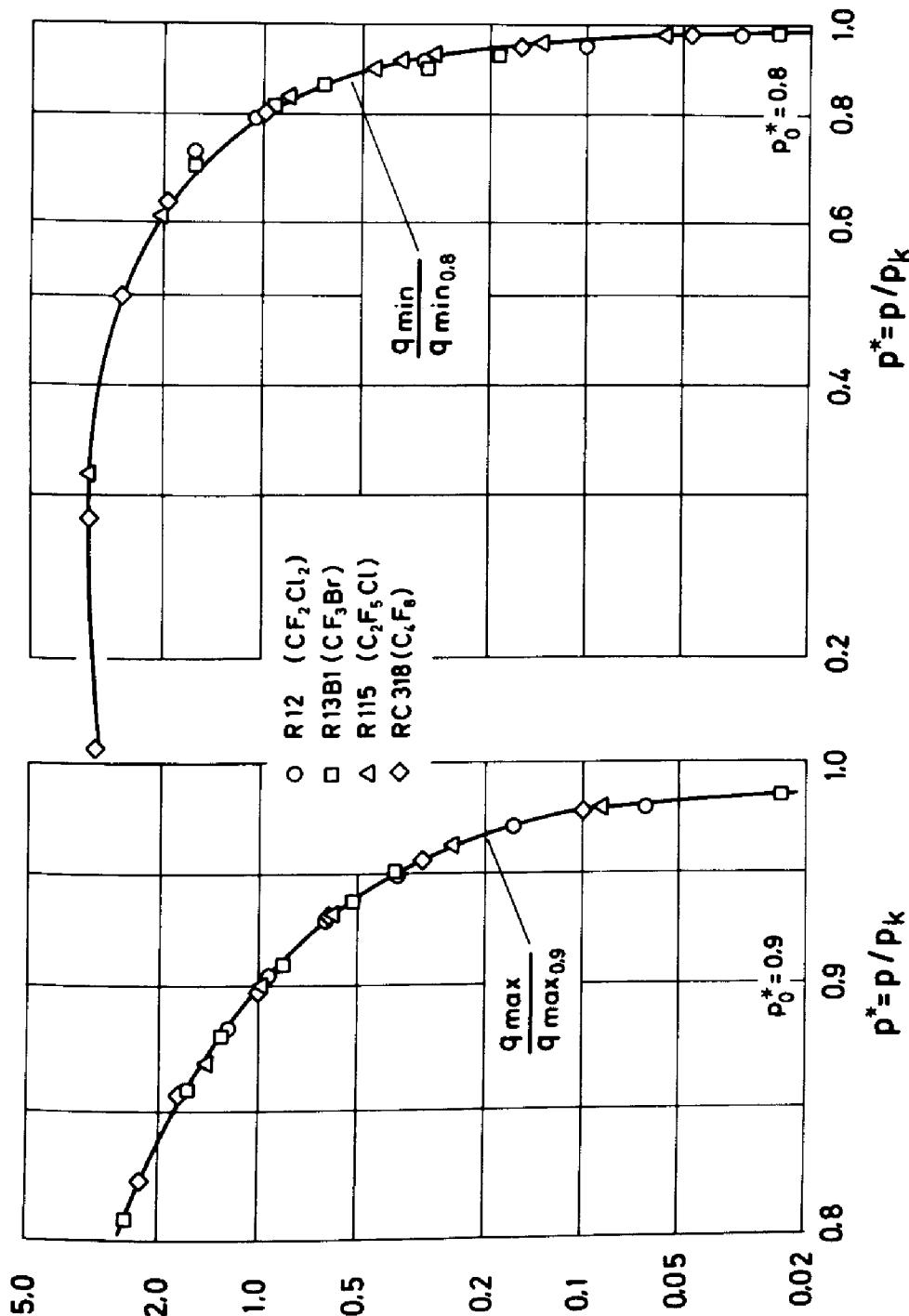


BILD 20: Doppelt logarithmische Darstellung der relativen Druckabhängigkeit von q_{\max} (links) und q_{\min} (rechts) bei hohen normierten Drücken
Bezugsdruck : Bei $q_{\max} : p_0^* = 0,9$; bei $q_{\min} : p_0^* = 0,8$

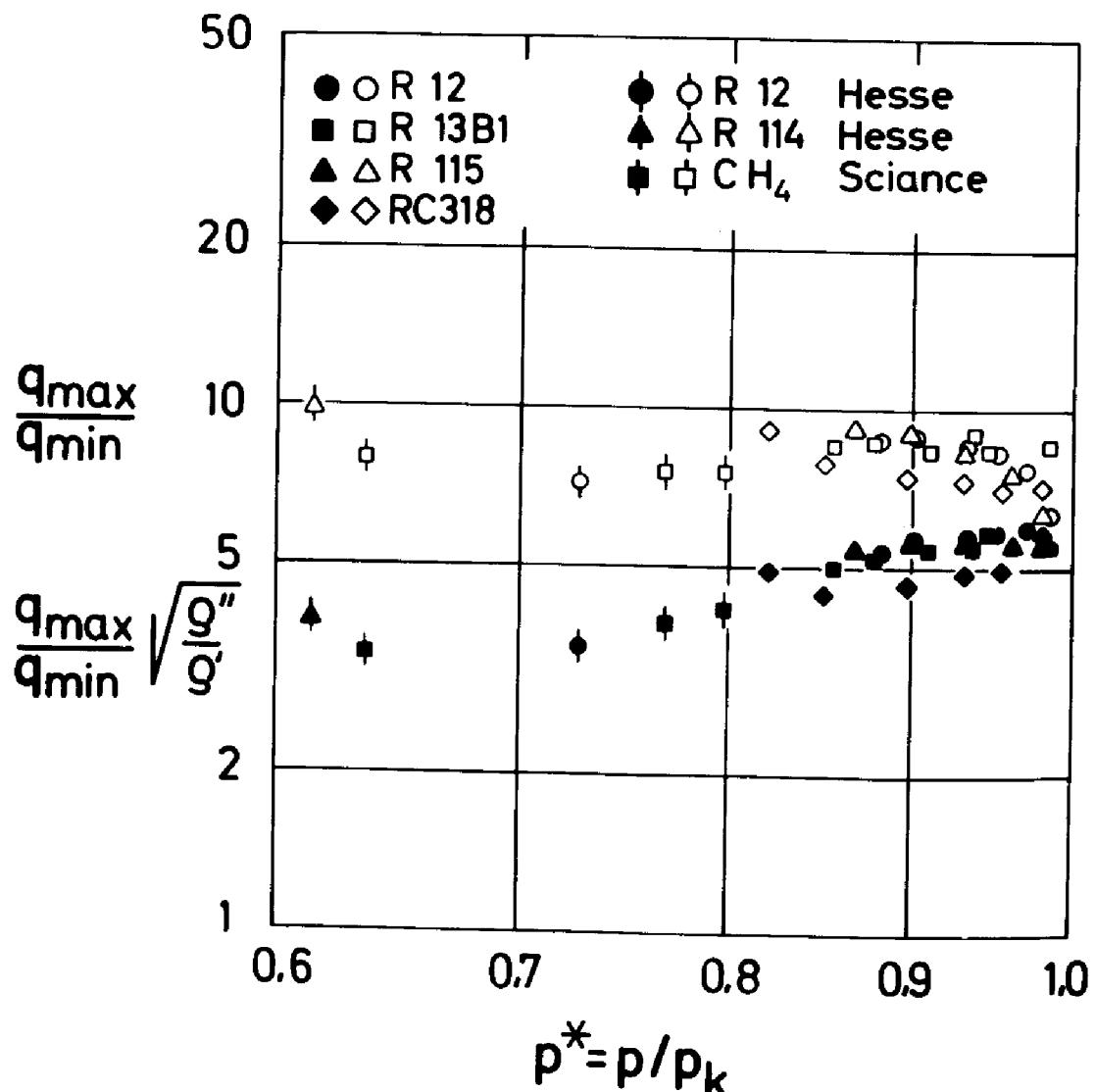


BILD 21: Verhältnis der maximalen und minimalen Wärmestromdichte in reiner Form (hohle Symbole) und in einer durch ein Dichteverhältnis aus Beziehungen von Zuber /58/, /59/ modifizierten Form (volle Symbole)

Experimentelle Ergebnisse bei $p^* = 0,8$ von Hesse /13/ sowie von Sciance, Colver und Sliepcevich /60/

5.2 Filmsieden bei hohem Druck

Der Wärmeübergang beim Filmsieden unter hohem Druck ist in BILD 22 am Beispiel der Ergebnisse für R115 in doppelt logarithmischen Auftragungen der Wärmestromdichte q und des Wärmeübergangskoeffizienten α über der Temperaturdifferenz ΔT zwischen Rohrwand und siedender Flüssigkeit dargestellt. Danach nimmt die Wärmestromdichte mit wachsender Temperaturdifferenz im gesamten untersuchten Bereich stark zu, allerdings weniger als direkt proportional zu ΔT , d.h. der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient α fällt mit wachsendem ΔT (s. Bild 22 unten). Die Abnahme von α mit zunehmender Temperaturdifferenz ist hauptsächlich dadurch bedingt, daß sich die Dicke des Dampffilms um das Versuchsrohr verstärkt und damit die Wärmeleitung vom Rohr durch den Dampffilm an die Flüssigkeit erschwert wird.

Wie die Diagramme zeigen, sind die Ergebnisse beim Filmsieden unter hohem Druck weitgehend unabhängig vom Druck; erst für Drücke unter etwa dem 0,6-fachen kritischen Druck findet man bei gleicher Temperaturdifferenz etwas niedrigere Wärmestromdichten bzw. Wärmeübergangskoeffizienten als bei höheren normierten Drücken (vgl. die Symbole mit senkrechtem Strich bei hohen Werten von ΔT in Bild 22). Außerdem liegen die durch volle Symbole gekennzeichneten Meßpunkte zum Leidenfrost-Punkt ohne systematische Abweichung auf den Kurven für den Wärmeübergang beim Filmsieden²⁸⁾.

28) Dieses Ergebnis unterscheidet sich markant von zahlreichen Messungen zum Filmsieden an dünnen Drähten (vgl. z.B. /62/, /64/). Dort ist am Leidenfrost-Punkt jeweils ein breites Minimum bei der Auftragung von q über ΔT vorhanden, d.h. die Meßpunkte weichen in der Nähe des Leidenfrost-Punktes von der gemeinsamen Ausgleichskurve nach oben ab. Eine Erklärung hierfür könnte sein, daß der Siedezustand bei diesen Messungen an Drähten nicht über die gesamte Heizfläche exakt konstant war und dadurch - z.B. an den Enden der Meßstrecken - bereits vor dem endgültigen Erreichen des Leidenfrost-Punktes Blasensieden vorlag, was den Wärmeübergang insgesamt etwas verbesserte (vgl. hierzu auch die entsprechenden Hinweise in /19/). Dagegen wird in einer neueren Arbeit zum Filmsieden an Drähten unterschiedlichen Durchmessers ebenso wie bei den hier vorliegenden Messungen am Rohr keine systematische Abweichung der Meßpunkte in der Nähe des Leidenfrost-Punktes von der Ausgleichskurve für das Filmsieden gefunden /19/ .

Über den Einfluß des Siededruckes auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Filmsieden besteht in der Literatur noch eine gewisse Unsicherheit (vgl. z.B. die neuere Arbeit von Hesse, Sparrow und Goldstein /19/). Dies mag unter anderem auch darauf zurückzuführen sein, daß die Messungen in unterschiedlichen Bereichen des normierten Siededruckes p^* und überwiegend mit dünnen Drähten durchgeführt wurden. Ergebnisse in /19/ zum Film-sieden von CO_2 in einem großen Druckbereich zeigen, daß die relative Druckabhängigkeit von α bei normierten Drücken $p^* \geq 0,5$ mit wachsendem Drahtdurchmesser stark abnimmt und für $d = 0,4 \text{ mm}$ bereits ähnlich schwach ist wie in der vorliegenden Arbeit für $d = 8 \text{ mm}$. Auch in /62/ und /63/ wird beim Film-sieden an Drähten von 0,1 bzw. 0,38 mm Durchmesser bei hohen normierten Drücken praktisch keine Druckabhängigkeit von α festgestellt.

