

Filmverdampfung an waagerechten Zylindern

Film Boiling on Horizontal Cylinders

P. PITSCHMANN und U. GRIGULL, München

Zusammenfassung. Eigene Versuche über das Filmsieden von Wasser an horizontalen Drähten und Ergebnisse aus der Literatur werden dazu benutzt, um eine hier mitgeteilte Theorie zu prüfen. Ein von BROMLEY verwendetes Modell, das dem der Filmkondensation von NUSSELT entspricht, wird auf kleine Zylinderdurchmesser erweitert. Es wird gezeigt, daß sich der Wärmeübergang beim Filmsieden an waagerechten Zylindern allgemein durch eine Funktion zweier Parameter, nämlich einer modifizierten Nusselt-Zahl und einer modifizierten Rayleigh-Zahl, beschreiben läßt. Der Einfluß der Wärmestrahlung und der mittleren freien Weglänge der Moleküle wird durch eine Näherung berücksichtigt.

Abstract. Experiments on film boiling heat transfer from horizontal wires to water and previously published results are used to verify a new theory. The model suggested by BROMLEY, which corresponds to Nusselt's theory of film condensation, is extended to small cylinders. The analysis indicates the existence of a correlation function between a modified Nusselt number and a modified Rayleigh number which permits the prediction of film boiling heat transfer coefficients of horizontal cylinders with a satisfactory degree of accuracy. The influence of heat radiation and the mean free path length of the molecules is considered in a suitable approximation.

Bezeichnungen

C	Konstante, Sutherland-Konstante (Gl. (26))	x	Koordinate in Strömungsrichtung
C_S	Strahlungszahl des schwarzen Körpers (Gl. (22))	Y	y/d = dimensionslose Koordinate in radialer Richtung
c_{pD}	isobare Wärmekapazität des Dampfes	y	Koordinate senkrecht zur Strömungsrichtung
D	$d + 2\delta$ = doppelte Entfernung der Flüssigkeitsgrenze von der Mittellinie des Heizzyllinders	z	Koordinate in vertikaler Richtung
d	Durchmesser des Heizzyllinders	α	örtlicher Wärmeübergangskoeffizient
F_{Sm}	Smoluchowski-Faktor (Gl. (29))	$\bar{\alpha}$	mittlerer Wärmeübergangskoeffizient
F_{Str}	Strahlungsfaktor (Gl. (23))	β	Ausdehnungskoeffizient
g	Erdbeschleunigung	γ	Temperatursprungkoeffizient (Gl. (25))
h_D	spezifische Enthalpie des Dampfes	δ	Dampffilmdicke
h_F	spezifische Enthalpie der Flüssigkeit	Δ	D/d = dimensionslose Entfernung
L	mittlere freie Weglänge der Moleküle (Gl. (25))	ϵ_w	Strahlungsemissionszahl der Heizfläche
l	Länge des Heizzyllinders	η	dynamische Viskosität
\dot{m}	Massenstrom des Dampfes	λ	Wärmeleitfähigkeit
p	Siededruck	ν	kinematische Viskosität
\dot{Q}	Wärmestrom	ρ	Dichte
q	örtliche Wärmestromdichte	Gr'	modifizierte Grashof-Zahl (Gl. (5))
\bar{q}	mittlere Wärmestromdichte	Nu	örtliche Nusselt-Zahl
q_L	durch Leitung übertragene Wärmestromdichte	\bar{Nu}	mittlere Nusselt-Zahl (Gl. (4))
q_{Str}	durch Strahlung übertragene Wärmestromdichte	Nu^*	erweiterte Nusselt-Zahl (Gl. (38))
r	Verdampfungsenthalpie	Pr	Prandtl-Zahl
T	Temperatur	Pr'	erweiterte Prandtl-Zahl (Gl. (6))
W_y	dimensionslose Geschwindigkeit in radialer Richtung (Gl. (10))	Ra'	modifizierte Rayleigh-Zahl (Gl. (7))
W_φ	dimensionslose Geschwindigkeit in Umfangsrichtung (Gl. (10))	Ra^*	erweiterte modifizierte Rayleigh-Zahl (Gl. (39))
w	Dampfgeschwindigkeit	Re	Reynolds-Zahl (Gl. (19))
w_m	mittlere Dampfgeschwindigkeit	Re_{kr}	kritische Reynolds-Zahl
w_y	Geschwindigkeitskomponente in radialer Richtung		
w_φ	Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung		

Indices

D	Dampf
F	Flüssigkeit
W	Heizfläche

1. Einleitung

Stabile Filmverdampfung kann beim Wärmeübergang von beheizten Flächen an Flüssigkeiten auftreten und ist dadurch gekennzeichnet, daß die Flüssigkeit in Heizflächennähe verdampft und der Dampf einen geschlossenen Film um die Heizfläche bildet.

Der Übergang von freier Konvektion oder Blasenverdampfung in Filmverdampfung führt wegen der damit verbundenen Verschlechterung des Wärme-

überganges zu einer spontanen Erhöhung der Heizflächentemperatur. Von Heizflächengeometrie und -schmelztemperatur, Art und Regelung der Heizung, physikalischen Eigenschaften der siedenden Flüssigkeit und ihres Dampfes hängt es ab, ob die Heizfläche dabei zerstört wird oder ob sich stabile Filmverdampfung einstellt. Bei den meisten technischen Wärmeübertragern und Verdampfern muß das Auftreten von Filmverdampfung auf jeden Fall vermieden werden.

