

Wärmeübergang bei freier Konvektion und Filmsieden im kritischen Gebiet von Wasser und Kohlendioxid*

M. Reimann und U. Grigull, München

Free Convection and Film Boiling Heat Transfer in the Critical Region of Water and Carbon Dioxide

Abstract. Measurements of free convection and boiling from an electrically heated platinum wire ($d=0,1$ mm) in water near its critical state are given and taken for checking a theoretical boundary layer modell.

For heat transfer at free convection, a simplified calculation method is derived which is tested by several measurements in water and carbon dioxide. For film boiling, the limits of a representation of experimental results in Nusselt-Rayleigh-diagrams are pointed out. A simplified method of calculating the basic curve of film boiling heat transfer is given.

Zusammenfassung. Es werden Messungen des Wärmeübergangs bei freier Konvektion und Filmsieden an einem elektrisch beheizten Platindraht ($d=0,1$ mm) in Wasser in der Nähe des kritischen Punktes angegeben und zur Überprüfung eines theoretischen Grenzschichtmodells herangezogen.

Für den Wärmeübergang bei freier Konvektion wird ein vereinfachtes Berechnungsverfahren abgeleitet, das mit zahlreichen Versuchen in Wasser und Kohlendioxid überprüft wird. Bei Filmsieden wird auf die Grenzen einer Darstellung von Versuchsergebnissen in Nusselt-Reyleigh-Diagrammen hingewiesen und eine vereinfachte Berechnungsmethode der Grundkurve des Wärmeübergangs angegeben.

Bezeichnungen

A	Auftriebsglied
B_i	Konstanten
C_m	Konstante
C_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck
d	Zylinderdurchmesser
g	Erdbeschleunigung
$G(\xi)$	Funktion der affinen Verzerrung
\bar{G}	integraler Mittelwert von $G(\xi)$
h	Plattenhöhe
H	spezifische Enthalpie
H_{fd}	spezifische Verdampfungswärme
L	charakteristische Länge
n	Koordinate normal zur Wand
Nu	Nußelt-Zahl
P	Druck
Pr	Prandtl-Zahl
q	Wärmestromdichte
Ra	Rayleigh-Zahl
S	beliebiger Stoffwert
t	Celsius-Temperatur
T	absolute Temperatur

α	Wärmeübergangskoeffizient
β	isobarer Ausdehnungskoeffizient
ΔT	Temperaturdifferent $T - T_u$
θ	Quotient aus Temperaturdifferenzen
λ	Wärmeleitfähigkeit
ν	kinematische Zähigkeit
ξ	dimensionslose Koordinate in Wandrichtung
ρ	Dichte
\bar{r}	dimensionslose Grundgröße des Wärmeübergangs

Indizes

b	Wert bei Bezugszustand
f	Zustand der gesättigten Flüssigkeit
korrr	korrigierter Wert für kleine Durchmesser
L	Bezug auf die charakteristische Länge
mod	modifizierte Kenngröße
Pl.	vertikale Platte
psk	Wert im pseudokritischen Zustand
s	Sättigungszustand
u	Umgebungszustand
w	Wert an der Wand
Zyl.	horizontaler Zylinder
o	Wert aus den Theorien mit unveränderlichen Stoffwerten
∞	Grenzschichtlösung ($Gr \rightarrow \infty$ beim horiz. Zyl.)

* Auszug aus der von der Fakultät Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigten Dissertation über "Wärmeübergang bei freier Konvektion und Filmsieden - Allgemeines theoretisches Berechnungsverfahren und experimentelle Überprüfung im kritischen Gebiet" des Diplom-Ingenieurs Michael Reimann. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. U. Grigull und Prof. Dr. rer. nat. E. Winter. Die Dissertation wurde am 15. Juli 1974 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik am 6. November 1974 angenommen. Tag der Promotion 8. November 1974.

1. Einleitung

In der Umgebung des kritischen Zustandes eines Fluids verändern sich die Stoffwerte sehr stark. So strebt eine Gruppe von Stoffwerten, der z.B. der isobare Ausdehnungskoeffizient β , die isobare spezifische Wärmekapazität C_p und die Prandtl-Zahl Pr angehören, im kritischen Punkt gegen unendlich [1]. Dieses Verhalten beeinflusst die Wärmeübertragung von einem beheizten Körper an ein im weiten Abstand von diesem

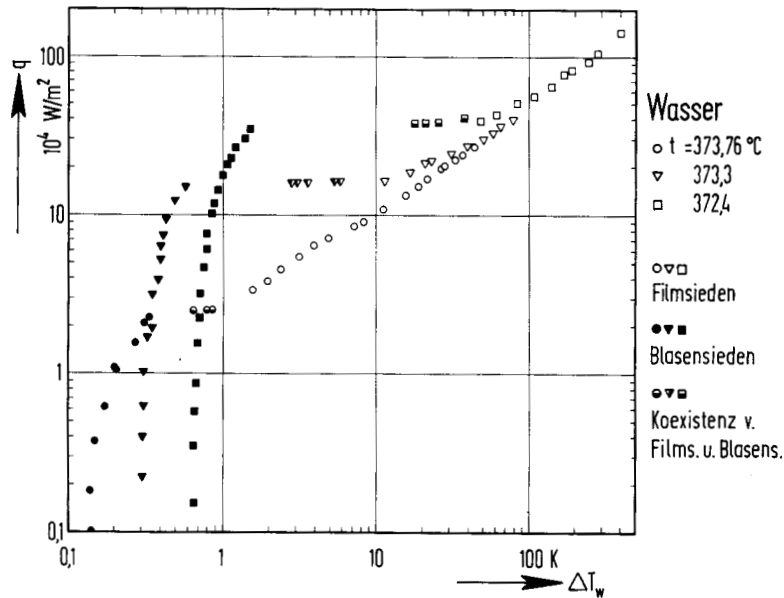


Bild 1. Ergebnisse der Siederversuche

Körper ruhendes Fluid, die, je nach den Voraussetzungen, durch freie Konvektion, Blasensieden oder Filmsieden erfolgen kann. So weist der Wärmeübergang bei freier Konvektion in Fluiden mit überkritischen Umgebungszuständen ausgeprägte Maxima auf. Auch bei Siederversuchen ist zu erwarten, daß der Einfluß des Sättigungszustandes auf den Wärmeübergang bei Annäherung an den kritischen Punkt am deutlichsten erkennbar wird. Hierbei tritt Blasensieden in immer kleinerem Umfang bei geringer werdenden Überhitzungen auf. Der vorherrschende Wärmeübertragungsmechanismus wird das Filmsieden. Bei Überschreitung des kritischen Punktes erfolgt ein kontinuierlicher Übergang zur freien Konvektion. Dieses Verhalten legt es nahe, freie Konvektion und Filmsieden durch eine geschlossene theoretische Analyse unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte zu untersuchen. Gültigkeit und Grenzen eines solchen theoretischen Grenzschichtmodells, das in [2] abgeleitet wurde, sollen durch Wärmeübergangsmessungen überprüft werden. Da das in [2] angegebene Berechnungsverfahren sehr aufwendig ist, sollen ferner durch Auswertung der theoretischen und experimentellen Ergebnisse Möglichkeiten zur vereinfachten Berechnung des Wärmeübergangs aufgezeigt werden.