Bromley fand in einer Betrachtung, die analog der Nusselt'schen Wasserhauttheorie nur Wärmeleitung durch den Dampffilm berücksichtigt und damit von den in der Literatur vorhandenen Gleichungen am ehesten auf den hier vorliegenden Bereich kleiner Temperaturdifferenzen anzuwenden ist, in dem die Wärmeübertragung durch Strahlung noch keine Rolle spielt, für den Wärmeübergangskoeffizienten beim Filmsieden die Gleichung /61/

$$\alpha = \text{const.} (d \cdot \Delta T)^{-1/4} \cdot \left[\frac{\lambda_D^3 g_D \Delta g \Delta h}{\eta_D} \right]^{1/4} \quad (14)$$

Darin bedeuten: d = äußerer Durchmesser des Heizelementes; λ_D = Wärmeleitfähigkeit, g_D = Dichte und η_D = dynamische Zähigkeit des Dampfes; Δg = Dichteunterschied und Δh = Enthalpieunterschied zwischen Dampf und Flüssigkeit. Der Zusammenhang von α und ΔT nach Gl.(14)

$$\alpha \sim \Delta T^{-1/4} \quad (14a)$$

ist im unteren Teil von Bild 22 gestrichelt eingetragen. Man erkennt, daß die Messungen diesen Zusammenhang in einem mittleren Bereich von ΔT zwischen etwa 1 K und 20 K recht gut

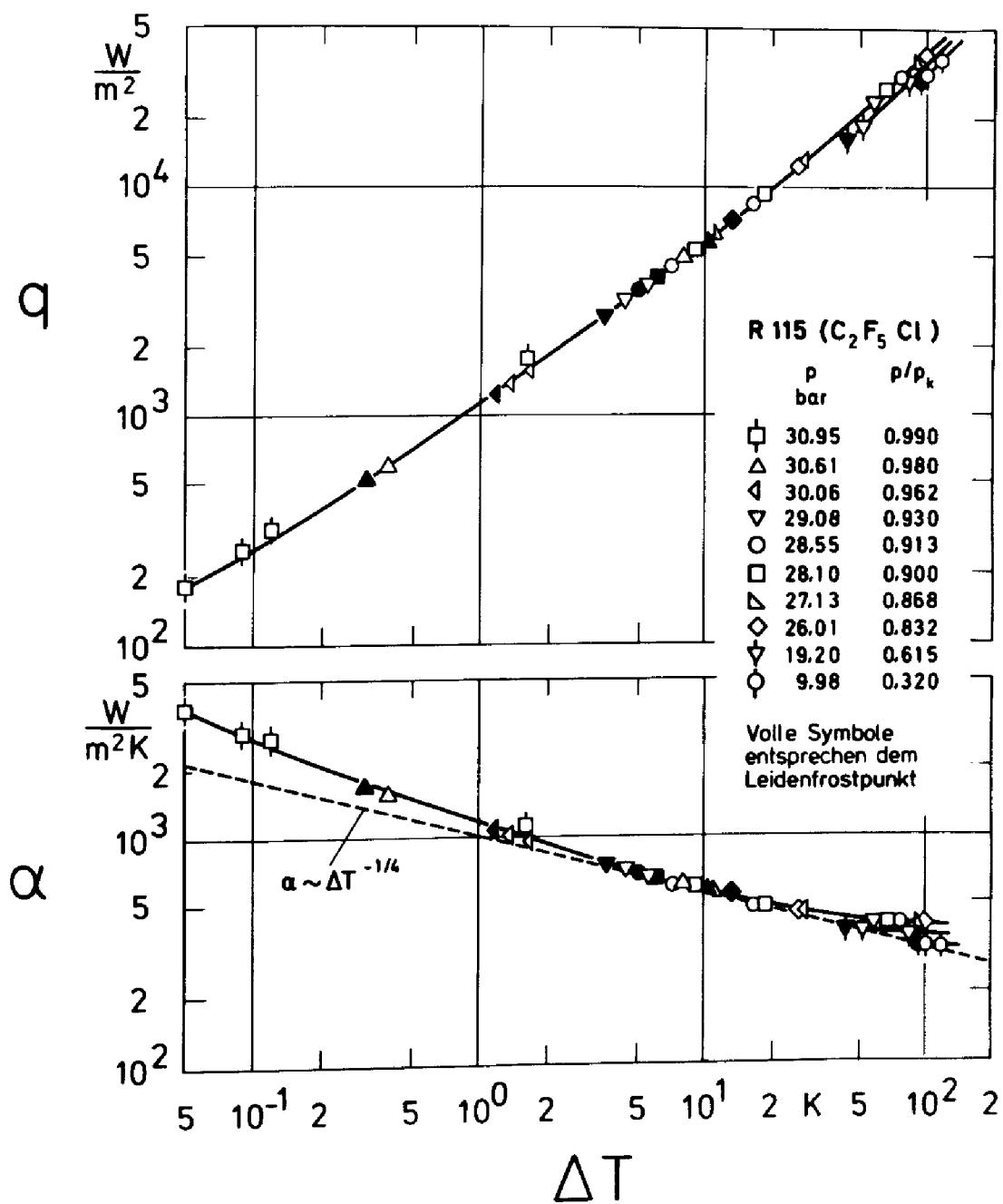


BILD 22: Abhängigkeit der Wärmestromdichte q (oben) und des Wärmeübergangskoeffizienten α (unten) von der Über-temperatur ΔT der Heizfläche für R115 bei verschiedenen Drücken bis zum jeweiligen Leidenfrost-Punkt

Gestrichelt: Zusammenhang $\alpha(\Delta T)$ nach der Gleichung von Bromley

bestätigen, während für größere und kleinere Werte von ΔT jeweils höhere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen werden. Die Abweichung der Messung für $\Delta T \gtrsim 50$ K nach oben dürfte auf den zunehmenden Anteil der Strahlung am Wärmeübergang zurückzuführen sein, der bei der Ableitung von Gl.(14) nicht berücksichtigt wurde. Dagegen wird die bei $\Delta T \lesssim 1$ K gefundene Abweichung der Meßwerte von Gl.(14a) in erster Linie auf der starken Variation der Stoffwerte in unmittelbarer Nähe des kritischen Zustandes beruhen, da bei diesen Temperaturdifferenzen nur noch für Drücke $p^* > 0,96$ stabiles Filmsieden möglich ist. Während die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von ΔT durch Gl.(14) verhältnismäßig gut beschrieben wird, ergeben sich bei den Absolutwerten von α beträchtliche Abweichungen. Bei Siededrücken über dem 0,9-fachen kritischen Druck werden die Abweichungen ganz erheblich, und die Rechenwerte liegen um mehr als 100 % über den Meßwerten.

Das aus Bild 22 ersichtliche Ergebnis, wonach sich die Messungen bei hohen normierten Drücken durch eine gemeinsame Kurve ausgleichen lassen, deutet an, daß der Einfluß derjenigen Stoffwerte, die sich in diesem Zustandsbereich stark ändern, auf den Wärmeübergang beim Filmsieden gering ist, bzw. daß sich gegenläufige Tendenzen in ihrer Wirkung auf α weitgehend aufheben. In Einklang damit steht die Aussage von BILD 23, in dem die in Bild 22 dargestellten Messungen an R115 durch Messungen an drei weiteren Kältemitteln ergänzt sind. Man erkennt, daß die Ergebnisse zum Filmsieden mit vier verschiedenen Kältemitteln bei $p^* \gtrsim 0,5$ bereits ohne Normierung innerhalb einer verhältnismäßig engen Streugrenze auf eine gemeinsame Kurve fallen. Ergebnisse von Grigull und Abadzic, die mit R13 an einem Platin-draht von 0,1 mm Durchmesser gewonnen wurden, liegen im gesamten, gemeinsam untersuchten Bereich von ΔT etwa um den Faktor Drei höher /62/. Rechnet man diese Werte nach Gl.(14) auf den Durchmesser des bei den eigenen Messungen benutzten Rohres um, so ergibt sich als Umrechnungsfaktor fast exakt der Wert Drei, d.h. eine überraschend gute Übertragbarkeit auf die Messungen am Rohr. Versuche von Breen und Westwater mit R113 bei Atmosphärendruck und hohen Temperaturdifferenzen lieferten deutlich niedrigere Wärmeübergangskoeffizienten, was z.T. auf den erheblich tieferen Siededruck zurückzuführen sein dürfte /65/ .

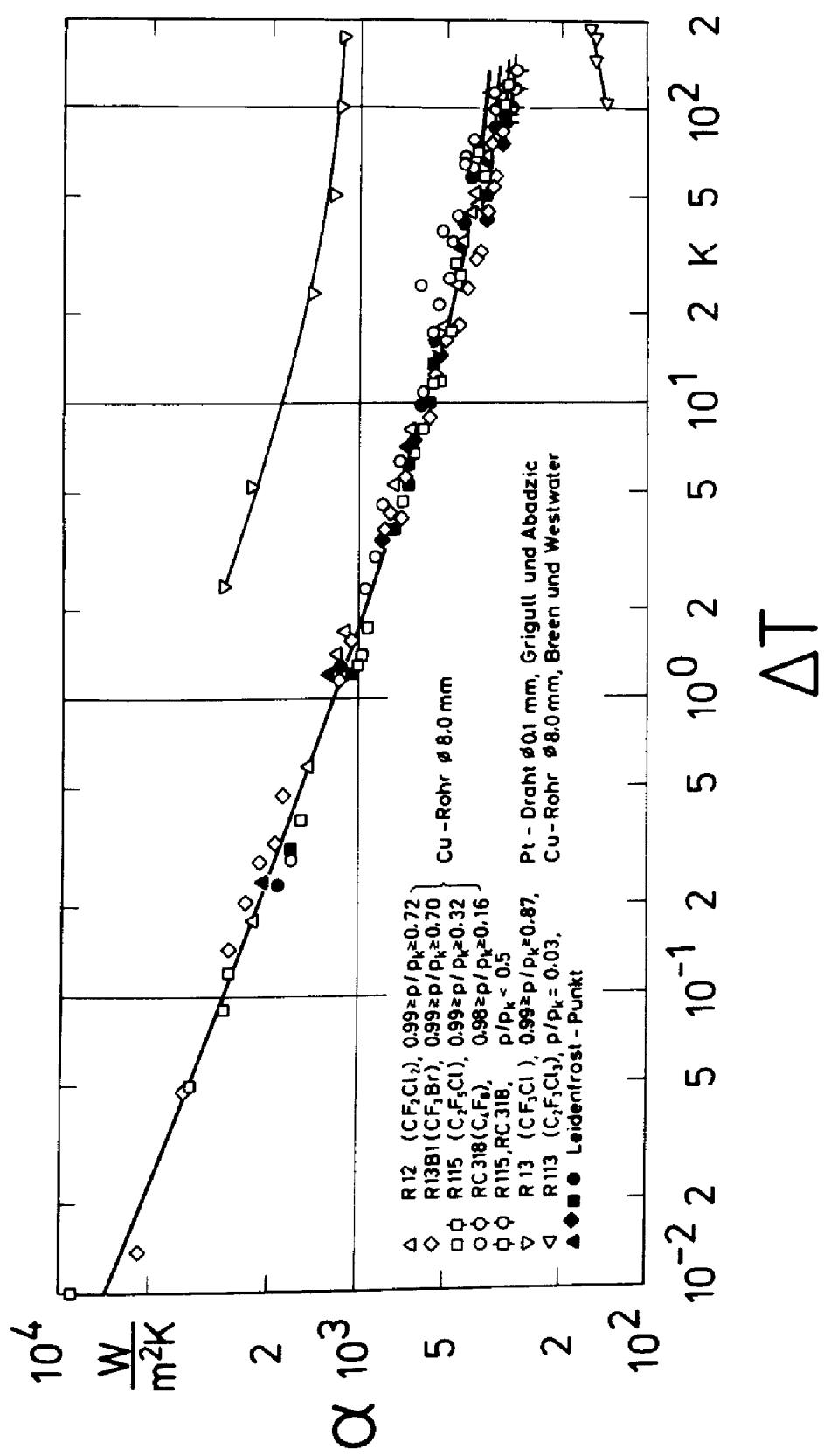


BILD 23: Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Übertemperatur ΔT der Heizfläche für das Filmsieden mehrerer Halogenkältemittel an einem Rohr von 8 mm Durchmesser
Zum Vergleich: Messungen von Breen und Westwater an einem Rohr /65/ und von Grigull und Abadzic an einem Draht /62/

Die völlig unterschiedliche Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden und beim Filmsieden im Bereich hoher normierter Drücke ist im wesentlichen auf zwei Ursachen zurückzuführen:

- 1) Die Oberflächenspannung und die Steigung der Dampfdruckkurve, die beim Blasensieden den starken Anstieg von α bei Annäherung an den kritischen Punkt verursachen, sind beim Filmsieden von untergeordneter Bedeutung.
- 2) Beim Filmsieden sind Differenzen von Zustandsgrößen stets zwischen siedender Flüssigkeit und dem um ΔT überhitzten Dampf zu nehmen und die übrigen Stoffwerte bei einer mittleren Temperatur des Dampffilms. Das bedeutet, daß die Druckabhängigkeit der Stoffwerte im Vergleich zur Stoffwertänderung auf der Grenzkurve bei Annäherung an den kritischen Punkt stark reduziert wird²⁹⁾.

Im speziellen Fall von Gl.(14) verringert sich die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten zusätzlich dadurch, daß sich die Druckabhängigkeit der im letzten Term zusammengefaßten Stoffwerte teilweise kompensiert und daß dieser Term nur mit der vierten Wurzel in α eingeht.