Immerhin tritt Filmsieden häufig beim Verdampfen von Flüssiggasen und Flüssigkeiten in der Nähe des kritischen Zustandes auf. Es wird ferner beim Abschrecken von wärmebehandelten Werkstoffen in Flüssigkeiten beobachtet. Die Kenntnis der Voraussetzungen, unter denen Filmverdampfung auftritt, und des Wärmeüberganges beim Filmsieden läßt Rückschlüsse auf die Sicherheit von hochbelasteten Verdampfern gegen thermische Zerstörung (sogenanntes Burnout) zu. Über Filmverdampfung an waagerechten Drähten und Rohren liegen zahlreiche Versuchsergebnisse vor ([1] bis [16]). Die meisten dieser Arbeiten wurden hier neben eigenen Versuchsergebnissen zur Auswertung herangezogen und werden in diesem Zusammenhang später besprochen. Von den theoretischen Arbeiten sind vor allem die von BROMLEY [7, 17], auf dessen Modell an anderer Stelle noch ausführlich eingegangen wird, und die von FREDERKING [10, 11, 18, 19], der sich ausgiebig mit der Verdampfung von Flüssiggasen beschäftigt hat, zu erwähnen. Weitere Arbeiten, die das Problem von den elementaren Differentialgleichungen für Strömung und Wärmeleitung ausgehend allgemein behandeln, stammen von MCFADDEN und GROSH [20] und von NISHIKAWA und ITO [21]. Mit spezielleren Problemen des Wärmeüberganges beim Filmsieden beschäftigen sich die Arbeiten von BREEN und WESTWATER [13] (Durchmessereinfluß), POMERANTZ [16] (Gravitationseinfluß), LIENHARD und WONG [14] (minimale Wärmestromdichte), SPARROW [22] (Strahlungseinfluß), GRIGULL und ABADZIC [23] (Hydrodynamik des Abströmens), und andere.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, eine Beziehung für den Wärmeübergang beim Filmsieden an waagerechten Zylindern (Drähten und Rohren) in gesättigter Flüssigkeit in ausgedehnten Behältern (pool boiling) aufzustellen und mit den vorliegenden Versuchsergebnissen zu vergleichen.

2. Messungen

2.1 Eigene Messungen

Es wurden Versuche über Filmsieden an waagerechten zylindrischen elektrisch beheizten Platindrähten in Wasser bei Sättigung und natürlicher Konvektion durchgeführt. Dabei wurde der Drahtdurchmesser von 0,05 mm bis 0,4 mm variiert; außerdem wurden die Messungen bei verschiedenen Drücken von 0,02 bar bis 0,8 bar, entsprechend einer Sättigungstemperatur des Wassers von 18 °C bis 94 °C durchgeführt.

Besondere Sorgfalt wurde auf Reinheit und Gasfreiheit der Versuchsstoffe gelegt. Unter diesem Gesichtspunkt war die Versuchsanordnung (auf deren Aufbau hier nicht näher eingegangen wird [24]) konstruiert und die Auswahl der Versuchsmedien vorgenommen worden. Das Heizflächenmaterial Platin ist ein chemisch beständiges Metall mit einem verhältnismäßig hohen Schmelzpunkt von 1773 °C, das sich rein herstellen und gut bearbeiten läßt. Hinzu kommt die vorzügliche Eignung als Widerstandsthermometer. Die

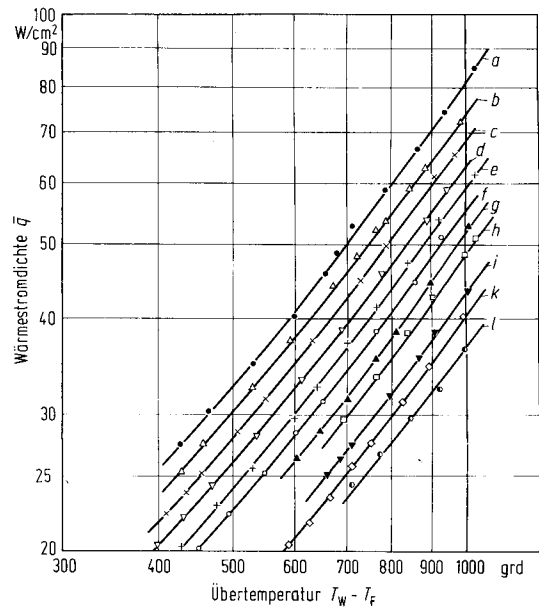


Bild 1. Filmsieden bei Wasser bei verschiedenen Drücken p .
Drahtdurchmesser $d = 0,4$ mm.

- | | | |
|---------------------|----------------------|---------------------|
| a) $p = 0,833$ bar | b) $p = 0,556$ bar | c) $p = 0,414$ bar |
| d) $p = 0,305$ bar | e) $p = 0,202$ bar | f) $p = 0,148$ bar |
| g) $p = 0,103$ bar | h) $p = 0,0820$ bar | i) $p = 0,0553$ bar |
| k) $p = 0,0391$ bar | l) $p = 0,0254$ bar. | |

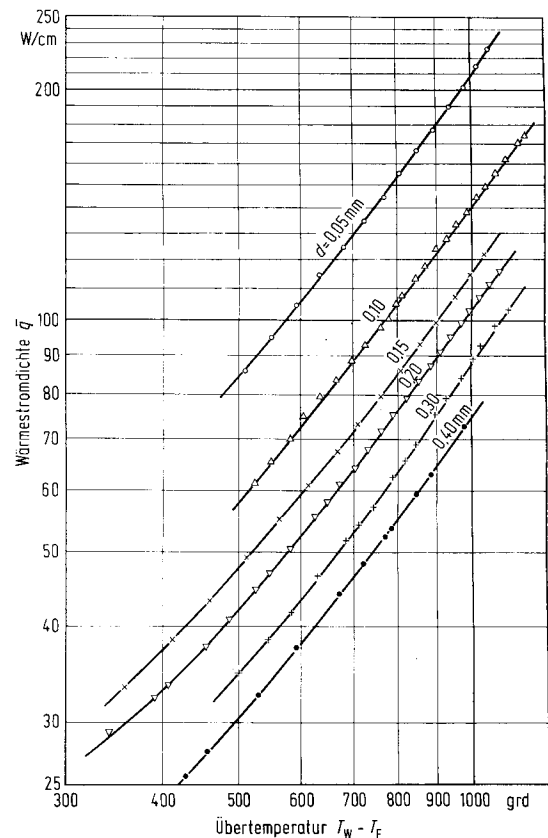


Bild 2. Filmsieden bei Wasser bei verschiedenen Drahtdurchmessern d . Druck $p = 0,56$ bar.