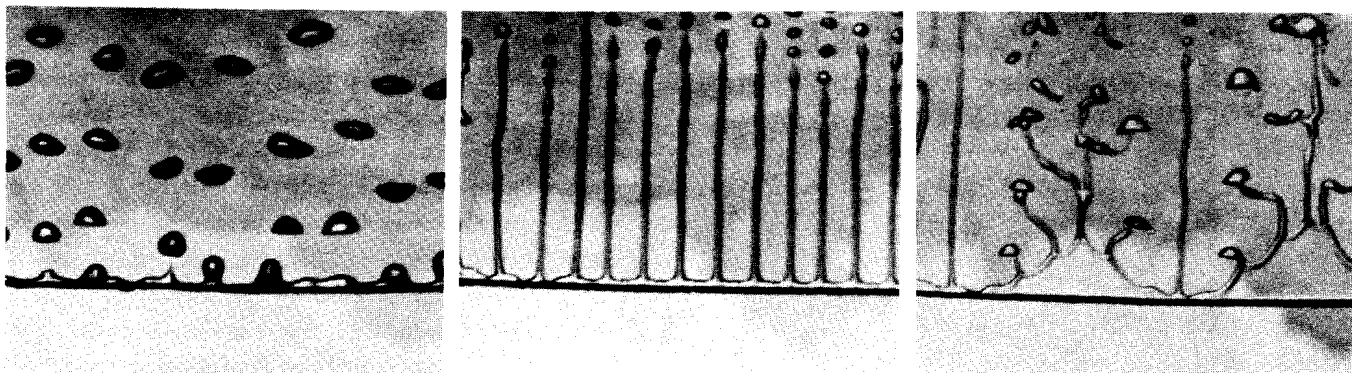
2. Messungen

Es wurden Wärmeübergangsmessungen bei freier Konvektion und bei Sieden an einem elektrisch beheizten

Platindraht ($d = 0,1 \text{ mm}$) im kritischen Gebiet von Wasser in einer entsprechend umgebauten Meßkammer durchgeführt, die von Blank [3] zur Bestimmung des kritischen Punktes von Wasser verwendet worden war und in der Thomas [4] hydrodynamische Abströmungsformen bei Filmsieden sichtbar gemacht hatte.

Auf den Versuchsaufbau, der in [5] detailliert beschrieben wird, soll hier nicht näher eingegangen werden. Bei den Versuchen wurde die Heizflächenbelastung aus Messungen der Stromstärke, des Spannungsabfalls und der geometrischen Abmessungen der Heizfläche bestimmt. Aus diesen Meßgrößen ließ sich auch der spezifische Widerstand und daraus die Temperatur des Heizdrahtes ermitteln. Die Fluidtemperatur wurde mit Pt-Widerstandsthermometern gemessen und durch PtRh/Pt-Thermoelemente kontrolliert. Besonderer Wert wurde auf eine gleichzeitige Messung des Spannungsabfalls entlang der Meßstrecke und des Heizstromes gelegt, um den Einfluß von zeitlichen Schwankungen dieser Meßgrößen auszuschließen. Die Verwendung einer Druckwaage zur Bestimmung des Druckes in der Meßkammer stellt eine sehr empfindliche Kontrolle der Druckkonstanz dar. Durch Beobachtungsfenster aus Saphir konnten ferner beim Filmsieden hydrodynamische Abströmungsformen des Dampffilmes beobachtet und photographisch registriert werden.

Die Kleinheit des zur Verfügung stehenden Versuchsraumes (ca. 50 cm^3) begrenzte das Versuchsprogramm. So konnten Siederversuche nur bei Sätti-



a) $t_s = 372,4^\circ\text{C}$
 $q = 42,69 \text{ W/cm}^2$

b) $t_s = 373,3^\circ\text{C}$
 $q = 27,10 \text{ W/cm}^2$

c) $t_s = 373,76^\circ\text{C}$
 $q = 17,02 \text{ W/cm}^2$

Bild 2. Hydrodynamische Ausbildung des abströmenden Dampffilmes bei Filmsieden

gungszuständen bis hinab zu etwa 372°C durchgeführt werden, bei denen das Gebiet des Filmsiedens erreicht werden konnte, ohne daß sich der Umgebungszustand in der Meßkammer zu rasch änderte. Versuche der freien Konvektion wurden bei einer überkritischen Umgebungstemperatur und verschiedenen unter- und überkritischen Umgebungsdrücken durchgeführt. Die Versuchsergebnisse werden in Bild 1 für Sieden und in Bild 3 für freie Konvektion im überkritischen Gebiet wiedergegeben.

Die Versuche für Blasensieden zeigen einen geringen Anstieg der Wandtemperatur bei wachsender Heizleistung. Die Abhängigkeit des Wärmeübergangs vom Sättigungszustand ist jedoch ausgeprägt. Jeweils bei einer bestimmten Heizflächenbelastung bildet sich neben Blasensieden Filmsieden aus, bis bei weiterer Steigerung der Heizleistung am gesamten Draht die Wärme durch Filmsieden abgeführt wird. Wie Madsen [6] festgestellt hat und wie auch in [5] ausgeführt wurde, gibt es bei elektrisch beheizten Körpern für jeden Sättigungszustand eine Arbeitslinie ($I = \text{const.}$), auf der Blasensieden und Filmsieden koexistieren kann. Es ist ersichtlich, daß weder die maximalen noch die minimalen Wärmestromdichten erreicht wurden, sondern daß sich immer der Fall der Koexistenz zwischen Blasensieden und Filmsieden einstellte. Dieses Verhalten kann möglicherweise durch die Charakteristik der Gleichspannungsquelle und durch die Dämpfungseigenschaften des gesamten Heizstromkreises verursacht werden.

Beispiele für die verschiedenartigen hydrodynamischen Ausbildungen des abströmenden Dampffilmes

beim Filmsieden zeigen die Bilder 2a, b, c. Es kann für die untersuchten Sättigungszustände übereinstimmend festgestellt werden, daß bei der minimalen Wärmestromdichte zunächst blasenförmige Abströmung besteht. Bei Steigerung der Heizleistung geht die blasenförmige Abströmung des Dampfes über säulen- und girlandenförmige Abströmungsformen in einen geschlossenen Dampfschleier über. Diese Abströmungsformen bei Filmsieden in Wasser stimmen qualitativ, wie auch schon Thomas [4] gezeigt hat, mit den von Grigull und Abadcz [7] bei Kohlendioxid beobachteten Abströmungsformen überein.