Die obengenannten starken Abweichungen zwischen Messung und Rechnung nahe dem kritischen Punkt sind sehr wahrscheinlich in erheblichem Maß auf die mit Gl.(14) verbundene Vorschrift zurückzuführen, wonach die Stoffwerte bei einer arithmetisch gemittelten Dampftemperatur einzusetzen sind. Die Abweichungen ließen sich sicher verringern, wenn bei der Mittelwertbildung der Verlauf der Stoffwerte im Dampffilm berücksichtigt würde. Von großer Bedeutung ist die Berücksichtigung der Änderung der Stoffwerte innerhalb der beheizten Zone auch für die einphasige freie Konvektion bei Fluidzuständen nahe dem kritischen Punkt, die im folgenden Abschnitt behandelt wird.

29) Dies läßt sich z.B. für die Dichte bei einer mittleren Dampfüberhitzung von $\Delta T = 5 \text{ K}$ anhand von Bild 1 zeigen, wenn man sich eine Parameterlinie für $T_m = T_s + 5 \text{ K}$ im überhitzten Gebiet bis T_k vorstellt.

6. Überkritische freie Konvektion

Die in Bild 1 verdeutlichten Analogien der Dichteänderung infolge einer Temperaturänderung bei leicht überkritischem und leicht unterkritischem Fluidzustand einerseits bzw. stärker überkritischem und weit unterkritischem Zustand andererseits haben eine Entsprechung im Wärmeübergang bei freier Konvektion in diesen Zustandsbereichen, wie BILD 24 an ausgewählten Beispielen zeigt.

Bei den Messungen mit RC318 zum überkritischen Wärmeübergang wurden die Ausgangszustände des Fluids außerhalb der beheizten Zone längs der kritischen und einer überkritischen Isotherme im Abstand 8,2 K von der kritischen Temperatur variiert; sie sind in einem auf die kritischen Werte normierten p,v-Diagramm dargestellt, das als Einschub in Bild 24 enthalten ist. Zum Vergleich mit den Ergebnissen für überkritischen Fluidzustand sind in Bild 24 Messungen beim Blasen- und Filmsieden nahe dem kritischen Punkt und bei freier Konvektion einer weit unterkritischen Flüssigkeit eingetragen.

Während für den Wärmeübergang beim Blasensieden nahe dem kritischen Punkt Wärmeübergangskoeffizienten über $20.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ gemessen wurden, ergeben sich für einphasige freie Konvektion und Filmsieden Werte zwischen etwa 100 und $2.000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Bei überkritischen Fluidzuständen in größerer Entfernung vom kritischen Punkt erhält man den für freie Konvektion bekannten schwachen Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit der Wärmestromdichte, und die Meßwerte fallen bei kleinen Wärmestromdichten praktisch mit den Ergebnissen für weit unterkritischen Druck ($p = 0,13 p_k$) zusammen.

Für den Fluidzustand am kritischen Punkt stimmen die Absolutwerte von α bei hohen Wärmestromdichten dagegen mit den Werten für Filmsieden fast überein, und der vom Filmsieden bekannte Anstieg von α mit fallendem q wird bei der einphasigen freien Konvektion zu niedrigeren Wärmestromdichten hin fortgesetzt.

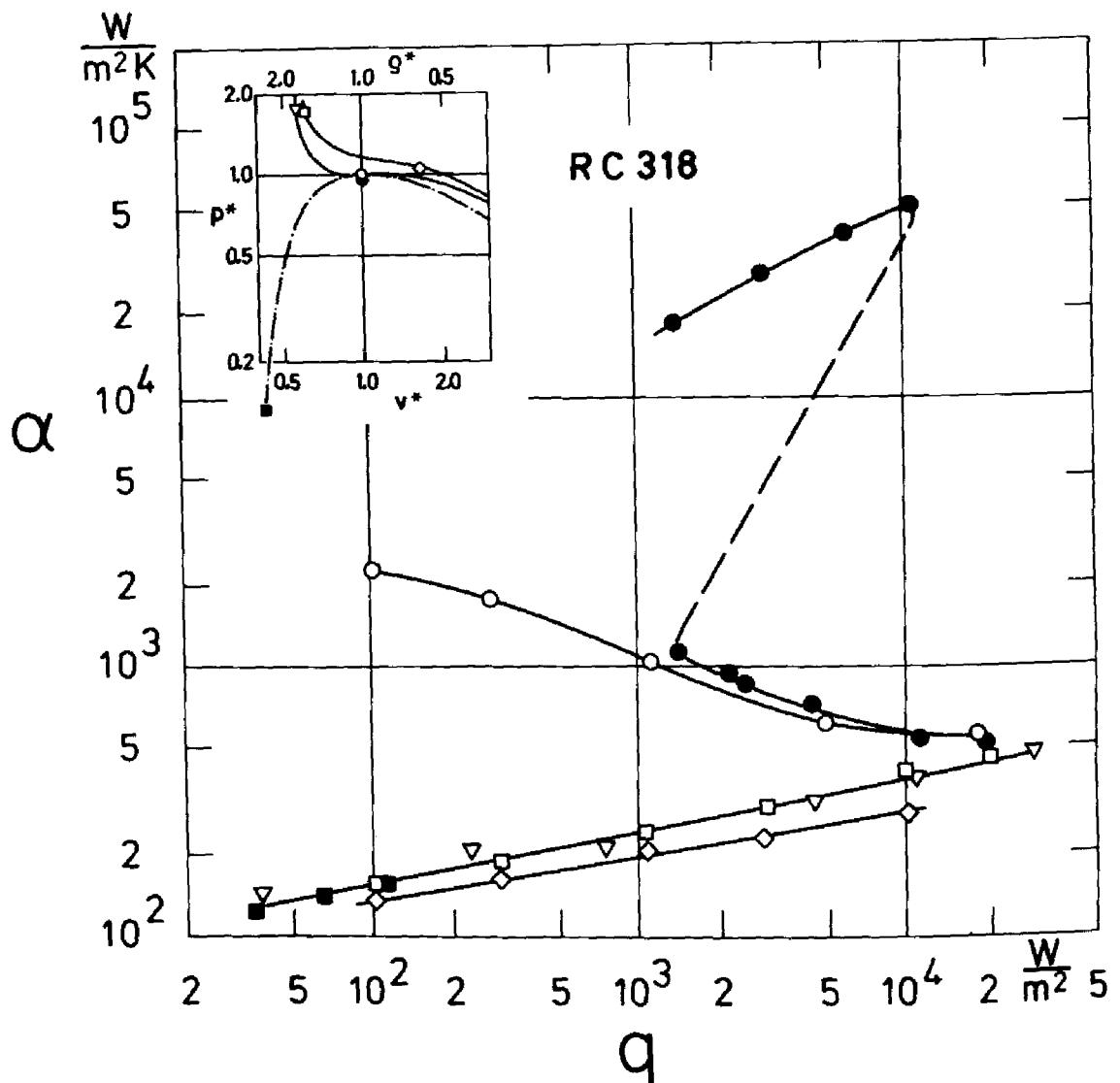


BILD 24: Vergleich typischer Ergebnisse zum Wärmeübergang an RC318:
Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α von der
Wärmestromdichte q

- a) beim Blasen- und Filmsieden (volle Kreise)
- b) bei einphasiger freier Konvektion
 - einer siedenden Flüssigkeit bei tiefem Druck (volle Vierecke)
 - eines Fluids im kritischen Zustand (hohle Kreise)
 - eines Fluids bei überkritischen Zuständen (übrige hohle Symbole)

Eingeblendet: Normiertes p,v -Diagramm mit den Ausgangszuständen des Fluids

Eine genauere Analyse des überkritischen Wärmeübergangs wird anhand der in Bild 25 - 27 zusammengefaßten Ergebnisse systematischer Messungen durchgeführt.

6.1 Ergebnisse systematischer Messungen

BILD 25 enthält die Ergebnisse sämtlicher Messungen auf der kritischen Isotherme von RC318 in zwei Darstellungen des Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte. Eingeblendet ist ein p,v-Diagramm mit den zu den einzelnen Meßreihen gehörenden Fluidzuständen außerhalb der beheizten Zone. Das obere Diagramm mit $\alpha(q)$ gilt für überkritische, das untere für unterkritische Werte von Druck und Dichte; die Meßreihe für kritischen Zustand des Fluids ist zum Vergleich in beide Darstellungen eingetragen (volle Kreise). Um außer dem Zusammenhang $\alpha(q)$ auch die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Temperaturdifferenz ΔT zwischen Heizfläche und Fluid außerhalb der Grenzschicht zu veranschaulichen, sind in das obere Diagramm Parameterlinien für ΔT gestrichelt eingezeichnet, die in der doppelt logarithmischen Darstellung als Geraden mit Neigungswinkel 45° erscheinen.

Für die am weitesten vom kritischen Zustand entfernten Messungen erhält man sowohl für Fluidzustände links als auch rechts vom kritischen Punkt den für die freie Konvektion bekannten Anstieg von α mit q . Für Fluidzustände links vom kritischen Punkt (oberes Bild) nimmt dieser Anstieg bei Annäherung des Fluidzustandes an den kritischen Punkt für hohe Wärmestromdichten kontinuierlich ab und geht in den Abfall von α mit wachsendem q über, der für das Filmsieden charakteristisch ist. Bei kleinen Wärmestromdichten nehmen Anstieg und Absolutwert von α dagegen zu, so daß sich bei relativ hohen Werten von α Maxima ergeben. Diese Maxima sind bei Annäherung an den kritischen Zustand zu höheren Wärmeübergangskoeffizienten und kleineren Wärmestromdichten bzw. kleineren Temperaturdifferenzen verschoben. Außerdem liegen die Kurven auf einem Teil ihres Verlaufs über der für den kritischen Punkt geltenden Kurve (vgl. Bild 25 oben).

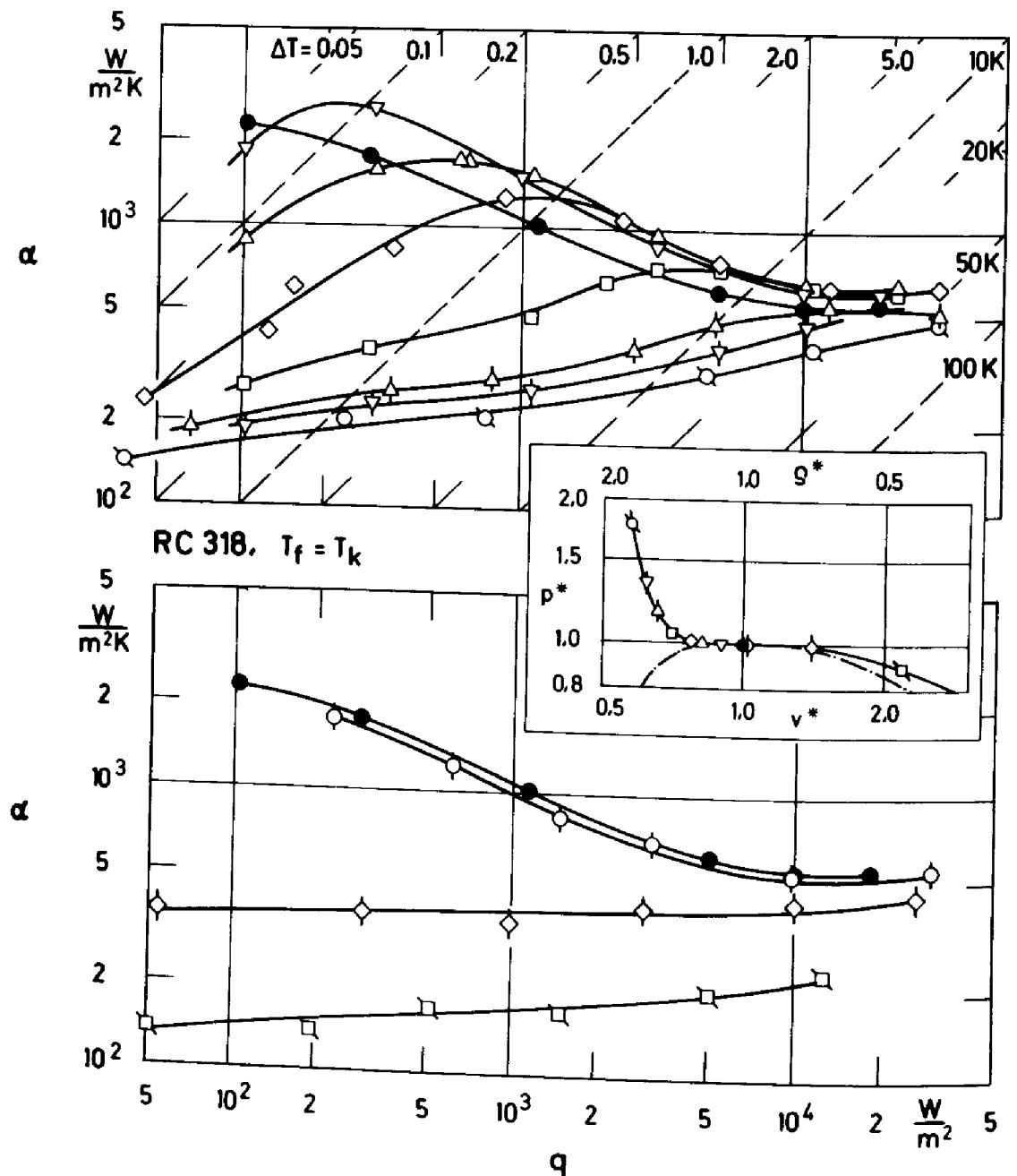


BILD 25: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte für die freie Konvektion von RC318 . Variation der Fluidzustände längs der kritischen Isotherme (vgl. die eingebundene p^*, v^* -Darstellung).
 Oben : Für Zustände des Fluids mit $p^* \geq 1$
 Unten: Für Zustände des Fluids mit $p^* \leq 1$

Im oberen Diagramm: Parameterlinien für die Übertemperatur ΔT

Für Fluidzustände rechts vom kritischen Punkt sind die Wärmeübergangskoeffizienten stets kleiner als die entsprechenden Werte für den kritischen Zustand. Dabei gibt es einen begrenzten Zustandsbereich zwischen etwa dem 1,2- und 1,6-fachen kritischen Volumen, für den der Wärmeübergangskoeffizient nahezu konstant ist (vgl. die Rauten mit Strich in Bild 25 unten) ³⁰⁾.