verwendeten Drähte waren dünn genug, daß Meßfehler durch Temperaturunterschiede im Drahtinneren vernachlässigt werden konnten. Die Versuchsflüssigkeit, mehrfach destilliertes Wasser, ist ebenfalls chemisch sehr beständig; thermische Dissoziation setzt erst bei über 2000 °C merklich ein. Wasser ist ungefährlich, ungiftig und läßt sich leicht rein erhalten. Die genaue Kenntnis der Stoffwerte von Flüssigkeit und Dampf in allen Temperatur- und Druckbereichen ist für die Auswertung ein wesentlicher Vorteil von Wasser gegenüber anderen möglichen Versuchsmedien.

Bei den Versuchen wurden die Heizflächenbelastung durch Messung von Stromstärke, Spannungsabfall und Geometrie der Heizfläche sowie die Temperaturdifferenz zwischen Heizfläche und siedender Flüssigkeit bestimmt. Die Temperatur des Heizdrahtes wurde über seinen elektrischen Widerstand bestimmt, die Flüssigkeitstemperatur mit einem Thermolement gemessen.

Von den insgesamt mehr als 1000 Einzelmessungen [24] sind in Bild 1 und 2 typische Ergebnisse wiedergegeben. Die mittlere Heizflächenbelastung q ist über dem Temperaturunterschied zwischen Wand (T_W) und Flüssigkeit (T_F) aufgetragen. Die Temperatur T_F entspricht der zum Druck p gehörenden Sättigungstemperatur. Bild 1 zeigt den Einfluß des Druckes für einen bestimmten Drahtdurchmesser ($d = 0,4$ mm). Bild 2 zeigt den Einfluß des Durchmessers für einen bestimmten Druck ($p = 0,56$ bar). Sowohl der Durchmesser d wie der Druck p beeinflussen die Wärmestromdichte q in ausgeprägter Weite. Alle Ergebnisse sind unbegrenzt reproduzierbar.

2.2 Fremde Messungen

Von den eingangs zitierten Arbeiten wurden für die spätere Auswertung die in Tabelle 1 genannten verwendet. In allen Fällen handelt es sich (wie bei den eigenen Messungen) um Filmsieden in gesättigter Flüssigkeit ohne überlagerte Zwangskonvektion (pool boiling). Der Bereich der Durchmesser d und der Drücke p ist in Tabelle 1 angegeben, zusammen mit den entsprechenden Werten der eigenen Versuche.

Tabelle 1. Zur Auswertung herangezogene Versuchsergebnisse bei Filmsieden

Verfasser	Stoff	Durchmesser d in mm	Druck p in bar
NUKIJAMA [1]	H ₂ O	0,14	1
McADAMS u. a. [6]	H ₂ O	0,1 ... 0,6	1
BROMLEY [7]	H ₂ O, N ₂ , C ₆ H ₆ , CCl ₄ , C ₂ H ₆ O	9	1
BANCHERO u. a. [8]	C ₅ H ₁₂	4,8 ... 12	1
RUZICKA [9]	O ₂	0,635 ... 19	0,3 ... 34
FREDERKING [10]	N ₂	10 ... 20	1
	N ₂	0,01 ... 0,2	0,187 ... 1
	He	0,0055 ... 0,051	0,008 ... 1
ABADZIC [15]	C ₄ H ₁₀ O	0,1	1
	CO ₂	0,1	55 ... 73
Eigene Versuche [24]	H ₂ O	0,05 ... 0,4	0,02 ... 0,8

3. Theoretische Betrachtungen

3.1 Das Modell von BROMLEY

Ein einfaches Modell zur Bestimmung des Wärmeüberganges beim Filmsieden an horizontalen zylindrischen Heizflächen verwendet BROMLEY [7]. Es entspricht genau dem der Filmkondensation von NUSSELT [25] und sieht folgendermaßen aus:

Der zylindrische Heizkörper ist umgeben von einem geschlossenen, relativ dünnen Dampffilm, dessen Phasengrenzfläche einfach gekrümmt ist. Die Wärme wird durch reine radiale Leitung von der Heizfläche an die Phasengrenzfläche übertragen,

wo die Flüssigkeit verdampft. Der Dampf strömt unter dem Einfluß von Auftriebs- und Zähigkeitskräften in laminarer eindimensionaler Strömung um den Zylinder nach oben ab. Die kinetische Energie des aufsteigenden Dampfes wird vernachlässigt. Die Stoffwerte des Dampfes werden näherungsweise bei der Mitteltemperatur von Heizfläche und Flüssigkeit eingesetzt und als konstant angesehen. Für die Randbedingungen des Strömungsfeldes wird entweder angenommen, daß sich die an den Dampffilm angrenzende Flüssigkeitsschicht in Ruhe befindet (Fall A), oder daß sie reibungsfrei mitbewegt wird (Fall B); an der Heizfläche haftet die Strömung in beiden Fällen (vgl. Bild 3).

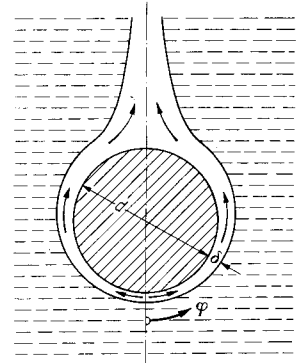


Bild 3. Dampfströmung um den Zylinder nach BROMLEY [7].