3. Überprüfung des in [2] angegebenen Grenzschichtmodells mit Versuchsergebnissen

Mit dem in [2] angegebene theoretische Grenzschichtmodell für freie Konvektion und Filmsieden wurden zahlreiche Lösungen berechnet, die direkt mit den in Wasser durchgeführten Versuchen verglichen werden können. Für Filmsieden in Kohlendioxid werden zusätzlich einige Meßergebnisse von Feuerstein [8] zum Vergleich herangezogen.

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse des Wärmeübergangskoeffizienten α in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz ΔT_w zwischen der Wandtemperatur T_w und der Umgebungstemperatur T_u in Bild 3 zeigt, daß die Abweichungen zwischen den theoretischen, für kleine Durchmesser korrigierten Resultaten und den Meßergebnissen kleiner als 10% sind. Dadurch wird nachgewiesen, daß das in [2] der Theorie zugrunde gelegte Grenzschichtmodell für freie Konvektion zusammen mit der Korrektur für kleine Durch-

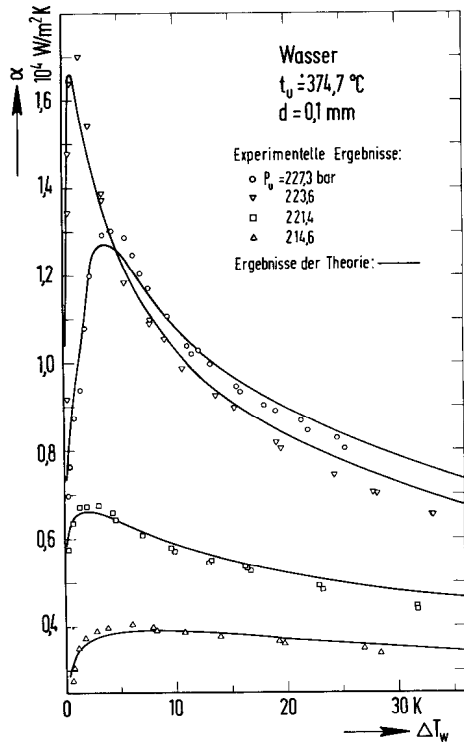


Bild 3. Vergleich der Versuchsergebnisse bei freier Konvektion im überkritischen Gebiet mit den Ergebnissen der Theorie

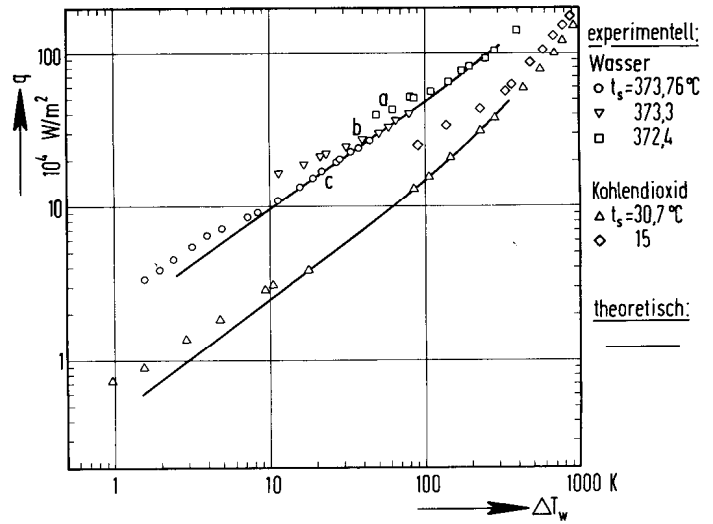


Bild 4. Vergleich der Versuchsergebnisse bei Filmsieden mit den Ergebnissen der Theorie

messer ausreicht, um die starke Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten im kritischen Gebiet von Wasser wiederzugeben. Durch die Übereinstimmung von Experiment und Theorie kann es als gesichert angesehen werden, daß für über- und unterkritische Drücke $\alpha \rightarrow 0$ geht, wenn ΔT_w verschwindend klein wird und weiter, daß bei überkritischen Drücken die Temperatur der Stoffwertmaxima (pseudokritische Temperatur) nicht mit den Maxima des Wärmeübergangs übereinstimmt.

Es sei noch bemerkt, daß die in [2] für die Berechnungen verwendeten Zustandsgleichungen für Gleichgewichtszustandsgrößen und Transportgrößen von Wasser keine Anomalien am kritischen Punkt berücksichtigen. Die Ergebnisse des Vergleichs der Versuche mit der Theorie zeigen, daß die Wärmeübergangsverhältnisse in den untersuchten Fällen mit ausreichender Genauigkeit ohne die Einbeziehung von Anomalien berechnet werden können.

Für Filmsieden wurde in [2] festgestellt, daß bei Verwendung eines zweidimensionalen, stationären

Grenzschichtmodells die theoretisch ermittelten Wärmestromdichten unabhängig vom Sättigungszustand sind. Die Theorie führt, wie Bild 4 zeigt, zu einer stoffspezifischen "Grundkurve" oder "minimalen Kurve" des Wärmeübergangs. Der Vergleich von theoretischen und experimentellen Ergebnissen in Bild 4 ergibt für die beiden Stoffe Wasser und Kohlendioxid übereinstimmend, daß in der Nähe der minimalen Wärmestromdichte für jeden Sättigungszustand jeweils größere Abweichungen zwischen Theorie und Experiment in dem Sinne bestehen, daß die Versuche erheblich über der aus der Theorie gewonnenen Grundkurve liegen. Bei Steigerung der Heizleistung nähern sich bei den jeweiligen Sättigungszuständen die experimentellen Ergebnisse immer näher an die aus der Theorie bestimmten Kurve an, um ihr dann mit geringen Abweichungen zu folgen. Aus der Beobachtung der hydrodynamischen Abströmungsformen des Dampfes folgt, daß bei blasenförmiger Abströmungsform (Bild 2a) die größten Abweichungen auftreten, daß jedoch schon bei säulenförmiger Abströmungsform (Bild 2b) die Abweichungen ge-

ring sind und daß bei girlandenförmiger (Bild 2c) und schleierförmiger Abströmungsform die Ergebnisse von Experiment und Theorie gut übereinstimmen.

Dieses Verhalten ist plausibel, denn es ist leicht einzusehen, daß bei blasenförmiger Abströmungsform die Strömung mit einer Komponente in axialer Richtung dreidimensional ist und daß weiter durch Aufbau und Ablösen der Blasen eine pulsierende, instationäre Strömung besteht. Es treffen also für diesen Fall zwei wesentliche Einschränkungen, die bei der Entwicklung der Theorie vorausgesetzt wurden, nicht zu; das Grenzschichtmodell stimmt also hier nicht mit der Wirklichkeit überein. Die dreidimensionalen und instationären Effekte werden jedoch mit zunehmender Heizleistung abgebaut und schon bei säulenförmiger Abströmungsform läßt sich das zweidimensionale, stationäre Grenzschichtkonzept anwenden.