Als Beispiel für die Messungen auf einer überkritischen Isotherme sind in BILD 26 die Ergebnisse für R115 bei $T_f = 1,018 T_k$ dargestellt und mit dem Verlauf für kritischen Fluidzustand verglichen. Die verhältnismäßig geringe Temperaturerhöhung von 6,5 K gegenüber der kritischen Isotherme hat bereits zur Folge, daß nur noch bei einem Ausgangszustand mit schwach überkritischer Dichte ein (sehr flaches) Maximum des Wärmeübergangskoeffizienten gefunden wird. Für Fluidzustände mit kritischer oder mäßig überkritischer Dichte werden bei hohen Wärmestromdichten die zum Vergleich eingetragenen Werte von α für kritischen Zustand des Fluids erreicht.

In BILD 27 sind die Messungen für die drei bei überkritischer freier Konvektion untersuchten Stoffe RC318, R115 und R12 in einer Darstellung des Wärmeübergangskoeffizienten über dem normierten spezifischen Volumen des Fluids außerhalb der beheizten Zone zusammengefaßt. Dazu wurden die Wärmeübergangskoeffizienten bei drei bzw. vier festen Werten der Übertemperatur ΔT aus Meßkurven entsprechend Bild 25 und 26 entnommen. Man erkennt, daß sich für kritische und überkritische Temperaturen die Meßpunkte für die verschiedenen Kältemittel bei gleicher Überhitzung jeweils durch eine gemeinsame Kurve ausgleichen lassen. Die Kurven durchlaufen bei unterkritischem Volumen bzw. überkritischer Dichte Maxima, die bei $T_f = T_k$ und kleiner Übertemperatur stark ausgeprägt sind und mit steigender Übertemperatur schnell abflachen. Für die um wenige Grad über der kritischen Temperatur liegenden Fluidzustände sind die Maxima insgesamt wesentlich schwächer ausgebildet (vgl. Bild 27 unten).

³⁰⁾ Dieses Ergebnis ist durch weitere Messungen mit R115 und R12 belegt, vgl. /66/ .

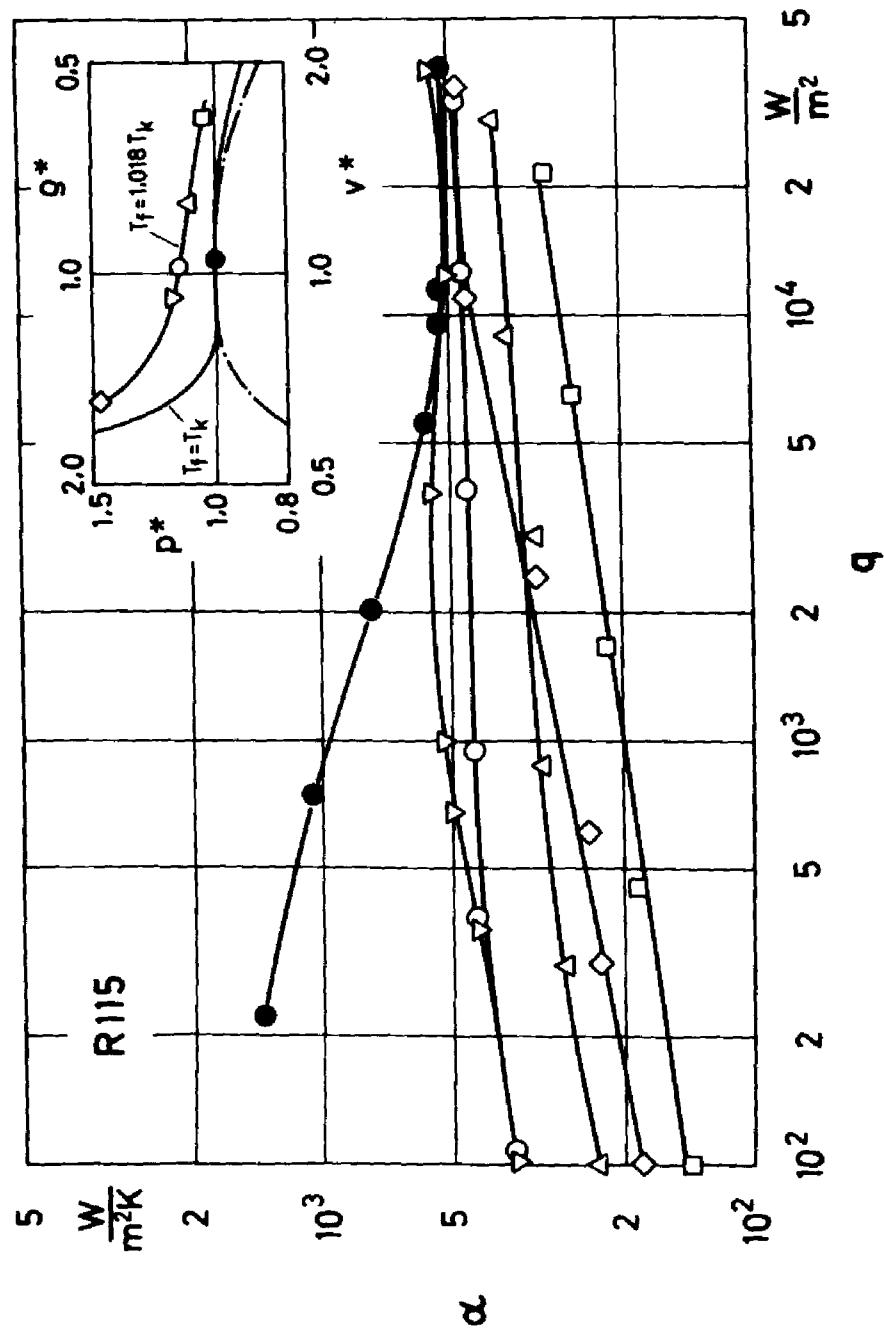


BILD 26: Darstellung von α über q für die freie Konvektion von R115 auf einer überkritischen Isotherme und Vergleich mit Ergebnissen in unmittelbarer Nähe des kritischen Punktes
Eingeblendet : Darstellung der jeweiligen Ausgangszustände des Fluids

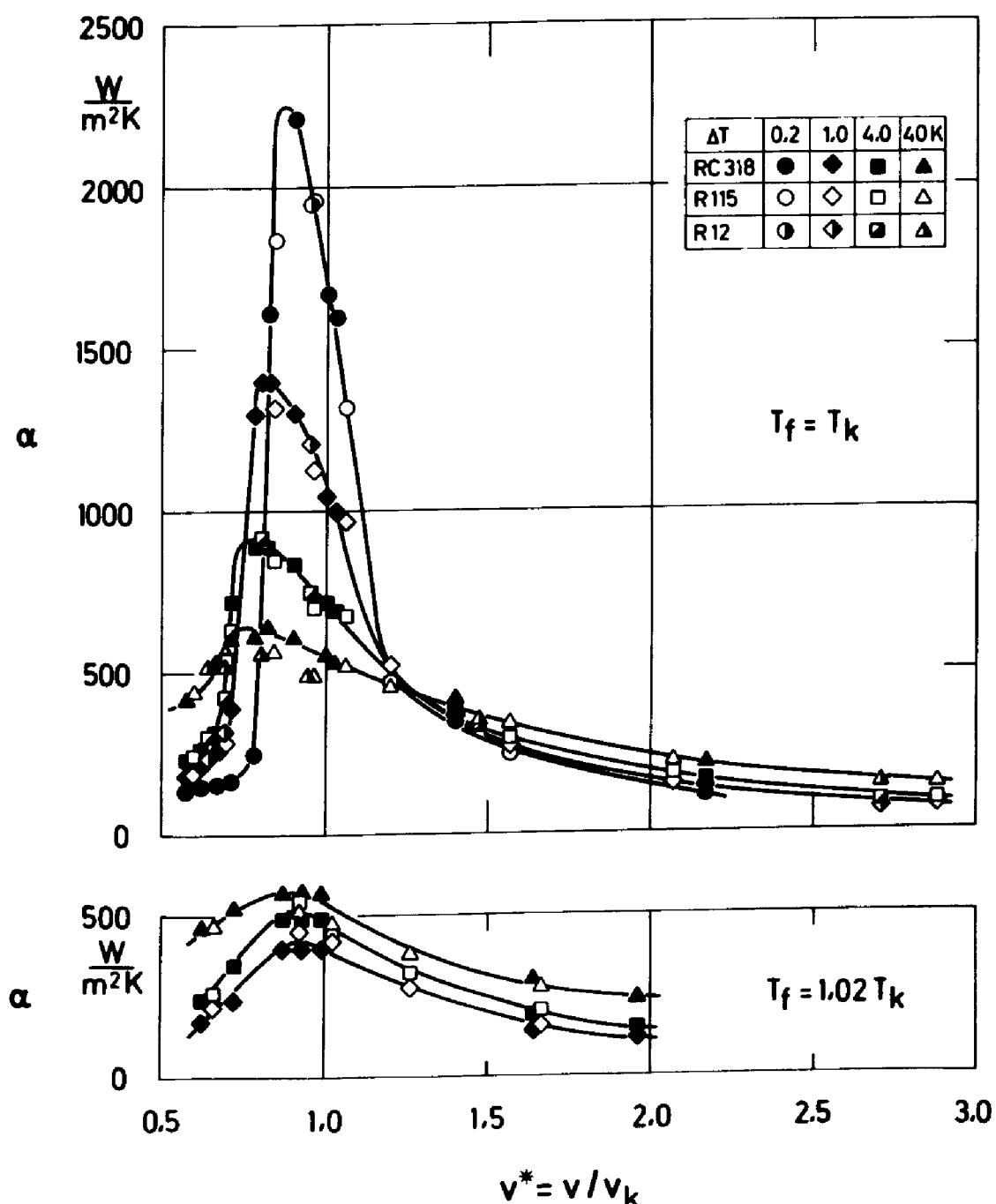


BILD 27: Auftragung der für konstante Übertemperaturen ΔT interpolierten Wärmeübergangskoeffizienten α über dem normierten spezifischen Volumen v^* für R12, R115, RC318 .

Oben : Ausgangszustände des Fluids auf der kritischen Isotherme
Unten: Ausgangszustände auf einer überkritischen Isotherme

Bei der Deutung der Ergebnisse in der Darstellung von α über v^* in Bild 27 ist zu beachten, daß die Maxima in den einzelnen Kurven nicht den Maxima der Kurven von α über q in Bild 25 und 26 entsprechen. In einer Darstellung $\alpha(v^*)$ können Maxima auftreten, ohne daß der dazu gehörende Zusammenhang $\alpha(q)$ Maxima aufweist. Für Messungen aus der Literatur, die überwiegend an dünnen Drähten als Heizelement durchgeführt wurden, werden häufig Darstellungen von α über p oder T_f benutzt. Maxima des Wärmeübergangskoeffizienten in solchen Darstellungen entsprechen den Maxima in Bild 27, d.h. in diesen Ergebnissen müssen nicht notwendigerweise auch Maxima von α über q enthalten sein. Ein Vergleich neuerer Messungen aus der Literatur ist in /66/ durchgeführt.

6.2 Interpretation der Ergebnisse

Zur Erklärung der in Bild 25 bis 27 dargestellten Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen wird die Variation der Stoffwerte in der beheizten Fluidzone um das Versuchsrohr am Beispiel der Dichte und der spezifischen Enthalpie näher untersucht. Diese beiden Zustandsgrößen werden ausgewählt, weil eine sehr enge Verknüpfung zwischen dem Wärmeübergang bei freier Konvektion einerseits und dem Dichteunterschied als Ursache der Konvektionsströmung sowie dem Enthalpietransport aus der beheizten Zone andererseits besteht.