Aus den Differentialgleichungen für die Kräfte-, Massen- und Energiebilanz lassen sich Geschwindigkeitsverteilung, Filmdicke und örtlicher Wärmeübergangskoeffizient berechnen. In Bild 4 sind die Filmdicke δ und der Wärmeübergangskoeffizient α als Funktion der Winkelkoordinate φ bezogen auf die Werte bei $\varphi = 0$ dargestellt. Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}$ ergibt sich durch Integration des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten α über Winkelkoordinate φ zu

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \alpha \cdot d\varphi = C \sqrt[4]{\frac{\rho_D(\rho_F - \rho_D) g (h_D - h_F) \lambda_D^3}{d \eta_D (T_W - T_F)}} \quad (1)$$

Die Konstante C hängt von der Randbedingung an der Grenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit ab. Sie beträgt

$C = 0,512$ bei ruhender Flüssigkeit (Fall A),
 $C = 0,725$ bei reibungsfrei mitbewegter Flüssigkeit (Fall B) und

$C = 0,62$ für den von BROMLEY gewählten Mittelwert.

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}$ und die mittlere Filmdicke, die zu

$$\delta = \frac{\lambda_D}{\bar{\alpha}} \quad (2)$$

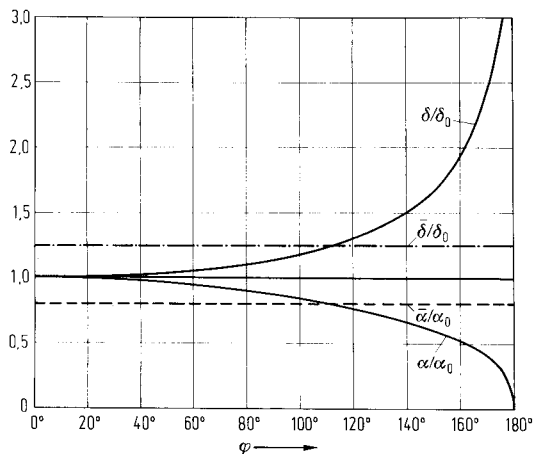


Bild 4. Filmdicke δ und Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Winkelkoordinate φ nach BROMLEY [7].

definiert ist, sind wiederum bezogen auf α_0 bzw. δ_0 in Bild 4 ebenfalls eingetragen.

Durch Erweiterung mit d/λ_D läßt sich Gl. (1) dimensionslos darstellen:

$$\frac{\bar{q}d}{\lambda_D(T_W - T_F)} = C \sqrt[4]{\frac{\rho_D(\rho_F - \rho_D) g (h_D - h_F) d^3}{\eta_D \lambda_D (T_W - T_F)}} \quad (3)$$

Dabei ist

$$\bar{q} = \bar{\alpha} (T_W - T_F) = \dot{Q}/d\pi l.$$

Der Ausdruck

$$\frac{\bar{q}d}{\lambda_D(T_W - T_F)} = \overline{Nu} \quad (4)$$

entspricht der mittleren Nusselt-Zahl nach der üblichen Definition.

Der Ausdruck

$$\frac{d^3 \rho_D (\rho_F - \rho_D)}{\eta_D^2} = Gr' \quad (5)$$

stellt eine Grashof-Zahl dar, wobei das für den Auftrieb verantwortliche Glied der freien Konvektion $g\beta\Delta T$ hier sinngemäß durch $g(\rho_F - \rho_D)/\rho_D$ ersetzt ist.

Der Ausdruck

$$\frac{\eta_D (h_D - h_F)}{\lambda_D (T_W - T_F)} = Pr' \quad (6)$$

ist eine um die dimensionslose Größe $\frac{h_D - h_F}{c_{pD}(T_W - T_F)}$ erweiterte Prandtl-Zahl.

Der Ausdruck

$$\frac{d^3 \rho_D (\rho_D - \rho_F) g (h_D - h_F)}{\eta_D \lambda_D (T_W - T_F)} = Gr' Pr' = Ra' \quad (7)$$

kann also als eine modifizierte Rayleigh-Zahl aufgefaßt werden, so daß Gl. (3) auch folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$Nu = C (Ra')^{1/4} \quad (8)$$

In einem weiten Bereich, in dem der Durchmesser des Heizzylinders nicht sehr groß und nicht allzu klein ist, decken sich die Versuchsergebnisse sehr gut mit der Theorie von BROMLEY. Bei dünnen Heizdrähten liegen die Messungen für den Wärmeübergang jedoch ein Vielfaches über den aus der Bromley-Gleichung (1) mit $C = 0,62$ ermittelten Werten. Auch bei sehr großen

Zylinderdurchmessern weichen die Versuchsergebnisse etwas im Sinne einer Verbesserung des Wärmeüberganges gegenüber der Theorie ab. Um auch für solche Fälle den Wärmeübergang beim Filmsieden berechnen zu können, bedarf die Formel von BROMLEY einer Erweiterung.

3.2 Erweiterung des Modells von BROMLEY

Erweitert man das Modell von BROMLEY insofern, als man die Voraussetzung relativ kleiner Dampffilmdicke aufgibt, und beliebige zweidimensionale Strömung des Dampfes zwischen dem Heizzylinder und der Flüssigkeitsgrenze zuläßt, so gelten die folgenden allgemeinen Gleichungen (s. auch Bild 5)

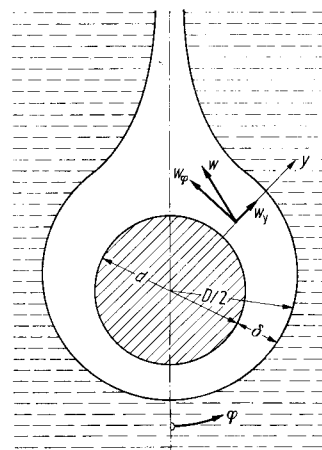


Bild 5. Dampfströmung um den Zylinder nach der erweiterten Theorie.