Die in Bild 4 eingetragenen Ergebnisse für Kohlendioxid bei einer Sättigungstemperatur $t_s = 15^\circ\text{C}$, die relativ weit vom kritischen Punkt entfernt ist, lassen die Annahme zu, daß ausschließlich blasenförmige Abströmung vorlag, da die theoretische Kurve in diesem Fall im gesamten Bereich bis zu Temperaturdifferenzen von etwa 1000 K nicht erreicht wird.

4. Vergleich der Theorien mit veränderlichen und konstanten Stoffwerten für freie Konvektion

Zur weiteren Auswertung von theoretischen und experimentellen Ergebnissen ist es von Interesse, die theoretische Lösung des Wärmeübergangs mit veränderlichen Stoffwerten mit der Lösung zu vergleichen, die sich mit konstant gehaltenen Stoffwerten ergibt. In [2] wurde der Temperaturgradient als die den Wärmeübergang bestimmende Größe mit den dort verwendeten Bezeichnungen zu

$$\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_w = \frac{A_w}{\beta_w} \frac{Gr_{Lw}^{1/4}}{L} \dot{\tau}_w G(\xi) \tag{1}$$

mit

$$Gr_{Lw} = \frac{g A_w L^3}{\nu_w^2}; \quad A_w = \frac{\rho_u - \rho_w}{\rho_w} \tag{1a,b}$$

und den charakteristischen Längen

$$L_{Pl.} = h; \quad L_{Zyl.} = d/2 \tag{1c,d}$$

für die vertikale Platte bzw. den horizontalen Zylinder ermittelt. Bei der von Schmidt und Beckmann [9] abgeleiteten und von Ostrach [10] weiter ausgeführten Lösung für konstante Stoffwerte gilt

$$\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{ob} = \frac{\Delta T_w}{L} Gr_{Lb}^{*1/4} \dot{\tau}_{ob} G(\xi) \tag{2}$$

mit

$$Gr_{Lb}^* = \frac{g \beta_b \Delta T_w L^3}{\nu_b^2} \tag{2a}$$

Der Index "b" besagt, daß die Stoffwerte entweder bei einer Bezugstemperatur t_b oder nach einem anderen üblichen Mittelungsverfahren berechnet werden. Da bei der Ableitung der Ausgangsgleichungen allein die Prandtl-Zahl in der Energiegleichung den verwendeten Stoff repräsentiert, muß $\dot{\tau}_{ob}$ lediglich eine Funktion dieser Prandtl-Zahl sein. Lösungen der Ausgangsgleichungen für verschiedene Prandtl-Zahlen gibt Ostrach im Bereich $0,01 \leq Pr \leq 1000$ an. Aus ihnen kann durch Approximation die Funktion $\dot{\tau}_{ob} = f(Pr_b)$ im hier benötigten Bereich $0,7 \leq Pr \leq 1000$ gewonnen werden:

$$\log |\dot{\tau}_{ob}| = \sum_{i=0}^3 B_i [\log Pr_b]^i$$

mit

$$\begin{aligned} B_0 &= -2,465598995 \cdot 10^{-1}; \\ B_1 &= +3,466518661 \cdot 10^{-1}; \\ B_2 &= -3,645142079 \cdot 10^{-2}; \\ B_3 &= +4,928851711 \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \tag{3}$$

Bildet man den Quotienten von (1) und (2) und definiert man

$$\dot{\tau}_b = \left(\frac{A_w}{\beta_w \Delta T_w}\right)^{5/4} \frac{\beta_b}{\beta_w} \left(\frac{\nu_b}{\nu_w}\right)^{1/2} \dot{\tau}_w, \tag{4}$$

so hat man die den Wärmeübergang bestimmende Größe $\dot{\tau}$ in eine Form umgerechnet, die einen direkten Vergleich mit $\dot{\tau}_{ob} = f(Pr_b)$ gestattet.

In den Bildern 5a,b wird ein derartiger Vergleich durchgeführt, und zwar in Bild 5a mit den bei der Bezugstemperatur

$$t_b = t_u + \Delta T_w/2$$

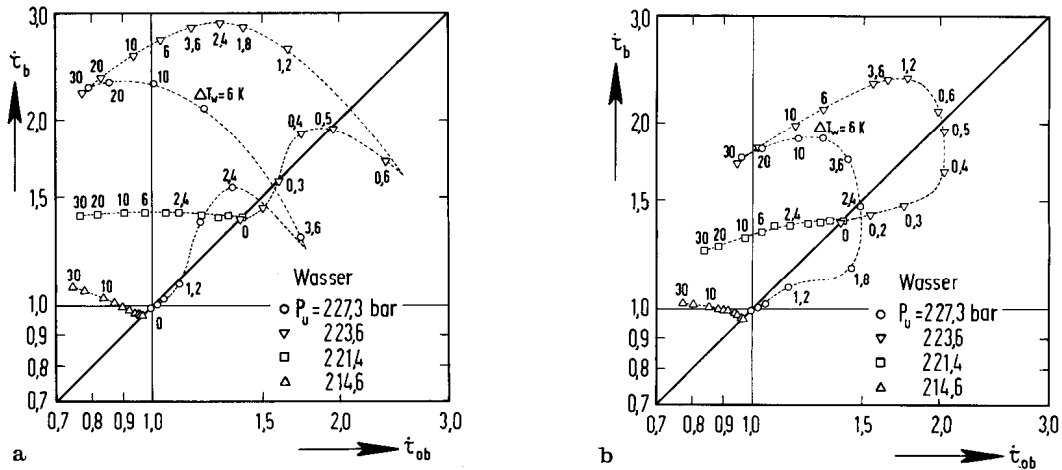


Bild 5. Vergleich der Theorien mit temperaturabhängigen und mit konstanten Stoffwerten a) bei $\tau_b = \tau_u + \Delta T_w/2$ ermittelten Stoffwerten, b) bei integral gemittelten Stoffwerten

ermittelten Stoffwerten und in Bild 5b mit den durch integrale Mittelung nach

$$\bar{S} = \frac{1}{\Delta T_w} \int_0^{\Delta T_w} S(T) dT$$

berechneten Stoffwerten S . Je stärker die Abweichung von der Geraden $\tau_b = \tau_{ob}$ ist, desto unzulässiger ist es, die Wärmeübergangsverhältnisse mit der Theorie mit unveränderlichen Stoffwerten und den angegebenen Stoffwertmittlungen zu berechnen. Ein Vergleich der Bilder 5a,b zeigt, daß die integrale Stoffwertmittlung die Verhältnisse etwas besser wiedergibt, daß aber doch beide Mittelungsarten zu großen Abweichungen führen.