In BILD 28 ist der Dichte-Temperatur-Verlauf von RC318 im interessierenden Zustandsbereich dargestellt. Das untere Diagramm zeigt die normierte Dichte in Abhängigkeit von der normierten Temperatur. Die Parameterlinien gelten für konstanten Druck, der ebenfalls in normierter Form angegeben ist. Die Grenzkurve für das Zweiphasengebiet ist gestrichelt eingetragen. Für die Fluidtemperatur $T_f = T_k$ ist zusätzlich eine Skala für die Übertemperatur ΔT der Heizwand eingezeichnet, mit deren Hilfe bei vorgegebenem ΔT der Zustand des überhitzten Fluids in Wandnähe gefunden werden kann. Die Meßpunkte entsprechen den untersuchten Ausgangszuständen des Fluids auf der kritischen und einer überkritischen Isotherme.

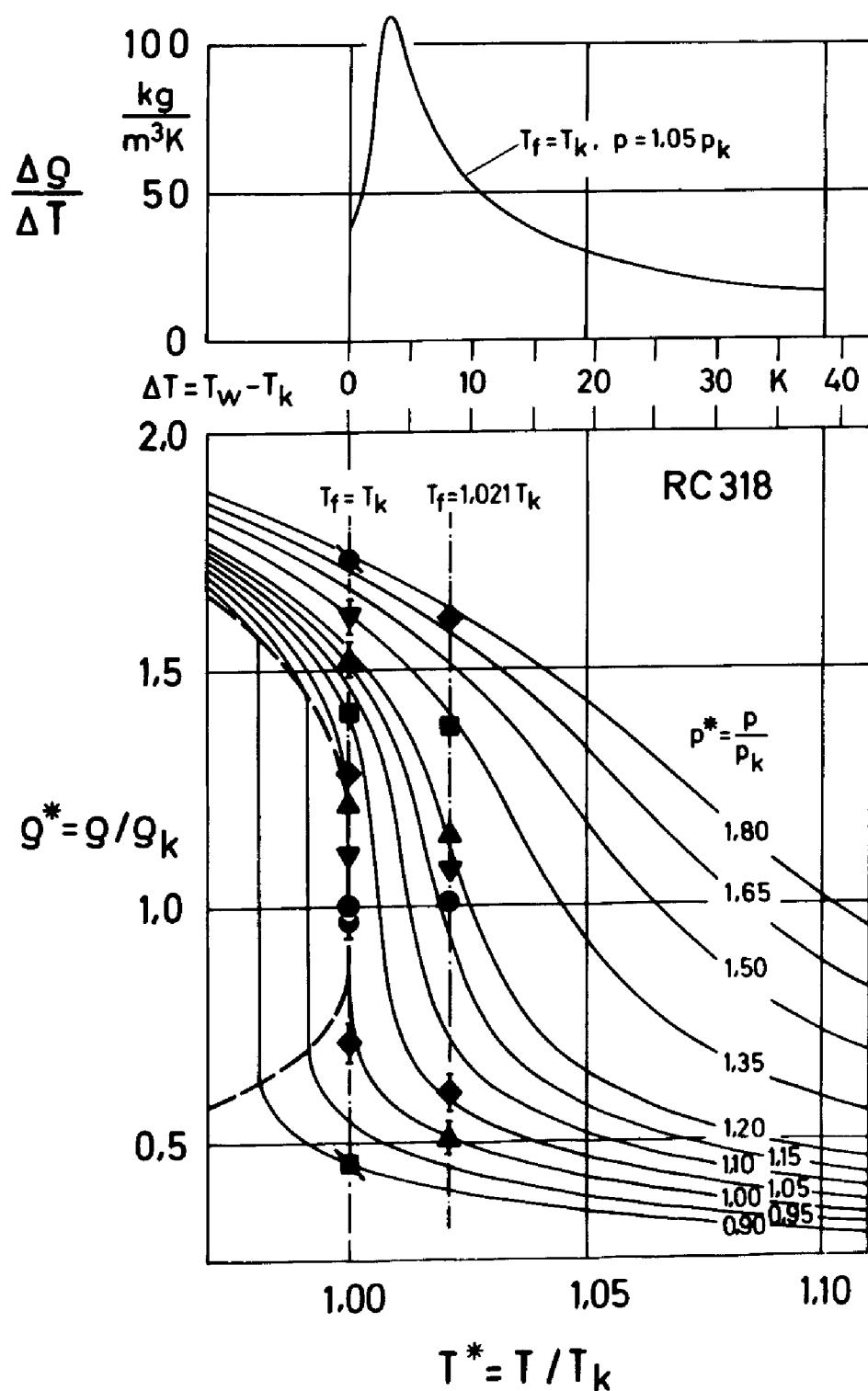


BILD 28

Unten: Dichte-Temperatur-Verlauf von RC318 im kritischen Gebiet
 Oben : Dichteänderung über die gesamte beheizte Zone pro Grad
 Temperaturänderung für $T_f = T_k$ und $p = 1,05 p_k$

Beim Fluidzustand $T_f = T_k$ und $p = 1,05 p_k$, der in Bild 28 durch ein Quadrat gekennzeichnet ist, besitzt das Fluid im Versuchsgefäß bei ausgeschalteter Rohrheizung einheitlich etwa 1,4-fache kritische Dichte. Mit steigender Heizleistung steigt die Rohrwandtemperatur an, und der Zustand des Fluids in Wandnähe bewegt sich auf der Isobaren $p = 1,05 p_k$, wobei die Dichte zunächst sehr stark und von $\Delta T \approx 4 \text{ K}$ an wieder deutlich schwächer abnimmt.

Im oberen Teil des Bildes ist für dieses Beispiel die Dichteänderung über die gesamte beheizte Zone (von der Fluidtemperatur bis zur jeweiligen Wandtemperatur) pro Grad Temperaturänderung aufgetragen. Man erkennt, daß ein ausgeprägtes Maximum dieser integralen Dichteänderung bei einer Übertemperatur von etwa 3,5 K auftritt, bei der die starke örtliche Dichteänderung bereits abzuklingen beginnt.

Noch deutlicher ist dies in BILD 29 für die spezifische Enthalpie h von RC318 zu sehen, die im unteren Teil des Bildes linear über der normierten Temperatur T^* aufgetragen ist³¹⁾. Anhand der für die Fluidtemperatur $T_f = T_k$ überlagerten Skala für die Wandübertemperatur ΔT erkennt man, daß je nach Lage des Fluidzustandes und je nach Höhe der Wandübertemperatur ganz unterschiedliche isobare Enthalpieänderungen innerhalb der beheizten Zone vorliegen können.

Im oberen Teil von Bild 29 ist für den auch in Bild 28 ausgewählten Fluidzustand bei $T_f = T_k$ und $p = 1,05 p_k$ sowie für einen weiteren Zustand bei $T_f = T_k$ und $p = 1,01 p_k$ die gesamte isobare Enthalpieänderung in der beheizten Zone bezogen auf die zugehörige Temperaturänderung über ΔT bzw. T^* dargestellt. Daraus geht hervor, daß dieser Differenzenquotient ähnlich wie im Fall der Dichte jeweils mit wachsender Übertemperatur zunächst ansteigt, bei $\Delta T \approx 3,5 \text{ K}$ bzw. 1 K ein Maximum durchläuft und für höhere Übertemperaturen wieder abfällt. Ver-

³¹⁾ Die Enthalpie von RC318 am kritischen Punkt wurde, wie für Kältemittel üblich, auf den Wert 1.000 kJ/kg normiert.

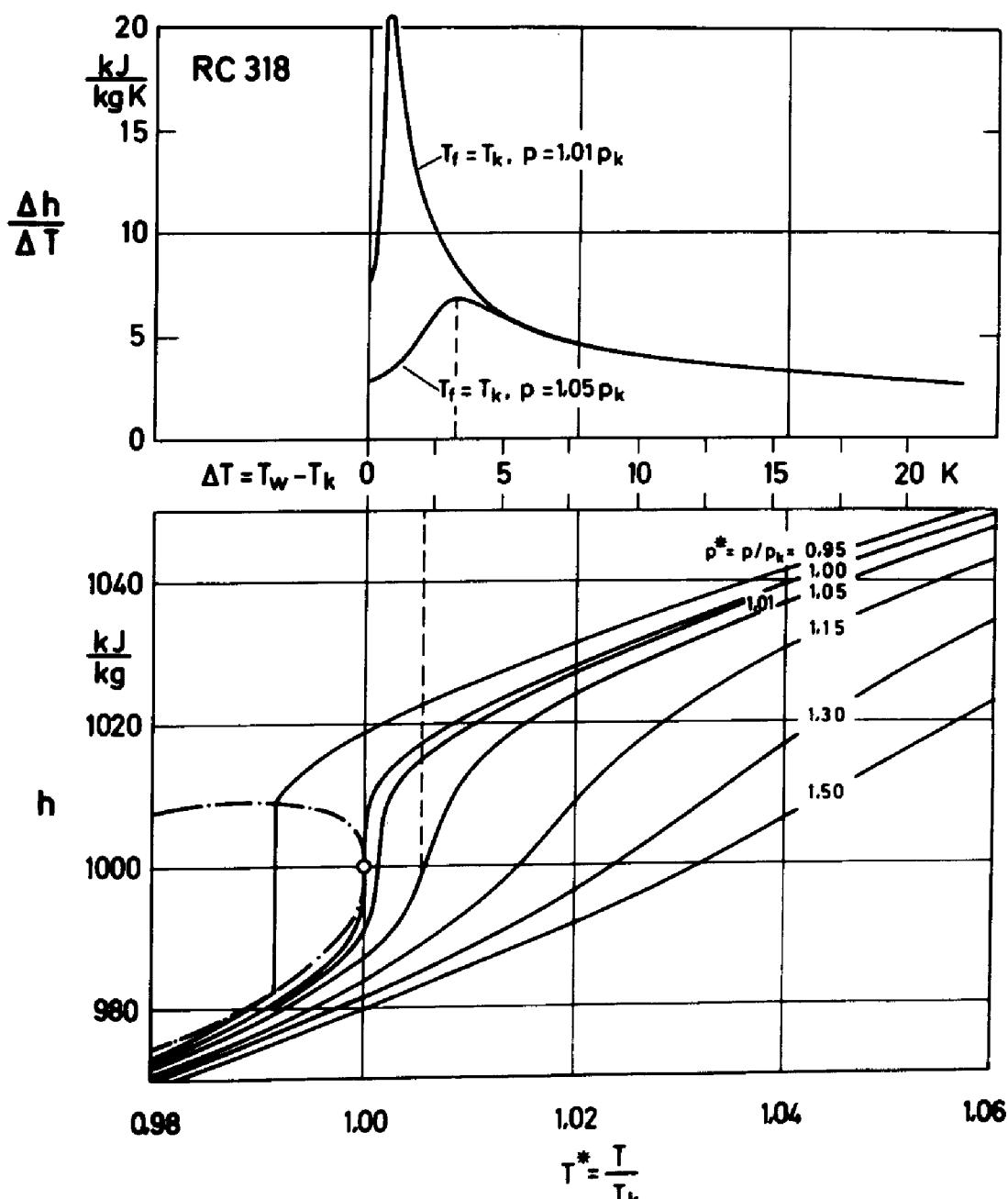


BILD 29

Unten: Lineare Darstellung der spezifischen Enthalpie h über der normierten Temperatur T^* für RC318, mit der Grenzkurve des Zweiphasengebiets und einigen Isobaren.

Oben : Isobare Enthalpieänderung über die gesamte beheizte Zone pro Grad Temperaturänderung für zwei ausgewählte Fluidzustände auf der kritischen Isotherme.

Der T^* -Achse ist für Fluidzustände bei $T_f = T_k$ eine Skala für die Übertemperatur ΔT der Heizwand überlagert.

gleicht man die zugehörigen Isobaren im unteren Teil von Bild 29, so stellt man fest, daß die Enthalpieänderung an der Wand bereits wieder abklingt, wenn $\Delta h / \Delta T$ für die gesamte beheizte Zone maximal ist³²⁾.

Vergleicht man hiermit die Kurven von α über q aus den systematischen Wärmeübergangsmessungen in Bild 25, so findet man auch für die Abhängigkeit $\alpha(q)$ Maxima bei etwa den genannten Werten der Übertemperatur. Z.B. ergibt sich aus der in Bild 25 durch Vierecke gekennzeichneten Kurve für $p = 1,05 p_k$ beim Maximum von α eine Übertemperatur ΔT von ungefähr 4 bis 5 K und aus der durch Rauten gekennzeichneten Kurve für $p = 1,01 p_k$ beim Maximum von α eine Übertemperatur von 1 K.

Es ist danach auch plausibel, daß sich die Maxima von α bei weiterer Annäherung des Ausgangszustandes an den kritischen Punkt zu immer kleineren Übertemperaturen verschieben und daß für kritischen Fluidzustand sowie für Ausgangszustände mit unterkritischer Dichte keine relativen Maxima von α beobachtet werden. Jedoch nimmt auch für diese Fluidzustände der Dichte- bzw. Enthalpieunterschied innerhalb der beheizten Zone bei kleinen Übertemperaturen viel stärker zu als bei großen Werten von ΔT , was den Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit abnehmender Wärmestromdichte in Bild 25 erklärt. Bei etwas großem Abstand des Ausgangszustandes vom kritischen Punkt wird dieser Effekt durch die für freie Konvektion bekannte Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Wärmestromdichte gerade kompensiert (vgl. Rauten mit senkrechtem Strich in Bild 25 unten), während sich für noch größeren Abstand vom kritischen Punkt der übliche Anstieg von α mit q einstellt (Kreis bzw. Quadrat mit schrägem Strich in Bild 25 oben bzw. unten).