I. Die Navier-Stokesschen Gleichungen für zweidimensionale, schleichende Bewegung lauten in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \eta_D \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial w_y}{\partial y} - \frac{w_y}{y^2} + \frac{1}{y^2} \frac{\partial^2 w_y}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{y^2} \frac{\partial w_\varphi}{\partial \varphi} \right) \quad (9a)$$

$$\frac{\partial p}{y \partial \varphi} = \eta_D \left(\frac{\partial^2 w_\varphi}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial w_\varphi}{\partial y} - \frac{w_\varphi}{y^2} + \frac{1}{y^2} \frac{\partial^2 w_\varphi}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{y^2} \frac{\partial w_y}{\partial \varphi} \right) \quad (9b)$$

Mit den Ausdrücken

$$dp = (\rho_F - \rho_D) g dz, \\ dz = dy \cdot \cos \varphi = -y d\varphi \sin \varphi$$

und daraus

$$\frac{\partial p}{\partial y} = (\rho_F - \rho_D) g \cos \varphi \text{ und } \frac{\partial p}{y \partial \varphi} = -(\rho_F - \rho_D) g \sin \varphi,$$

sowie nach Einführung der dimensionslosen Größen

$$W_y = \frac{w_y \eta_D}{(\rho_F - \rho_D) g d^2}, \quad W_\varphi = \frac{w_\varphi \eta_D}{(\rho_F - \rho_D) g d^2}, \quad Y = \frac{y}{d}$$

erhält man anstelle von Gl. (9a, b) die Beziehung

$$\cos \varphi = \frac{\partial^2 W_y}{\partial Y^2} + \frac{1}{Y} \frac{\partial W_y}{\partial Y} - \frac{W_y}{Y^2} + \frac{1}{Y^2} \frac{\partial^2 W_y}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{Y^2} \frac{\partial W_\varphi}{\partial \varphi} \quad (10a)$$

$$-\sin \varphi = \frac{\partial^2 W_\varphi}{\partial Y^2} + \frac{1}{Y} \frac{\partial W_\varphi}{\partial Y} - \frac{W_\varphi}{Y^2} + \frac{1}{Y^2} \frac{\partial^2 W_\varphi}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{Y^2} \frac{\partial W_y}{\partial \varphi} \quad (10b)$$

Die Randbedingungen lauten $W_\varphi = 0$, $W_y = 0$ für $Y = 1$ und $W_\varphi = 0$ (Fall A) bzw. $dW_\varphi/dY = 0$ (Fall B) für $Y = \Delta$. Außerdem gilt $W_y = Nu/(Ra'\Delta)$ für $Y = \Delta$, da unter Benutzung der Massen- und Energiebilanz sich der aus der Phasengrenze in den Dampfraum eintretende Dampfstrom $d\dot{m}$ in der Form

$$d\dot{m} = \frac{\rho_D W_y D d\varphi}{2} = \frac{q d d\varphi}{(h_D - h_F)^2}$$

schreiben läßt. Hieraus folgt die oben genannte Beziehung.

Die Lösung der Gln. (10a, b) mit den oben angegebenen Randbedingungen ergibt für die Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung eine Funktion der Art:

$$W_\varphi = f_1(Y, \Delta, \varphi, Nu/Ra') \quad (11)$$

und für die mittlere Geschwindigkeit in Umfangsrichtung:

$$W_{\varphi m} = \frac{1}{\Delta} \int_0^\Delta W_\varphi dY = f_2(\Delta, \varphi, Nu/Ra'). \quad (12)$$

II. Die Gleichung für radiale Wärmeleitung durch einen Ringspalt lautet

$$d\dot{Q} = \lambda_D l (T_W - T_F) \frac{1}{\ln D/d},$$

und mit

$$d\dot{Q} = q l \frac{d}{2} d\varphi$$

$$q = \frac{2\lambda_D(T_W - T_F)}{d \ln D/d} \quad \text{oder} \quad Nu = \frac{2}{\ln \Delta}. \quad (13)$$

III. Die Gleichung für den erzeugten Dampfstrom lautet unter Benutzung der Massen- und Energiebilanz

$$d\dot{m} = \rho_D l d (w_{\varphi m} \delta) = \frac{d\dot{Q}}{h_D - h_F} = \frac{q d l d\varphi}{2(h_D - h_F)} \quad (14)$$

oder mit Hilfe der Gln. (4) und (7)

$$Nu = 2 Ra' \frac{d(W_{\varphi m} \Delta)}{d\varphi}. \quad (15)$$

Setzt man Gl. (12) in Gl. (15) ein und ersetzt noch mit Hilfe von Gl. (13) Δ durch eine Funktion von Nu , so erhält man:

$$Nu = Ra' \frac{df_3(Nu, Nu/Ra', \varphi)}{d\varphi} \quad (16)$$

und durch Lösung dieser Differentialgleichung mit Hilfe der Randbedingung $d\Delta/d\varphi = 0$ bzw. $dNu/d\varphi = 0$ für $\varphi = 0$

$$Nu = f_4(Ra', \varphi). \quad (17)$$

Bildet man schließlich noch durch Integration die mittlere Nusselt-Zahl $\overline{Nu} = (1/\pi) \int_0^\pi Nu d\varphi$, so erhält man:

$$\overline{Nu} = F(Ra'), \quad (18)$$

also eine allgemeine Beziehung, die aussagt, daß die den mittleren Wärmeübergang bestimmende Nusselt-Zahl \overline{Nu} nur eine Funktion der modifizierten Rayleigh-Zahl Ra' ist. Allerdings enthalten die obigen Gleichungen ebenso wie die von BROMLEY eine Reihe von vereinfachenden Annahmen, die im folgenden noch ausführlich behandelt werden müssen.