Variiert man die Bezugstemperatur t_b zwischen t_u und t_w , so lassen sich Bezugstemperaturen ermitteln, bei denen für den Wärmeübergang die Ergebnisse der Theorien mit unveränderlichen und mit veränderlichen Stoffwerten genau übereinstimmen, wo also $\tau_b = \tau_{ob}$ ist. In geeigneter Darstellung, wenn

$$\theta_b = \Delta T_b / \Delta T_w \tag{5a}$$

über

$$\theta_{wp} = (\Delta T_w - \Delta T_{psk}) / \Delta T_{psk} \tag{5b}$$

aufgetragen wird, weisen die Ergebnisse dieser Betrachtung, wie Bild 6 zeigt, nur noch eine geringe Aufächerung nach dem Umgebungsdruck auf. Dabei ist

ΔT_{psk} die Differenz zwischen der Temperatur der Stoffwertmaxima und der Umgebungstemperatur, wobei, wie schon in [2] ausgeführt wurde, bei unterkritischen Drücken der pseudokritischen Temperatur die Sättigungstemperatur entspricht. In Bezug auf das Verhalten der Stoffwerte C_p , β und Pr mit zunehmender Temperatur kann der in Bild 6 dargestellte Zusammenhang $\theta_b = f(\theta_{wp})$ in drei Unterbereiche aufgeteilt werden. $\theta_{wp} = -1$ ergibt sich für $\Delta T_w \rightarrow 0$. Für den Bereich $-\infty < \theta_{wp} < -1$ fallen die betrachteten Stoffwerte monoton mit zunehmender Temperatur, für den Bereich $-1 < \theta_{wp} < 0$ steigen sie monoton an und für $0 < \theta_{wp} < \infty$ liegen mit zunehmender Temperatur zunächst steigende, nach Überschreitung der Temperatur der Stoffwertmaxima jedoch fallende Stoffwerte vor. Für die zuletzt genannten Verhältnisse gibt es bis etwa $\theta_{wp} = 20$ zwei Lösungen für θ_b . Um die Stichhaltigkeit der Aussage von Bild 6 besser überprüfen zu können, sind dort ferner für jeden ermittelten Punkt Toleranzen eingetragen, denen in Bezug auf den Wärmeübergang Abweichungen von $\pm 10\%$ entsprechen.

5. Auswertung weiterer Versuche bei freier Konvektion

Weitere Wärmeübergangsmessungen bei freier Konvektion im kritischen Gebiet wurden hauptsächlich in Kohlendioxid durchgeführt. Diese Messungen und eine weitere Meßreihe für Wasser sind in Tabelle 1 zusammengestellt und werden weiter ausgewertet.

Ebenso wie bei den Ergebnissen der theoretischen Berechnungen kann versucht werden, Bezugstempera-

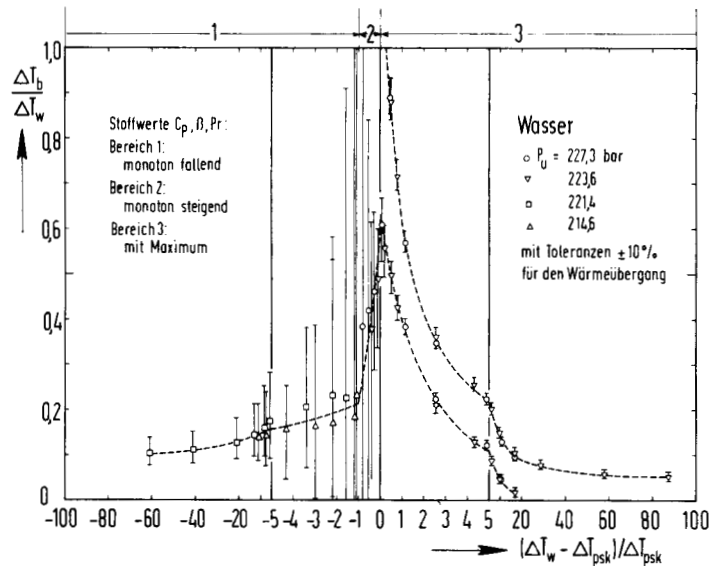


Bild 6. Auswertung der durch Vergleich der Theorien mit temperaturveränderlichen und mit konstant gehaltenen Stoffwerten ermittelten Bezugstemperaturen bei freier Konvektion

Tabelle 1. Versuche bei freier Konvektion im kritischen Gebiet

Verfasser	Stoff	Geometr.	Abmessung mm	Temperaturbereich °C	Druckbereich bar
Beschastnov, Petrov [11]	CO ₂	Zyl.	2	33,4 ÷ 51	78
Fritsch, Grosh [12]	H ₂ O	Pl.	3,175	374 ÷ 380	221 ÷ 234
Goldstein, Win Aung [13]	CO ₂	Zyl.	0,381	22,8	75,8
Hahne, Feurstein, Grigull [14]	CO ₂	Zyl.	0,1	25; 31,5	74 ÷ 90
	CO ₂	Zyl.	0,3	10 ÷ 55	85
Knapp, Sabersky [15]	CO ₂	Zyl.	0,254	9 ÷ 42	82,7; 89,6
Nishikawa, Ito, Yamashita [16]	CO ₂	Zyl.	0,2	25	75,8
	CO ₂	Zyl.	0,3		
eigene Versuche	H ₂ O	Zyl.	0,1	274,7	214 ÷ 228

turen so zu ermitteln, daß die Theorie mit unveränderlichen Stoffwerten mit den Versuchsergebnissen übereinstimmen. Dies gelang für die Mehrzahl der Meßpunkte im Intervall $t_u \leq t_b \leq t_w$. Für die restlichen Meßpunkte konnte entweder überhaupt keine Bezugstemperatur oder nur eine solche, die weit außerhalb des angegebenen Temperaturintervalls lag, ermittelt werden. Dies trifft hauptsächlich für Meßpunkte bei niedrigen Temperaturdifferenzen ΔT_w zu, für die auch die Versuchsgenauigkeit am geringsten angesetzt werden muß.

In Bild 7 sind alle Bezugstemperaturen, die aus den Meßergebnissen ermittelt werden konnten, in der Auftragung von Bild 6 dargestellt. Der aus der theo-

retischen Betrachtung folgende Verlauf von $\theta_b = f(\theta_{wp})$ wird allgemein bestätigt.