32) Bemerkenswert ist, daß die zu den Maxima des Differenzenquotienten gehörenden Übertemperaturen nicht mit denjenigen für die Maxima von c_p übereinstimmen, wie z.B. aus den für die Isobare $p = 1,05 p_k$ gestrichelt angedeuteten Abszissenwerten in Bild 29 zu erkennen ist.

Auch die Kurven für konstante Übertemperatur in den $\alpha(v^*)$ -Darstellungen von Bild 27 lassen sich durch den Verlauf der isobaren Dichte- bzw. Enthalpieänderung in der beheizten Fluidzone interpretieren: Den maximalen α -Werten, die jeweils bei schwach überkritischer Dichte bzw. schwach unterkritischem spezifischen Volumen auftreten, liegt jeweils auch die größtmögliche isobare Dichte- bzw. Enthalpieänderung über die beheizte Zone zugrunde. Dagegen gehören zu den kleineren α -Werten bei Fluidzuständen in größerem Abstand vom kritischen Punkt wesentlich kleinere Dichte- bzw. Enthalpiedifferenzen bei gleicher Übertemperatur der Heizfläche. Auch die Tatsache, daß die Maxima bei $T_f = T_k$ mit abnehmender Übertemperatur an das kritische Volumen heranrücken (vgl. Bild 27 oben), läßt sich anhand des isobaren Dichte- bzw. Enthalpieverlaufs auf analoge Weise deuten.

6.3 Darstellung der Ergebnisse durch Kennzahlen

Aus den in Bild 27 enthaltenen Meßergebnissen an drei verschiedenen Halogenkältemitteln sowie aus dem ausführlicheren Versuchsmaterial in /66/ folgt, daß bei gleichem normierten Ausgangszustand des Fluids die Wärmeübergangskoeffizienten der drei Stoffe sowohl in ihrer Abhängigkeit von der Wärmestromdichte als auch in den Absolutwerten praktisch übereinstimmen. Daher beschränken sich die folgenden Untersuchungen auf das Kältemittel RC318 als Beispiel.

Für eine zusammenfassende Darstellung der experimentellen Ergebnisse wird davon ausgegangen, daß sich die Meßwerte auch für den Zustandsbereich in der Nähe des kritischen Punktes durch eine Funktion von der Form

$$\text{Nu} = f(\text{Gr} \cdot \text{Pr}) \quad (15)$$

beschreiben lassen. Dazu werden die Kennzahlen Gr und Pr folgendermaßen umgeschrieben: In der Gr -Zahl wird der thermische Ausdehnungskoeffizient β , der den Differentialquotienten $(\partial g / \partial T)_p$ enthält, mit ΔT zusammengefaßt und dafür die Dichteänderung $(\Delta g)_{FW}$ über die gesamte beheizte Zone eingeführt.

In entsprechender Weise wird in der Pr - Zahl anstelle von $c_p = (\partial h / \partial T)_p$ die Änderung der Enthalpie in der beheizten Zone auf die zugehörige Temperaturdifferenz $\Delta T = T_w - T_f$ bezogen:

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T d^3}{v^2} = \frac{g d^3 g(\Delta g)_{fw}}{\eta^2}, \quad Pr = \frac{v}{a} = \frac{\eta c_p}{\lambda} = \frac{\eta}{\lambda} \left(\frac{\Delta h}{\Delta T} \right)_{fw} \quad (16)$$

Die Differenzen für T , η und h sind zwischen dem Fluidzustand an der Heizwand und außerhalb der beheizten Zone zu bilden; die Stoffwerte η , η , λ werden beim arithmetischen Mittel aus Fluid- und Wandtemperatur, T_B , eingesetzt:

$$T_B = (T_f + T_w) / 2 \quad (17)$$

Diese von der üblichen Form etwas abweichende Schreibweise wurde gewählt, weil sich die Differentialquotienten $(\partial g / \partial T)_p$ und $(\partial h / \partial T)_p$ in der Nähe des kritischen Zustandes sehr stark ändern und ein für eine bestimmte Bezugstemperatur (z.B. nach Gl. (17)) gebildeter Mittelwert in der Regel nicht für die gesamte beheizte Zone repräsentativ ist. Dies ist jeweils im unteren Teil von Bild 28 und 29 veranschaulicht. Anhand der für die Fluidtemperatur $T_f = T_k$ überlagerten Skala für ΔT erkennt man, daß je nach Lage des Fluidzustandes und je nach Höhe der Wandübertemperatur ein stark nicht-linearer und u.U. erheblich asymmetrischer Verlauf der isobaren Dichte- bzw. Enthalpieänderung innerhalb der beheizten Zone vorliegt³³⁾.

³³⁾ Dabei ist die Änderung der Dichte und der spezifischen Enthalpie längs der Höhe (= $d = 8$ mm) infolge des Schwerkrafteinflusses nicht berücksichtigt. Im Vergleich zu Meßzellen für die Bestimmung thermischer und kalorischer Zustandsgrößen im Gleichgewicht war dieser Einfluß bei den vorliegenden Versuchen deshalb unwesentlich, weil auch bei ausgeschalteter Rohrheizung durch eine geringe Vorheizung am Eintritt in das Versuchsgefäß für eine ausreichende Durchmischung des Fluids gesorgt wurde. Auf diese Weise wurde der Aufbau einer ausgeprägten Dichteschichtung verhindert, was sich durch visuelle Beobachtung der kritischen Opaleszenz und der Vorstufen dazu bei Versuchen in unmittelbarer Nähe des kritischen Zustandes überprüfen ließ. Im übrigen zeigt Schomäcker in einer neueren Arbeit anhand eines Beispiels, daß der Einfluß der Schwerkraft auf Messungen der inneren Energie bzw. der Enthalpie anscheinend vielfach überbewertet wird /67/.

Bei der Berechnung der Kennzahlen für die verschiedenen Versuchsbedingungen zeigt es sich, daß die benötigten thermischen und kalorischen Stoffdaten sowie die Transportgrößen für RC318 im interessierenden Zustandsbereich weitgehend unbekannt sind. Zu ihrer rechnerischen Ermittlung, die an anderer Stelle ausführlich beschrieben ist /68/, wird das erweiterte Korrespondenzprinzip in Verbindung mit Meßwerten an CO_2 benutzt. Ein Vergleich mit den wenigen experimentellen Daten für RC318 zeigt, daß die maximalen Abweichungen der berechneten von den gemessenen Werten unter 5 % liegen /68/.

In BILD 30 sind oben die aus den Meßwerten von α folgenden Nu-Zahlen doppelt logarithmisch über dem Produkt aus Gr- und Pr-Zahl dargestellt. Als Ausgleichsgerade ist die Beziehung

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

mit dem für vollentwickelte Turbulenz geltenden Exponenten 1/3 eingetragen. Daneben ist auch die Beziehung für laminare Strömung

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

mit aufgenommen, die ebenso wie Gl.(2) für eine große Zahl von Halogenkältemitteln bei weit unterkritischen Drücken innerhalb des schraffiert angegebenen Streubereichs von $\pm 20\%$ bestätigt wurde (vgl. Bild 6) und die für $\text{Gr} \cdot \text{Pr} \lesssim 10^9$ an der unteren Grenze des Streubereichs für die neuen Messungen verläuft. Man erkennt, daß die überkritischen Messungen mit den nach Gl.(16) modifizierten Kennzahlen durch Gl.(2) interpoliert werden können, allerdings mit einem relativ großen Streubereich von etwa $\pm 40\%$.

Im folgenden wird auf empirische Weise eine zusätzliche Korrektur für solche Messungen, bei denen eine sehr große Veränderung der Stoffwerte in der beheizten Fluidzone auftritt, eingeführt, um die Darstellung der Versuchsergebnisse zu verbessern. Die Korrektur wird auf diejenigen Messungen beschränkt, bei denen die relative Dichteänderung, bezogen auf die Dichte s_B bei

der Bezugstemperatur T_B ,

$$\tilde{\Delta g} = \frac{g_f - g_w}{g_B} \quad (18)$$

mindestens 20 % beträgt³⁴⁾. Als Parameter für die Korrektur wird die Größe

$$\epsilon = \frac{g_B - g_w}{g_f - g_w} \quad (19)$$

benutzt, die die Asymmetrie des Dichteverlaufs in der beheizten Zone kennzeichnet. Dieser Parameter nimmt für symmetrischen Dichteverlauf den Wert 0,5 an; ϵ ist größer als 0,5, wenn der größte Teil der Dichteänderung nahe der Wand auftritt, und kleiner als 0,5, wenn der äußere Bereich der beheizten Fluidzone die größte Dichteänderung enthält. Aus einer Auftragung des Faktors

$$F = \text{Nu}_{\text{exp}} / (0,15(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{1/3}) \quad (20)$$

über dem Parameter ϵ für sämtliche Messungen mit $\tilde{\Delta g} \geq 0,2$ erhält man für F einen Exponentialausdruck von der Form

$$F = e^{0,25 - \epsilon} \quad (21)$$

Korrigiert man für die Messungen mit $\tilde{\Delta g} \geq 0,2$ die experimentelle Nusselt-Zahl mit dem Faktor F , so erhält man - zusammen mit den unkorrigierten Nusselt-Zahlen für alle anderen Messungen - die Darstellung im unteren Teil von Bild 30. Im Vergleich zum oberen Diagramm hat die Streubreite deutlich abgenommen und beträgt nur noch etwa $\pm 20\%$, ähnlich wie sie auch für Messungen mit Flüssigkeiten bei weit unterkritischen Drücken auftritt. Nur wenige Punkte bei hohen Werten des Produkts $\text{Gr} \cdot \text{Pr}$ liegen außerhalb dieses Streubereichs.

³⁴⁾ Die Durchsicht des Versuchsmaterials zeigte, daß für die Messungen mit $\tilde{\Delta g} < 20\%$ eine zusätzliche Korrektur nicht nötig war.

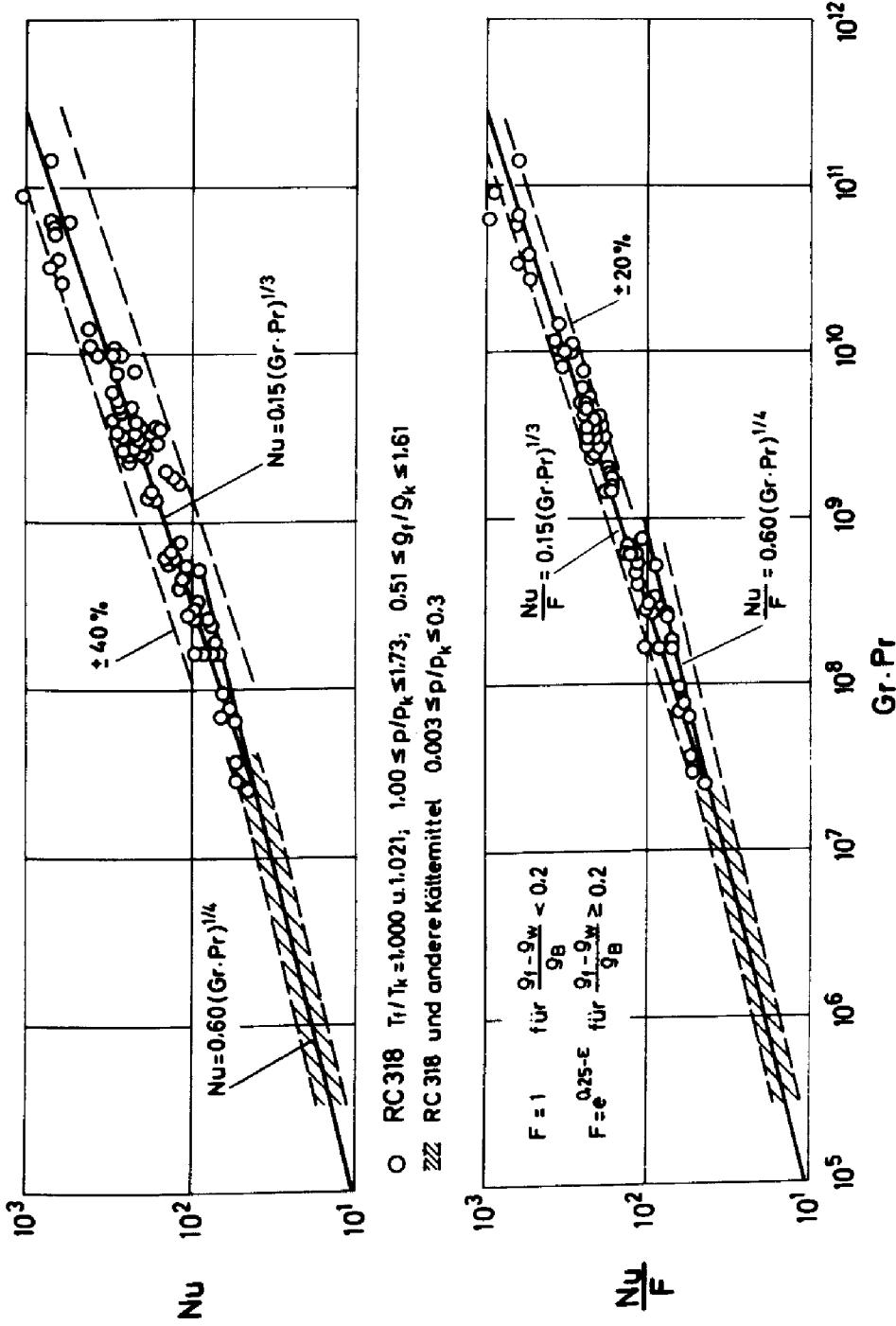


BILD 30

Überkritischer Wärmeübergang an RC318 und unterkritische freie Konvektion mehrerer Kältemittel
 Oben : Nusselt-Zahl in Abhängigkeit vom Produkt aus Grashof-Zahl und Prandtl-Zahl
 Unten: Nusselt-Zahlen für $\tilde{\Delta g} \geq 0,2$ durch den Faktor F korrigiert