3.3 Die Strömungsform

Um abzuschätzen, ob die Strömung des Dampfes um den Zylinder entsprechend der Annahme in Gl. (9a, b) laminar verläuft, soll eine Reynolds-Zahl definiert und diese mit entsprechend definierten Reynolds-Zahlen verwandter Probleme verglichen werden. Ein spürbarer Einfluß von Turbulenz auf den Wärmeübergang kann erwartet werden, wenn diese noch in Höhe des Zylinders, also vor dem Zusammenströmen der beiden Teildampfströme einsetzt. Die Reynolds-Zahl Re wird mit der mittleren Geschwindigkeit $w_{\varphi m}$ des aufsteigenden Teildampfstromes kurz vor dem Verlassen der Heizfläche, mit der dort herrschenden Filmstärke δ und der kinematischen Viskosität des Dampfes ν_D bei der mittleren Dampftemperatur gebildet

$$Re = \frac{w_{\varphi m} \delta}{\nu_D}. \quad (19)$$

Da der Massenstrom des Teildampfstromes beim Verlassen der Heizfläche durch die Beziehung

$$\dot{m} = \rho_D w_{\varphi m} l \delta = \frac{\dot{Q}/2}{h_D - h_F} = \frac{\bar{q} d \pi l}{2(h_D - h_F)}$$

gegeben ist gilt mit Gln. (4) und (6)

$$Re = \frac{\pi \bar{q} d}{2 \eta_D (h_D - h_F)} = \frac{\pi \overline{Nu}}{2 Pr'}. \quad (20)$$

Für den Fall natürlicher Konvektion um einen Zylinder gibt HERMANN [26] den Wert der kritischen Reynolds-Zahl zu $Re_{kr} \approx 285$ an, für den dem Filmsieden verwandten Fall der Filmkondensation hält GRIGULL [27, S. 296] $Re_{kr} \approx 350$ für den wahrscheinlichsten Wert für den Umschlag von laminarer in turbulente Strömung. Allerdings liegen die Meßwerte für den Wärmeübergang bei der Filmkondensation schon bei Reynolds-Zahlen von $Re = 200$ ab deutlich höher, als es der reinen laminaren Strömung entspricht. So ist auch beim Filmsieden keine Turbulenz zu erwarten, solange die Werte für die Reynolds-Zahl unter $Re = 300$ liegen.

Die Reynolds-Zahlen aller ausgewerteten Meßdaten liegen unter $Re = 200$, so daß die Annahme laminarer Strömung gerechtfertigt erscheint. Allerdings fällt auf, daß die Messungen von BANCHERO u. a. [8], RUZICKA [9] und FLYNN u. a. [12], die an vergleichsweise großen Zylinderdurchmessern durchgeführt wurden und eine relativ hohe Reynolds-Zahl aufwiesen ($Re = 150$ bis 200), einen besseren Wärmeübergang ergaben, als es der Theorie von BROMLEY entspricht. Messungen von BROMLEY bei etwa ebenso großen Zylinderdurchmessern und Reynolds-Zahlen stimmen jedoch gut mit seiner Theorie überein.

Falls tatsächlich das Auftreten von Turbulenz einen Einfluß auf den Wärmeübergang haben sollte, dürfte die den Wärmeübergang bestimmende Nusselt-Zahl \overline{Nu} neben der modifizierten Rayleigh-Zahl Ra' auch noch von der Reynolds-Zahl Re , und damit nach Gl. (20) von der modifizierten Prandtl-Zahl Pr' abhängen.

Eine weitere Unsicherheit liegt in der Randbedingung der Dampfströmung an der Flüssigkeitsgrenze.

BROMLEY verwendete für seine Theorie, wie unter 3.1 bereits erwähnt wurde, den Mittelwert der beiden denkbaren Grenzfälle verschwindender Geschwindigkeit (Fall A) und verschwindender Kraft (Fall B). Der Wärmeübergang ergibt sich für Fall B $\sqrt{2}$ mal so hoch wie für Fall A.

3.4 Zähigkeits- und Massenkräfte

Bei der theoretischen Behandlung des Filmsiedens war in Gl. (9a, b) schleichende Bewegung angenommen und damit vorausgesetzt worden, daß die Massenkräfte gegenüber den Zähigkeitskräften vernachlässigbar seien.

Eine Abschätzung der Verhältnisse am Bromley-Modell [24] ergibt, daß die Massenkräfte lokal nahezu die gleiche Größenordnung wie die Zähigkeitskräfte haben können, im Mittel jedoch mehr als eine Zehnerpotenz kleiner als diese sind, so daß die Annahme schleichender Bewegung gerechtfertigt erscheint.

Der Einfluß von Massenkräften würde sich im Bereich der beschleunigten Strömung am unteren Teil des Zylinders in einer Verminderung der Geschwindigkeit, damit in einer Vergrößerung der Filmdicke und in einer Verschlechterung des Wärmeübergangs auswirken. Dem steht eine Verbesserung des Wärmeübergangs im Gebiet der verzögerten Strömung am oberen Teil des Zylinders gegenüber. Die den Wärmeübergang bestimmende Nusselt-Zahl \overline{Nu} würde dann außer von der modifizierten Rayleigh-Zahl Ra' auch noch von der erweiterten Prandtl-Zahl Pr' abhängen. Das entspricht den Ergebnissen der Nusseltschen Ähnlichkeitstheorie bei freier Konvektion und berechtigt, den Ausdruck

$$Pr' = \frac{\eta_D(h_D - h_F)}{\lambda_D(T_W - T_F)}$$

beim Wärmeübergang mit Verdampfung, dem Ausdruck

$$Pr = \frac{\eta_D \cdot c_{pD}}{\lambda_D}$$

bei natürlicher Konvektion entsprechend, als eine modifizierte Prandtl-Zahl zu bezeichnen, die allerdings von der Temperaturdifferenz abhängt und nicht mehr eine reine Stoffgröße ist.