Mit den Ergebnissen der Bilder 6, 7 läßt sich der Wärmeübergang durch freie Konvektion auch für stark temperaturabhängige Stoffwerte aus der Theorie mit unveränderlichen Stoffwerten nach folgendem Schema ermitteln:

1. Bestimmung der Bezugstemperatur t_b aus Bild 6;
2. Bestimmung der Stoffwerte bei t_b ;
3. Ermittlung von $|\dot{\tau}_{ob}|$ aus Beziehung (3);
4. Berechnung der Wärmestromdichte

$$q_{\infty} = \lambda_w \frac{\Delta T_w}{L} Gr_{Lb}^{*1/4} |\dot{\tau}_{ob}| \bar{G} \tag{6a}$$

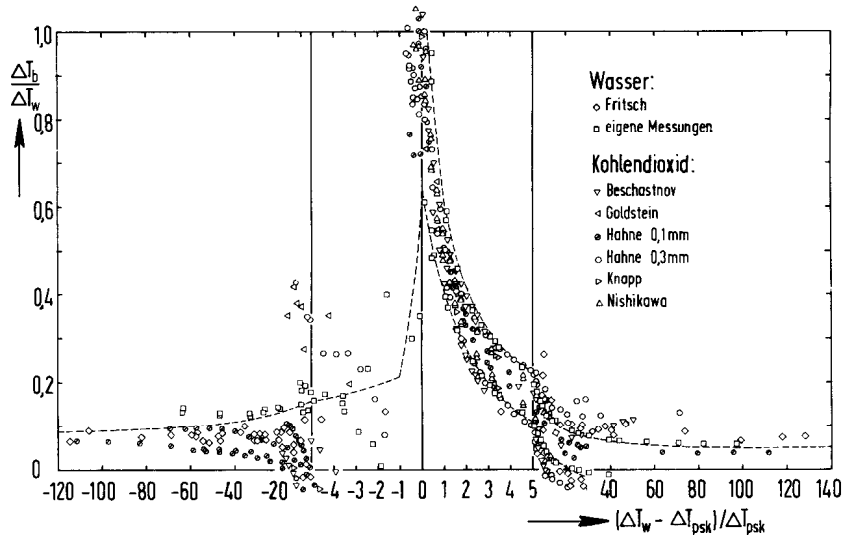


Bild 7. Auswertung der aus den Versuchen ermittelten Bezugstemperaturen bei freier Konvektion

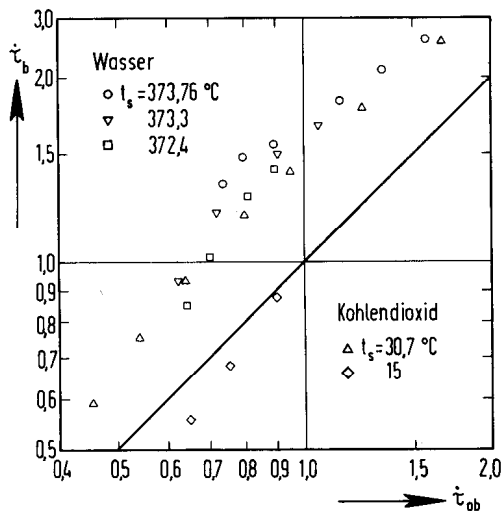


Bild 8. Vergleich der Theorie mit temperaturabhängigen Stoffwerten für Filmsieden mit der Theorie von Bromley ($t_b = t_u + \Delta T_w / 2$)

für vertikale Platte und horizontalen Zylinder mit $Gr \rightarrow \infty$;
Berechnung der Wärmestromdichte

$$q_{\text{korr}} = \lambda_w \frac{\Delta T_w}{\text{Ln} \left[1 + (Gr_{\text{Lb}}^* 1/4 |\dot{\tau}_{\text{ob}}| \bar{G}_{\text{Zyl.}})^{-1} \right]} \quad (6b)$$

mit der in [2] abgeleiteten Korrektur für Zylinder mit beliebigen Durchmessern.

Mit diesem vereinfachten Berechnungsverfahren lassen sich einige Meßreihen zwar nur mit relativ

großen Fehlern wiedergeben, für die anderen Meßreihen sind die Ergebnisse jedoch zufriedenstellend.

6. Vergleich der Theorie mit temperaturabhängigen Stoffwerten mit der Theorie von Bromley für Filmsieden

Die Beziehung für den Temperaturgradienten bei Filmsieden mit temperaturabhängigen Stoffwerten nach der Theorie [2] wird ebenfalls durch Gl. (1) wiedergegeben, wobei $\rho_u = \rho_f$ ist. Die stark vereinfachte Theorie von Bromley [17], bei der die Wärme durch reine Leitung von der Heizfläche an die Phasentrennfläche übertragen wird, ergibt für den Temperaturgradienten

$$\left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_0 = C_m \frac{\Delta T_w}{L} \left[\frac{1}{2} Gr_{\text{Lb}}^* Pr_b \frac{H_{\text{fd}}}{C_{\text{Pb}} \Delta T_w} \right]^{1/4} \quad (7)$$

mit

$$Gr_{\text{Lb}}^* = \frac{g A_b L^3}{\nu_b^2}; \quad A_b = \frac{\rho_f - \rho_b}{\rho_b} \quad (7a, b)$$

Die Konstante C_m wurde von Bromley zu $C_{\text{Zyl.}, m} = 0,62$ für den horizontalen Zylinder ermittelt, für die vertikale Platte ergibt sich analog $C_{\text{Pl.}, m} = 0,96$. Vergleicht man diese Werte mit den in [2] angegebenen Werten für \bar{G} , so ergibt sich gute Übereinstimmung.

Ermittelt man die in obigen Beziehung auftretenden Stoffwerte wieder bei einer Bezugstemperatur t_b und

Tabelle 2. Versuche bei Filmsieden

Verfasser	Stoff	Geo- metr.	Abmessungen mm	Druckbereich bar
Abadzic, Grigull [21]	C ₄ H ₁₀ ⁰	Zyl.	0,1	1
	CO ₂	Zyl.	0,1	55 ÷ 73
Banchero, Baker, Boll [22]	O ₂	Zyl.	0,635 ÷ 19	0,3 ÷ 34
Bromley [17]	H ₂ O	Zyl.		
	N ₂	Zyl.		
Feurstein [8]	C ₆ H ₆	Zyl.	9	1
	CCl ₄	Zyl.		
	C ₂ H ₆ ⁰	Zyl.		
	C ₅ H ₁₂	Zyl.	4,8 ÷ 12	1
Frederking [20]	CO ₂	Zyl.	0,1	50 ÷ 73
McAdams, Addoms [23]	N ₂	Zyl.	0,0055 ÷ 0,051	0,008 ÷ 1
Nukiyama [24]	H ₂ O	Zyl.	0,1 ÷ 0,6	1
Pitschmann, Grigull [18]	H ₂ O	Zyl.	0,14	1
Ruzicka [25]	H ₂ O	Zyl.	0,05 ÷ 0,4	0,05 ÷ 0,85
eigene Versuche	N ₂	Zyl.	10 ÷ 20	1
	H ₂ O	Zyl.	0,1	216 ÷ 220,2

vergleicht die Theorien durch Bildung des Quotienten von (1) und (7) unter Berücksichtigung von $C_m = \bar{G}$, so folgt in Analogie zur freien Konvektion bei Filmsieden

$$\dot{\tau}_b = \frac{A_w}{\beta_w \Delta T_w} \left(\frac{A_w}{A_b} \right)^{1/4} \left(\frac{v_b}{v_w} \right)^{1/2} \dot{\tau}_w \quad (8)$$

und

$$\dot{\tau}_{ob} = \left[\frac{1}{2} Pr_b \frac{H_{fd}}{C_{Pb} \Delta T_w} \right]^{1/4} \quad (9)$$