Damit ist gezeigt, daß es auch für die Messungen nahe am kritischen Punkt, die einen für den Wärmeübergang bei freier Konvektion teilweise völlig ungewöhnlichen Zusammenhang von α mit q aufweisen, gelingt, durch Einführen von zwei Parametern zur pauschalen Erfassung der starken Stoffwertänderung innerhalb der Grenzschicht die Ergebnisse durch die in der Literatur bekannten, an Kältemitteln und zahlreichen anderen Flüssigkeiten bestätigten Beziehungen Gl.(1) und (2) zu beschreiben.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über Untersuchungen zum Blasensieden, Filmsieden und zur einphasigen freien Konvektion verschiedener Halogenkältemittel (= halogensubstituierte Kohlenwasserstoffe) an horizontalen, von innen elektrisch beheizten Kupferrohren berichtet. Für die Messungen wurden zwei Apparaturen verwendet, die prinzipiell gleich aufgebaut sind: Das Versuchsrohr befindet sich in einem großen Versuchsgefäß mit einem darüber angeordneten Kühler, in dem die am Versuchsrohr zugeführte Heizleistung an ein Kühlmedium abgegeben wird.

Mit der bei Siededrücken bis etwa zum halben kritischen Druck benutzten Versuchsanlage wurden neben Glattrohren auch außen beriespte Rohre mit unterschiedlicher Rippengeometrie untersucht, wie sie in Röhrenkesselapparaten zunehmend eingesetzt werden. Bei der Apparatur für höhere Versuchsdrücke wurde durch besondere Maßnahmen erreicht, daß die Temperaturdifferenz zwischen Rohroberfläche und umgebendem Fluid auf $\pm 0,8 \pm 0,005$ K genau bestimmt werden konnte und die Fluidtemperatur im Versuchsgefäß während der Messungen auf $\pm 0,003$ K konstant war. Dies ist für Messungen in der Nähe des kritischen Punktes besonders wichtig, da in diesem Zustandsbereich schon geringe Temperaturänderungen zu großen Veränderungen anderer Zustandsgrößen (z.B. Dichte oder Enthalpie) führen und da für Blasensieden sehr kleine Übertemperaturen der Heizfläche auftreten.

Für den Wärmeübergangskoeffizienten α beim Blasensieden wurde im gesamten untersuchten Druckbereich ($0,003 \leq p/p_k \leq 0,98$) für die verschiedenen Stoffe eine einheitliche relative Zunahme mit wachsendem Druck gefunden, die für Drücke $0,01 \leq p/p_k \leq 0,5$ durch eine lineare Funktion des normierten Siededruckes beschrieben wird /8/. Für höhere Siededrücke ergibt sich ein starker Anstieg von α mit wachsendem Druck, der verhältnismäßig gut mit den Ergebnissen übereinstimmt, die Haffner beim Sieden von zwei Kältemitteln im senkrechten Rohr festgestellt hatte /11/. Bei Rippenrohren findet man im Vergleich zum Glattrohr eine etwas geringere relative Druckabhängigkeit von α . Sie kann durch Einführen der Flächenvergrößerung gegenüber dem Glattrohr als zusätzlichem Parameter für verschiedene Versuchsstoffe und für Rippenrohre unterschiedlicher Rippengeometrie ($1,0 \leq \psi \leq 4,9$) im Druckbereich $0,01 \leq p/p_k \leq 0,5$ ebenfalls durch einen einheitlichen Ansatz beschrieben werden. Bei Siededrücken $p/p_k < 0,01$ ist die gemessene Abnahme von α mit sinkendem Druck für Glatt- und Rippenrohre merklich stärker, als man nach diesen Beziehungen berechnet.

Auch der starke Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit wachsender Wärmestromdichte q , der mit zunehmendem Druck etwas abnimmt, ist für die verschiedenen Stoffe weitgehend einheitlich. Messungen mit unterschiedlich behandelten Heizflächen (gezogene bzw. geschmiegelte Rohroberfläche) weisen darauf hin, daß der Zusammenhang von α mit q durch Oberflächeneigenschaften der Heizfläche beeinflußt wird. Zum selben Ergebnis kommt eine theoretische Betrachtung über den Einfluß unterschiedlicher Größenverteilungen der Blasenkeimstellen einer Heizfläche. Dieser Problemkreis ist inzwischen in einer getrennten Untersuchung ausführlicher behandelt /31/ .

Die Messungen zur Druckabhängigkeit von α bei hohen normierten Drücken werden dazu benutzt, den Einfluß der in diesem Druckbereich stark veränderlichen Stoffwerte auf α zu erfassen. Anhand einer einfachen Modellrechnung, die von den bekannten Gleichgewichtsbedingungen an einer lebensfähigen Dampfblase ausgeht, läßt sich zeigen, daß die relative Druckabhängigkeit von α

bei hohen Drücken im wesentlichen auf die Dampfdruckkurve, die Oberflächenspannung und die Flüssigkeits- und Dampfdichte zurückgeführt werden kann. Abweichungen zwischen Rechnung und Messung bei niedrigen Siededrücken beruhen wahrscheinlich auf dem Einfluß von Grenzflächeneigenschaften des Systems Flüssigkeit/Heizwand und auf dynamischen Effekten bei der Blasenbildung wegen der zunehmenden Überhitzung der Grenzschicht mit sinkendem Druck.

Da bisher noch keine Gleichung existiert, mit der Absolutwerte des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden im gesamten Druckbereich zuverlässig vorausberechnet werden können, wird für praktische Berechnungen vorgeschlagen, den Wärmeübergangskoeffizienten bei einem niedrigen normierten Siededruck mit einer der bekannten Wärmeübergangsgleichungen zu berechnen und zur Umrechnung auf einen anderen Siededruck die empirischen Beziehungen Gl.(5) bzw. (10) zu benutzen. In der Arbeit wird gezeigt, wie dieses Verfahren auch auf Rippenrohre anzuwenden ist.

Die Messungen zur maximalen Wärmestromdichte q_{\max} des Blasensiedens (Burnout-Punkt) und zur minimalen Wärmestromdichte q_{\min} des Filmsiedens (Leidenfrost-Punkt) zeigen bei hohen normierten Drücken eine starke und für die verschiedenen untersuchten Stoffe einheitliche relative Abnahme von q_{\max} und q_{\min} bei Annäherung an den kritischen Punkt. Diese Abnahme ist bei q_{\max} und q_{\min} ähnlich, wobei die Absolutwerte für q_{\max} jedoch etwa um eine Zehnerpotenz höher liegen als für q_{\min} .

Bei den zugehörigen Wärmeübergangskoeffizienten ergeben sich sowohl im Falle von α_{\max} als auch von α_{\min} für die verschiedenen Stoffe innerhalb einer Streugrenze von $\pm 10\%$ einheitliche Absolutwerte. Während α_{\max} im untersuchten Druckbereich weitgehend druckunabhängig ist, steigt α_{\min} bei Drücken $p \geq 0,8$ zunehmend stärker mit dem Druck an. Allerdings liegen die Wärmeübergangskoeffizienten im Leidenfrost-Punkt auch bei den höchsten untersuchten Drücken ($p/p_k \approx 0,98$) noch etwa um einen Faktor 20 unter den Wärmeübergangskoeffizienten im Burnout-Punkt. Die Vorausberechnung der Wärmestromdichten bzw. Wärme-

Übergangskoeffizienten im Burnout- bzw. Leidenfrost-Punkt bei hohen normierten Drücken mit Beziehungen aus der Literatur ist derzeit noch unbefriedigend.

Während sich beim Blasensieden im Bereich hoher normierter Drücke eine starke Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten ergibt, findet man beim Filmsieden praktisch keinen Druckeinfluß auf α , obwohl sich eine Reihe von Stoffwerten in diesem Druckbereich stark ändert. Anscheinend sind diese Stoffwerte für den Wärmeübergang beim Filmsieden von untergeordneter Bedeutung, oder es heben sich gegenläufige Tendenzen in ihrer Wirkung auf α weitgehend auf. Außerdem dürfte sich der Stoffwerteneinfluß aber auch dadurch verwischen, daß die Stoffwerte über den Dampffilm zu mitteln sind. Die experimentell gefundene Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit wachsender Übertemperatur der Heizfläche und die aus einem Vergleich mit Literaturwerten /62/ folgende Abnahme von α mit wachsendem Durchmesser des Heizelementes wird durch eine Beziehung in der Literatur verhältnismäßig gut wiedergegeben /61/ .

Die Untersuchungen zur einphasigen freien Konvektion zeigen, daß die Wärmeübergangskoeffizienten für technisch übliche Rohre (Glatt- und Rippenrohre) sowohl bei siedender Flüssigkeit und weit unterkritischen Drücken als auch bei einem Fluid im überkritischen und nahkritischen Zustandsbereich mit Beziehungen aus der Literatur zwischen der Nusselt-, der Grashof- und der Prandtl-Zahl zuverlässig berechnet werden können, wenn man im Fall der Rippenrohre die Flächenvergrößerung gegenüber dem Glattrohr und im kritischen Zustandsbereich die starke Stoffwertänderung innerhalb der beheizten Zone um das Rohr berücksichtigt. Dies gilt auch für Ergebnisse bei Ausgangszuständen des Fluids nahe dem kritischen Punkt bei schwach überkritischer Dichte, die für den Wärmeübergang bei freier Konvektion völlig ungewöhnliche Maxima im Zusammenhang von α mit q aufweisen. Die Interpretation dieser Ergebnisse in einer Betrachtung, die auf die Veränderung der thermischen und kalorischen Zustandsgrößen sowie der Transportgrößen in der beheizten Zone eingeht, legt den Schluß nahe, daß auch die teilweise widersprüchlichen Aussagen in der Litera-

tur zum überkritischen Wärmeübergang bei erzwungener Strömung einheitlich gedeutet werden können, wenn man die Veränderung der genannten Stoffgrößen längs der Wärmeübertragungsfläche infolge von Druck- und Temperaturänderungen näher untersucht.

Zusammenfassend zeigt die vorliegende Untersuchung zur freien Konvektion im Zweiphasengebiet bis in unmittelbare Nähe des kritischen Punktes und bei einphasigem Fluidzustand bis etwa zum doppelten kritischen Druck, daß Messungen bei hohen normierten Drücken wegen der starken Stoffwertvariation in diesem Zustandsbereich zur Aufklärung des Stoffwerteinflusses auf den Wärmeübergang beim Blasensieden, Filmsieden und bei der einphasigen freien Konvektion beitragen können, wenn man gegebenenfalls die Stoffwertvariation innerhalb der Grenzschicht berücksichtigt. Außerdem wird der Zusammenhang zu experimentellen Ergebnissen für wesentlich niedrigere normierte Drücke hergestellt.