3.5 Temperatur- und Druckabhängigkeit der Stoffwerte

Bei der Lösung der Differentialgleichungen und bei der Definition der dimensionslosen Kenngrößen in den Abschnitten 3.1 bis 3.4 waren die Stoffwerte der Flüssigkeit und ihres Dampfes als unveränderlich angenommen worden. Die Stoffwerte des Dampfes können jedoch wegen des großen Temperaturgefälles zwischen Heizfläche und Flüssigkeit großen Änderungen unterworfen sein und es muß damit gerechnet werden, daß die Lösung mit konstant angesehenen Stoffwerten Fehler aufweist. Da die Versuche ergaben, daß $\overline{Nu} \geq C Ra'^{1/3}$ ist und die Stoffwerte in beiden Kenngrößen nur linear enthalten sind, wird sich ein solcher Fehler in erster Linie in der Wärmeleitfähigkeit der Nusselt-Zahl \overline{Nu} und nur in viel geringerem Maße in

den Stoffwerten der Rayleigh-Zahl Ra' auswirken. Solange man jedoch lineare Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit annehmen kann, ist die die Wärmeleitfähigkeit λ_D enthaltende Gl. (13) noch exakt richtig, wenn der Wert der Wärmeleitfähigkeit bei der mittleren Dampftemperatur $T_D = (T_W + T_F)/2$ eingesetzt wird (s. [27], S. 130). Setzt man also die Wärmeleitfähigkeit in der Nusselt-Zahl und ebenso als sicher beste einfache Näherung die Stoffgrößen in der modifizierten Rayleigh-Zahl bei der mittleren Dampftemperatur ein, so wird sich der Fehler infolge der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte in Grenzen halten.

Die Temperatur der Flüssigkeit ist überall praktisch gleich der Sättigungstemperatur, so daß die Stoffwerte bei dieser Temperatur zu wählen sind.

Die Druckunterschiede im Dampf- und Flüssigkeitsraum sind so klein, daß die Druckabhängigkeit der Stoffwerte nicht berücksichtigt werden muß.

3.6 Enthalpie des Dampfes

Gl. (13) gilt nur dann streng, wenn die gesamte an der Heizfläche abgegebene Wärme bis zur Phasengrenzfläche übertragen wird und nicht ein Teil der Wärme durch den überhitzten Dampf mitgeführt wird. Das bedeutet, daß die Überhitzungsenthalpie des Dampfes $h_D - h'' = c_{pD}(T_W - T_F)/2$ klein gegenüber der Verdampfungsenthalpie r sein muß. Für die meisten der ausgewerteten Versuche, vor allem bei kleinen und mittleren Übertemperaturen trifft das zu; immerhin kann die Überhitzungsenthalpie vor allem beim Sieden in der Nähe des kritischen Zustandes auch größer als die Verdampfungsenthalpie sein. In diesem Fall würde der Wärmeübergang noch vom Ausdruck $c_{pD}(T_W - T_F)/r$ abhängen; darauf gehen BROMLEY [17] und FREDERKING [11, 19] ausführlicher ein. Die Abhängigkeit des Wärmeüberganges von $c_{pD}(T_W - T_F)/r$ scheint jedoch in praktischen Fällen nicht allzu stark ausgeprägt zu sein; jedenfalls läßt sie sich auf Grund der ausgewerteten Versuche nicht deutlich erkennen. Sie geht wahrscheinlich in der allgemeinen Streuung der Versuchswerte unter und kann im Interesse einer möglichst einfachen Wärmeübergangsgleichung daher ohne allzu große Bedenken unberücksichtigt bleiben.

3.7 Wärmestrahlung und molekularer Wärmeübergang

Um den Wärmeübergang von der Heizfläche an die Phasengrenzfläche zu beschreiben, war in Gl. (13) die Fourier-Gleichung für reine Wärmeleitung benützt worden. Dieser Ansatz wird in den meisten Fällen ausreichend sein; er bedarf jedoch einer Erweiterung, wenn ein wesentlicher Anteil der Wärme durch Strahlung übertragen wird, oder wenn die Dampffilmdicke im Verhältnis zur mittleren freien Weglänge der Moleküle so klein wird, daß beim Übergang der Wärme von der Heizfläche an die Dampfmoleküle ein spürbarer Wärmeübergangswiderstand, der sogenannte Smoluchowski-Effekt, auftritt. Der Einfluß von Wärme-

strahlung und molekularem Wärmeübergang muß daher noch ausführlicher behandelt werden.

3.7.1 Wärmestrahlung

Die von der Heizfläche abgegebene Wärmestromdichte q wird teils durch Leitung (q_L) und teils durch Strahlung (q_{str}) an die Phasengrenzfläche übertragen, so daß gilt:

$$q = q_L + q_{str} \quad (21)$$

Für den experimentellen und technischen Normalfall kann angenommen werden, daß die Strahlung ungehindert durch den dünnen Dampffilm hindurchgeht, und an der Flüssigkeitsoberfläche weitgehend absorbiert wird. Dann beträgt die durch Strahlung übertragene Wärmestromdichte

$$q_{str} = \varepsilon_w \cdot C_s \left[\left(\frac{T_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right] \quad (22)$$

Das Verhältnis der durch Leitung übertragenen Wärmestromdichte q_L zu der durch Leitung und Strahlung übertragenen Wärmestromdichte q soll als Strahlungsfaktor F_{str} bezeichnet werden,

$$F_{str} = \frac{q_L}{q} = 1 - \frac{q_{str}}{q} \quad (23)$$

3.7.2 Molekularer Wärmeübergang

Aus gaskinetischen Überlegungen kamen KUNDT und WARBURG [28], SMOLUCHOWSKI [29, 30], KNUDSEN [31] und andere zu der Überzeugung, daß beim Wärmeübergang von einer Wand an ein wärmeleitendes Gas ein Temperatursprung

$$\Delta T = \gamma \cdot (\partial T / \partial y)_w \quad (24)$$

auftritt, wobei $(\partial T / \partial y)_w$ der Temperaturgradient des ungestörten Gases in Wandnähe ist und γ Temperatursprungkoeffizient genannt wird (s. auch [27], S. 135, [32, 33]). Dieser Temperatursprung verursacht eine Verschlechterung des Wärmeübergangs, da als treibende Kraft für die Wärmeleitung in der ungestörten Schicht nicht mehr die gesamte Temperaturdifferenz zur Verfügung steht. Der Einfluß dieses Smoluchowski-Effektes wird allerdings erst bedeutend, wenn die mittlere freie Weglänge der Moleküle die Größenordnung der Gasschichtdicke erreicht. Beim Filmsieden an dünnen Drähten und bei kleinen Drücken kann dieser Einfluß erheblich werden, was noch gezeigt werden soll.