Damit hat man auch für Filmsieden die den Wärmeübergang bestimmende Größe $\dot{\tau}$ in eine Form umgerechnet, die einen direkten Vergleich mit $\dot{\tau}_{ob}$ aus der Theorie von Bromley gestattet.

Dieser Vergleich wird in Bild 8 mit bei der Bezugstemperatur

$$t_b = t_s + \Delta T_w / 2$$

ermittelten Stoffwerten durchgeführt. Die beste Übereinstimmung der beiden Theorien wird für Kohlendioxid bei $t_s = 15^\circ\text{C}$ erhalten, für einen Sättigungszustand also, der weit vom kritischen Punkt entfernt liegt und wo, wie in [2] (dort Bild 8b) festgestellt

wurde, fast die gesamte Wärme durch Verdampfung abgeführt wird. Dieses Verhalten entspricht der Voraussetzung der Theorie von Bromley. Je näher der Sättigungszustand an den kritischen Zustand angenähert wird, desto größere Abweichungen von der Theorie von Bromley sind zu beobachten, da der konvektive Anteil immer dominierender wird.

7. Darstellung der Ergebnisse für Filmsieden in einem Nußelt-Rayleigh-Diagramm

Die bislang üblichen Auftragungen zur Darstellung von Versuchsergebnissen für Filmsieden haben zumeist die Form $Nu = f(Ra_{mod})$, wobei die modifizierte Rayleigh-Zahl Ra_{mod} verschieden definiert sein kann (z.B. in [18, 19, 20]). Die experimentellen Ergebnisse für Filmsieden, die in Tafel 2 zusammengestellt sind, sollen in einer Auftragung untersucht werden, wie sie Pitschmann in [18] verwendete. Die modifizierte Rayleigh-Zahl hat dort die Form

$$Ra_{mod} = Gr Pr_{mod}; \quad Pr_{mod} = \frac{H_b - H_f}{C_{Pb} \Delta T_w} Pr_b \quad (10a, b)$$

Durch Einsetzen in die aus der Theorie von Bromley folgenden Gleichung (7) ergibt sich unter Verwendung

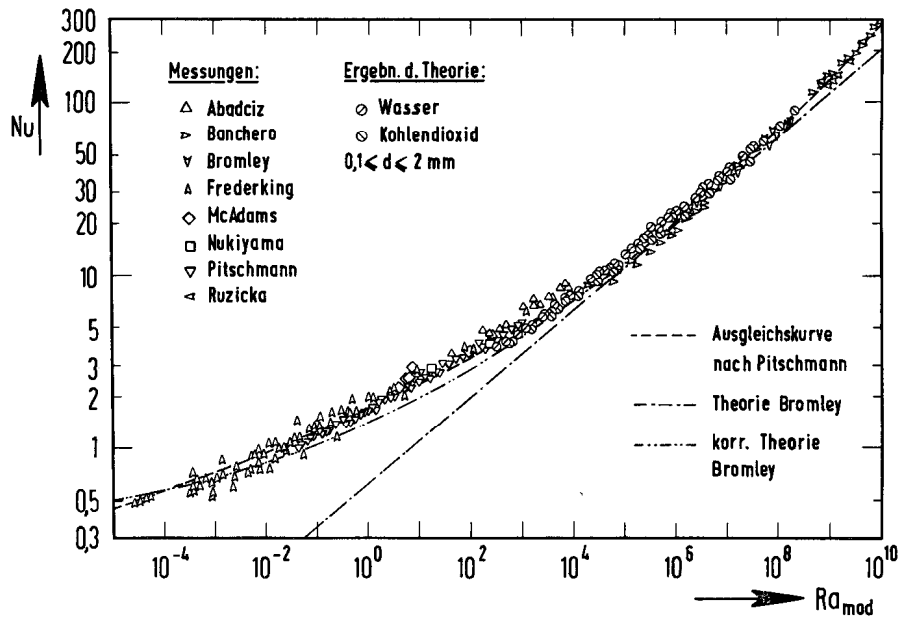


Bild 9. Vergleich von Versuchsergebnissen und theoretischen Ergebnissen für Filmsieden in einem Nuelt-Rayleigh-Diagramm

der Definition der Nuelt-Zahl und mit $L = d/2$ und $C_m = 0,62$ für den horizontalen Zylinder

$$Nu_{0\infty} = 0,62 Ra_{\text{mod}}^{1/4}, \quad (11)$$

wenn die Verdampfungswärme H_{fd} durch die Enthalpedifferenz $H_b - H_f$ ersetzt wird.

Diese Beziehung gilt für den Grenzfall $Gr \rightarrow \infty$; die für kleine Durchmesser korrigierte Beziehung lautet

$$Nu_{\text{korr}} = \frac{2}{\ln \left[1 + (0,31 Ra_{\text{mod}}^{1/4})^{-1} \right]}. \quad (12)$$

In Bild 9 werden die von Pitschmann korrigierten Versuchsergebnisse mit den Beziehungen (11) und (12) verglichen. Ferner wurde die von Pitschmann in [18] angegebene, durch Approximation der korrigierten Versuchsergebnisse gewonnene Ausgleichskurve

$$Nu = 0,9 Ra_{\text{mod}}^{0,08} + 0,8 Ra_{\text{mod}}^{0,2} + 0,02 Ra_{\text{mod}}^{0,4} \quad (13)$$

eingetragen und einige Ergebnisse der Theorie für Wasser und Kohlendioxid für Durchmesser $0,1 \leq d \leq 2 \text{ mm}$ angegeben. Insgesamt betrachtet weisen die theoretischen Ergebnisse in dieser Auftragung eine vergleichbare Streuung auf wie die experimentellen Ergebnisse,

was durch den Einfluß der temperaturabhängigen Stoffwerte bedingt ist, jedoch gibt die Ausgleichskurve von Pitschmann, Gleichung (13), die theoretischen Ergebnisse mit einer Streuung von $\pm 10\%$ wieder.