8. Literatur

- /1/ H.H. SCHROTH
Ein Beitrag zur Verdampfung an überfluteten Glatt- und Rippenrohren
Luft- und Kältetechnik 4, 212(1968)
- /2/ P. HEIMBACH
Wärmeübergangskoeffizienten für die Verdampfung von R22 und R13 an einem überfluteten Rippenrohr-Bündel
Linde-Berichte aus Wissenschaft und Technik Nr.29, 33(1971)
- /3/ V.A. DUNDIN , G.N. DANILOWA
Wärmeübergang bei der Verdampfung von R12 und R22 an Rippenrohrbündeln (russ.)
Cholodilnaja Technika 48, Nr.7, 40(1971)
- /4/ P. HEIMBACH
Boiling coefficients of refrigerant oil mixtures outside a finned tube bundle
Annexe 1972-1 au Bull. de l'Inst. Int. du Froid, Paris, 117

- /5/ B. SLIPCEVIC
 Ein Beitrag zum Wärmeübergang beim Blasensieden von Kältemitteln an einzelnen Rippenrohren
Klima + Kälteingenieur 2, 69(1974)
- /6/ B. SLIPCEVIC
 Über den Wärmeübergang beim Blasensieden von Kältemitteln an Rippenrohrbündeln
Klima + Kälteingenieur 3, 127(1975)
- /7/ B. SLIPCEVIC
 Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung von Kältemitteln an glatten und berippten Rohrbündeln
Klima + Kälteingenieur 3, 279(1975)
- /8/ G.N. DANILOWA
 Der Einfluß des Druckes und der Siedetemperatur auf den Wärmeübergang beim Sieden von Freonen (russ.)
Cholodilnaja Technika 42, Nr.2, 36(1965)
- /9/ R.B. MESLER , J.T. BANCHERO
 Effect of superatmospheric pressures on nucleate boiling of organic liquids
A.I.Ch.E. Journal 4, 102(1958)
- /10/ V.S. GOLOWIN , B.A. KOLTSCHUGIN , D.A. LABUNZOW
 Untersuchung des Wärmeübergangs beim Sieden von Äthanol und Benzol an Heizflächen aus unterschiedlichem Material (russ.)
Ingenerno-fizicheskij Journal 7, Nr.6, 35(1964)
- /11/ H. HAFFNER
 Wärmeübergang an Kältemittel bei Blasenverdampfung, Filmverdampfung und überkritischem Zustand des Fluids
 Bundesminist. f. Bildung und Wissenschaft FB K 70-24, 1970
- /12/ M.T. CICHELLI , C.F. BONILLA
 Heat transfer to liquids boiling under pressure
Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 41, 755(1945)
- /13/ G. HESSE
 Wärmeübergang bei Blasenverdampfung, bei maximaler Wärmestromdichte und im Übergangsbereich zur Filmverdampfung
 Dissertation Techn. Universität Berlin, 1972
 sowie: Heat transfer in nucleate boiling, maximum heat flux and transition boiling
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 16, 1611(1973)

/14/ S.S. KUTATELADZE

Problems of heat transfer and hydraulics of two-phase media
Pergamon Press, Oxford 1969

/15/ S.A. KOVALEV

An investigation of minimum heat fluxes in pool boiling of water
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 9, 1219(1966)

/16/ K.J. BAUMEISTER , F.F. SIMON

Leidenfrost temperature - its correlation for liquid metals,
cryogens, hydrocarbons, and water
Journal of Heat Transfer 95, 166(1973)

/17/ L.D. CLEMENTS , C.P. COLVER

Natural convection film boiling heat transfer
Ind. Engng. Chemistry 62, Nr.9, 26(1970)

/18/ G. FEURSTEIN , E. HAHNE

Heat transfer in pool film boiling of carbon dioxide
Annexe 1972-1 au Bull.de l'Inst.Int.du Froid, Paris S.39

/19/ G. HESSE , E.M. SPARROW , R.J. GOLDSTEIN

Influence of pressure on film boiling heat transfer
Journal of Heat Transfer 98, 166(1976)

/20/ M. REIMANN , U. GRIGULL

Wärmeübergang bei freier Konvektion und Filmsieden im kritischen Gebiet von Wasser und Kohlendioxid
Wärme- und Stoffübertragung 8, 229(1975)

/21/ W.B. HALL , J.D. JACKSON , A. WATSON

A review of forced convection heat transfer to fluids at supercritical pressures.
Symp. Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids
Proc. Instn. Mech. Engrs. 182, Part 3 I, 10(1968)

/22/ W.B. HALL

Heat transfer near the critical point
Adv. in Heat Transf. 7, Acad. Press, New York, 1971, S.1

/23/ E.L. PARK ,jr. , C.P. COLVER , C.M. SLIEPCEVICH

Nucleate and film boiling heat transfer to nitrogen and methane at elevated pressures and large temperature differences

Adv. Cryogen. Engng. 11, Plenum Press, New York, 1966, S.516

- /24/ S.S. BUDNJEWITSCH , S. USKENBAJEW
 Etude du processus du transfert thermique aux liquides bouillant aux basses températures dans la zone des pressions supercritiques
 Progress in Refrigeration Science and Technology:
 Proc. XIIIth Int. Congress of Refrigeration, Vol.1, Int. Inst. of Refrigeration, Paris, 1971, S.269
- /25/ E.N. DUBROWINA , V.P. SKRIPOW
 Convective heat transfer in the supercritical region of carbon dioxide
 Heat and Mass Transfer, Vol.1, Nauka i Techn., Minsk, 1965;
 translated: Jerusalem, 1967, S.32
- /26/ E. HAHNE , G. FEURSTEIN , U. GRIGULL
 Free convective heat transfer in the supercritical region
 Proc. of the 5th Int. Heat Transf. Conf., Vol.III, Tokio, 1974, S.5
- /27/ G. WICKENHÄUSER
 Einfluß der Wärmestromdichte und des Siededruckes auf den Wärmeübergang beim Blasensieden von Kältemitteln
 Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1972
- /28/ D. GORENFLO
 Zur Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs an siedende Kältemittel bei freier Konvektion
 Chem. Ing. Techn. 40, 757(1968)
- /29/ D. GORENFLO , V. LIPPIG , G. WICKENHÄUSER
 Apparatus for precise measurements of heat transfer at pool boiling
 Annexe 1972-1 au Bull.de l'Inst.Int.du Froid, Paris, S.51
- /30/ D. GORENFLO
 Zum Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung an Rippenrohren
 Dissertation Techn. Hochschule Karlsruhe, 1966
- /31/ M.Y. TANES
 Zum Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit der Heizfläche auf den Wärmeübergang beim Blasensieden
 Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1976
- /32/ K. STEPHAN
 Beitrag zur Thermodynamik des Wärmeübergangs beim Sieden
 Abhandl. d. Deutschen Kältetechn. Vereins Nr.18, C.F. Müller Verlag Karlsruhe, 1964

/33/ D. GORENFLO

Influence of pressure on heat transfer from horizontal tubes to boiling refrigerants

Progress in Refrigeration Science and Technology:
Proc. XIIth Int. Congress of Refrigeration, Vol.2, Int.
Inst. of Refrigeration, Paris, 1967, S.587

/34/ H. SCHLICHTING

Grenzschichttheorie

Verlag G. Braun Karlsruhe, 1965, S.294

/35/ M. JAKOB , W. LINKE

Der Wärmeübergang beim Verdampfen von Flüssigkeiten an senkrechten und waagerechten Flächen

Physikalische Zeitschrift 36, 267(1935)

/36/ K. STEPHAN

Mechanismus und Modellgesetz des Wärmeübergangs bei der Blasenverdampfung

Chem. Ing. Techn. 35, 775(1963)

/37/ K. BIER , H.R. ENGELHORN , D. GORENFLO

Wärmeübergang an tiefsiedende Halogenkältemittel

Klima + Kälteingenieur 4, 399(1976)

/38/ V.M. BORISCHANSKIJ , A.P. KOZYREW

Die Verallgemeinerung der experimentellen Daten über den Wärmeaustausch beim Blasensieden anhand der Theorie der thermodynamischen Ähnlichkeit (russ.)

Ingenerno-fizicheskij Journal 5, Nr.12, 3(1962)

/39/ K. BIER , D. GORENFLO , G. WICKENHÄUSER

Pool boiling heat transfer at saturation pressures up to critical

Progress in Boiling Heat Transfer, Hemisphere Publ. Corp.,
Vermont, 1977, S.137

/40/ K. BIER , D. GORENFLO , G. WICKENHÄUSER

Heat transfer to boiling refrigerants in a wide pressure range

Annexe 1972-1 au Bull.de l'Inst.Int.du Froid, Paris, S.63

/41/ B.B. MIKIC , W.M. ROHSENOW

A new correlation of pool boiling data including the effect of heating surface characteristics

Journal of Heat Transfer 91, 245(1969)

- /42/ C.L. TIEN
 A hydrodynamic model for nucleate pool boiling
 Int. Journal of Heat and Mass Transfer 5, 533(1962)
- /43/ E.U. SCHLÜNDER
 Über den Wärmeübergang beim Blasensieden
 Verfahrenstechnik 4, 493(1970)
- /44/ G.N. DANILOWA , A.V. KUPRIANOWA
 Wärmeübergangskoeffizienten beim Sieden von Freon C318
 und Freon 21 an einem horizontalen Rohr (russ.)
 Cholodilnaja Technika 44, Nr.11, 15(1967)
- /45/ K. BIER , D. GORENFLO , G. WICKENHÄUSER
 Zum Wärmeübergang beim Blasensieden in einem weiten Druck-
 bereich
 Chem. Ing. Techn. 45, 935(1973)
- /46/ K. BIER , D. GORENFLO
 Universal representation of the thermophysical properties
 of boiling liquids
 Annexe 1973-4 au Bull.de l'Inst.Int.du Froid, Paris, S.135
- /47/ G. WAUER
 Zusammenstellung und vergleichende Betrachtung der in der
 Literatur vorhandenen Gleichungen zur Vorausberechnung der
 Wärmeübergangszahl bei der Blasenverdampfung
 Studienarbeit, Thermodyn. Inst. der Techn. Hochschule
 Karlsruhe, 1967
- /48/ H.G. HIRSCHBERG
 Zur Berechnung von Röhrenkesselverdampfern
 Kältetechnik-Klimatisierung 18, 155(1966)
- /49/ D. VAIHINGER , W.D. KAUFMANN
 Zum Druckeinfluß auf den Wärmeübergang bei ausgebildeter
 Blasenverdampfung
 Chem. Ing. Techn. 44, 921 (1972)
- /50/ VDI-WÄRMEATLAS
 Abschnitt Ha , VDI-Verlag, Düsseldorf, 2. Auflage, 1974
- /51/ W. SCHÖNMANN
 Experimentelle Untersuchung der Stoffabhängigkeit der Wär-
 meübergangszahl bei der Verdampfung der Kältemittel R113,
 R22 und R502 an einem horizontalen Kupferrohr
 Diplomarbeit, Thermodyn. Inst. der Techn. Hochschule
 Karlsruhe, 1967

- /52/ K. STEPHAN
Stabilität beim Sieden
Brennstoff-Wärme-Kraft 17, 571(1965)
- /53/ K. STEPHAN
Übertragung hoher Wärmestromdichten an siedende Flüssigkeiten
Chem. Ing. Techn. 38, 112(1966)
- /54/ E.G. HOFFMANN
Wärmeübergang in waagerechten Rohren bei Blasen- und Übergangssieden großer Massenströme
Dissertation Ruhr-Universität Bochum, 1975
- /55/ V.M. BORISCHANSKIJ , I.I. NOWIKOW , S.S. KUTATELADZE
Use of thermodynamic similarity in generalizing experimental data of heat transfer
Int. Developments in Heat Transfer:
Proc. of the 1961-1962 Heat Transfer Conf., ASME, S.475
- /56/ J.H. LIENHARD , V.E. SCHROCK
The effect of pressure, geometry, and the equation of state upon the peak and minimum boiling heat flux
Journal of Heat Transfer 85, 261(1963)
- /57/ K. BIER , H.R. ENGELHORN , D. GORENFLO
Heat transfer at burnout and Leidenfrost points for pressures up to critical
Progress in Boiling Heat Transfer, Hemisphere Publ. Corp., Vermont, 1977, S.85
- /58/ N. ZUBER
On the stability of boiling heat transfer
Journal of Heat Transfer 80, 711(1958)
- /59/ J.A. CLARK
Cryogenic heat transfer
Adv. in Heat Transf. 5, Acad. Press, New York, 1968, S.325
- /60/ C.T. SCIANCE , C.P. COLVER , C.M. SLIEPCEVICH
Pool boiling of methane between atmospheric pressure and the critical pressure
Adv. in Cryogen. Engng. 12, 395(1967)
- /61/ L.A. BROMLEY
Heat transfer in stable film boiling
Chem. Engng. Progress 46, 221(1950)

- /62/ U. GRIGULL , E. ABADZIC
Heat transfer from a wire in the critical region
Progr. Instn. Mech. Engrs. 182, Part 3 I, 52(1968)
- /63/ E. ABADZIC , R.J. GOLDSTEIN
Film boiling and free convection heat transfer to carbon dioxide near the critical state
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 13, 1163(1970)
- /64/ G. FEURSTEIN
Der Einfluß des Druckes und der Geometrie auf den Wärmeübergang beim Behältersieden nahe dem kritischen Punkt
Dissertation Techn. Universität München, 1974
- /65/ B.P. BREEN , J.W. WESTWATER
Effect of diameter of horizontal tubes on film boiling heat transfer
Chem. Engng. Progress 58, 67(1962)
- /66/ K. BIER , H.R. ENGELHORN , D. GORENFLO , A.P. SOLODOV
Wärmeübergang bei einphasiger freier Konvektion in der Nähe des kritischen Zustandes
Wärme- und Stoffübertragung 9, 193(1976)
- /67/ H. SCHOMÄCKER
Messungen der inneren Energie und der spezifischen isochoren Wärmekapazität in der Umgebung des kritischen Zustandes von Wasser
Dissertation Ruhr-Universität Bochum, 1973, Kap.12
- /68/ A.P. SOLODOV , D. GORENFLO
Zur Berechnung des Wärmeübergangs bei einphasiger freier Konvektion in der Nähe des kritischen Zustandes
Wärme- und Stoffübertragung 9, 151(1976)