Einem Nuelt-Rayleigh-Diagramm liegt immer ein zweidimensionales Strömungsmodell zugrunde. Deshalb ist eine solche Auftragung der Meßergebnisse aus prinzipiellen Gründen nur dann sinnvoll, wenn zweidimensionale Strömung vorausgesetzt werden kann. Wie Bild 9 zeigt, können jedoch eine große Anzahl von Messungen ohne strenge physikalische Rechtfertigung mit Streuungen bis zu $\pm 20\%$ wiedergegeben werden. In Bild 10, das in einem Ausschnitt von Bild 9 eine Auftragung von theoretischen und experimentellen Ergebnissen von Filmsieden in Wasser und Kohlendioxid in Nuelt-Rayleigh-Koordinaten für einen Zylinderdurchmesser von $0,1 \text{ mm}$ zeigt, treten aus den in Abschnitt 3 genannten Gründen bei Annäherung an die minimale Wärmestromdichte erhebliche Abweichungen der experimentellen Ergebnisse bis zu 80% von den angegebenen Beziehungen und auch von den Ergebnissen der Theorie auf.

Die aus der Theorie folgende Grundkurve oder minimale Kurve des Wärmeübergangs ist stoffspezifisch und von der Geometrie abhängig. Der einfachste Weg zu ihrer Ermittlung dürfte sein, einen Sättigungszustand auszuwählen, der in ausreichender Entfernung vom kritischen Punkt liegt und mit den dort ermittel-

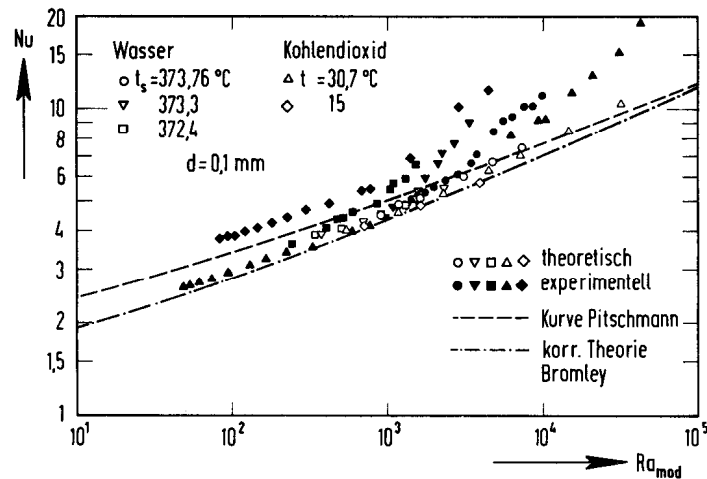


Bild 10. Vergleich der eigenen Versuchsergebnisse und der Versuchsergebnisse von Feurstein mit den theoretischen Ergebnissen für Filmsieden in einem Nuelt-Rayleigh-Diagramm

ten Stoffwerten den Wärmeübergang nach den Gln. (11) bzw. (12) zu berechnen.

Einem Berechnungsverfahren für die von der Grundkurve abweichenden Ergebnisse müßte ein zellförmiges Strömungsmodell zugrunde gelegt werden, wie es z.B. von Baumeister und Hamill [26] entwickelt wurde.

Literatur

- Grigull, U.; Bach, J.; Reimann, M.: Wärme- und Stoffübertragung **1** (1968) 202/213
- Reimann, M.; Grigull, U.: Wärme- und Stoffübertragung **8** (1975) 229/239
- Blank, G.: Wärme- und Stoffübertragung **2** (1969) 53/59
- Thomas, D.: Brennst.-Wärme-Kraft **19** (1967) 1, 1/6
- Reimann, M.: Wärmeübergang bei freier Konvektion und Filmsieden. - Allgemeines theoretisches Berechnungsverfahren und experimentelle Überprüfung im kritischen Gebiet -. Diss. TU München 1974
- Madsen, N.: Int. J. Heat Mass Transf. **16** (1973) 513/517
- Grigull, U.; Abadzic, E.: Forsch. Ing. Wesen **31** (1965) 1, 27/30
- Feurstein, G.: Der Einfluß des Druckes und der Geometrie auf den Wärmeübergang beim Behälter-sieden nahe dem kritischen Punkt. Diss. TU München 1974
- Schmidt, E.; Beckmann, W.: Techn. Mech. Thermodyn. **1** (1930) 341/349 und 391/406
- Ostrach, S.: NACA Report 1111 (1952)
- Beschastnov, S.; Petrov, V.: Teplofizika wyso-kich temperatur **11** (1973) 3, 588/592
- Fritsch, C.A.; Grosh, R.J.: Trans ASME, J. Heat Transf. (1963) 289/294
- Goldstein, R.J.; Aung Win: Trans. ASME, J. Heat Transf. (1968) 51/55
- Hahne, E.; Feurstein, G.; Grigull, U.: Proc. of the 5th Int. Heat Transf. Conf., Tokio, (1974) 3, 5/9
- Knapp, K.K.; Sabersky, R.H.: Int. J. Heat Mass Transf. **9** (1966) 41/51
- Nishikawa, K.; Ito, T.; Yamashita, H.: Mem. Fac. Engng. Kyushu Univ. **30** (1970) 2, 17/25
- Bromley, L.A.: Chem. Engng. Progr. **46** (1950) 5, 221/227
- Pitschmann, P.; Grigull, U.: Wärme- und Stoffübertragung **3** (1970) 75/84
- Nishikawa, K.; Ito, T.; Kuroki, T.; Matsumoto, K.: Int. J. Heat Mass Transf. **15** (1972) 853/862
- Frederking, T.: Forsch. Ings. Wesen **27** (1961) 17/30 und 58/62
- Grigull, U.; Abadzic, E.: Proc. Instn. Mech. Engrs. **182** (1967) 31, 52/57
- Banchero, J.T.; Baker, G.E.; Boll, R.H.: Chem. Engng. Progr. Symp. Ser. **51** (1955) 21/31
- McAdams, W.H.; Addoms, J.N.; Rinaldo, P.M.; Day, R.S.: Chem. Engng. Progr. **46** (1950) 221/227
- Nukijama, S.: J. Soc. Mech. Engrs. Jap. **36** (1934) 367/374
- Ruzicka, J.: Suppl. Bull. Int. Inst. Refrig. Annexe 1 (1958) 403/406
- Baumeister, K.J.; Hamill, T.D.: NASA Techn. Note D-4035 (1967)

Dr.-Ing. Michael Reimann
Institut für Reaktorbauelemente
Gesellschaft für Kernforschung mbH
D-75 Karlsruhe, Weberstraße 2
(Deutschland)

früher:
Institut A für Thermodynamik
Technische Universität München

Prof. Dr.-Ing. U. Grigull,
Institut A für Thermodynamik
Technische Universität München
D-8 München 2, Postfach 202420
(Deutschland)

Eingegangen: 30. April 1975