Der Temperatursprungkoeffizient γ ist, wie aus Versuchen von SMOLUCHOWSKI hervorgeht, der mittleren freien Weglänge L der Moleküle in Wandnähe proportional

$$\gamma = K L \quad (25)$$

Der Proportionalitätsfaktor K ist eine empirische Konstante, die etwa zwischen 1 und 10 liegt und von Gasart und Wandmaterial abhängt. Von SMOLUCHOWSKI [29] liegen folgende Meßwerte für K vor:

H ₂ -Glas	6,96	Luft-Glas	1,70
H ₂ -Ni	10,0	Luft-Ni	2,51
H ₂ -Au	7,02	Luft-Au	2,42
		CO ₂ -Ni	3,20
		CO ₂ -Au	2,70

K scheint also um so höher zu sein, je kleiner die molare Masse und je höher die Atomzahl des Gasmoleküls ist, und hängt außerdem von Material und

Oberflächenbeschaffenheit der wärmeübertragenden Wand ab. Für die bei den Filmsiederversuchen an dünnen Drähten benutzten Stoffpaarungen liegen keine K -Werte vor. Mit Hilfe der oben aufgeführten Tabelle wurden folgende Werte für K geschätzt:

H ₂ O-Pt	3,5	N ₂ -Pt	2,5	He-Pt	3,5
---------------------	-----	--------------------	-----	-------	-----

Die mittlere freie Weglänge der Moleküle ist der Gasdichte umgekehrt proportional und hängt außerdem noch etwas von der Temperatur ab. Für einen beliebigen Druck p und eine beliebige Temperatur T errechnet sich die mittlere freie Weglänge der Moleküle nach SUTHERLAND zu

$$L = \frac{L_\infty}{1 + C/T} \frac{p_0}{p} \frac{T}{T_0} \quad (26)$$

L_∞ und die sogenannte Sutherlandsche Konstante C sind Tabellenwerken (z. B. [34, 35]) zu entnehmen, p_0 und T_0 sind die zu L_∞ gehörigen Bezugsgrößen für Druck und Temperatur. Entsprechend den bei den Filmsiederversuchen an dünnen Drähten aufgetretenen Zuständen beträgt beispielsweise die mittlere freie Weglänge der Moleküle für Wasserdampf bei

$$p = 0,02 \text{ bar und } T = 1500 \text{ °K: } L \approx 0,02 \text{ mm}$$

und für Helium bei

$$p = 0,008 \text{ bar und } T = 420 \text{ °K: } L \approx 0,003 \text{ mm.}$$

Sie liegt damit durchaus in der Größenordnung der Drahtdurchmesser und der Dampffilmdicken, so daß erwartet werden muß, daß sich der Smoluchowski-Effekt erheblich auswirken kann.

Für einen konzentrischen Ringspalt ergibt sich mit Berücksichtigung des Temperatursprungs unter Benutzung von Gl. (24) für die Wärmestromdichte (s. auch [30]):

$$q = \frac{\lambda_D (T_w - T_f)}{d \left[(1/2) \ln(D/d) + \gamma_w/d + \gamma_f/D \right]} \quad (27)$$

Da der Wärmeübergang an der Flüssigkeitsseite mit einem bedeutenden Stofftransport verbunden ist, da außerdem wegen der niedrigen Temperatur die mittlere freie Weglänge der Moleküle dort relativ gering ist und da der Außendurchmesser des Dampffilmes gerade bei dünnen Drähten erheblich größer als der Zylinderdurchmesser d ist, kann der Temperatursprung an der Flüssigkeitsseite des Dampffilmes vernachlässigt werden, so daß Gl. (27) übergeht in

$$q = \frac{\lambda_D (T_w - T_f)}{(d/2) \ln(D/d) + \gamma_w} \quad (28)$$

Das Verhältnis der Wärmestromdichte, die bei vernachlässigbarem Temperatursprung nach Gl. (13) zu der, die mit Berücksichtigung des Smoluchowski-Effektes übertragen wird, soll als Smoluchowski-Faktor F_{sm} bezeichnet werden, so daß gilt:

$$F_{sm} = 1 + \frac{2\gamma_w}{d \ln(D/d)} = 1 + \frac{2KL}{d \ln(D/d)} \quad (29)$$

3.7.3 Einfluß von Wärmestrahlung und molekularem Wärmeübergang auf die Wärmeübertragung beim Filmsieden

Mit Berücksichtigung der Wärmestrahlung und des Smoluchowski-Effektes geht die den Wärmeübergang

von der Heizfläche an die siedende Flüssigkeit bestimmende Gl. (13) über in

$$q = \frac{\lambda_D(T_W - T_F)}{(d/2) \ln(D/d) + \gamma_W} + q_{\text{Str}} \quad (30)$$

oder mit Hilfe der Gln. (23) und (29) in

$$Nu \cdot F_{\text{Str}} \cdot F_{\text{Sm}} = \frac{2}{\ln(D/d)}. \quad (31)$$

Mit dieser Beziehung ergibt sich an Stelle von Gl. (16)

$$Nu = Ra' \frac{df_s(Nu \cdot F_{\text{Str}} \cdot F_{\text{Sm}}, Nu/Ra', \varphi)}{d\varphi} \quad (32)$$

und durch Erweiterung mit $F_{\text{Str}} \cdot F_{\text{Sm}}$ und Lösung der Gleichung entsprechend der Gl. (17):

$$Nu \cdot F_{\text{Str}} \cdot F_{\text{Sm}} = f_4(Ra' \cdot F_{\text{Str}} \cdot F_{\text{Sm}}, \varphi). \quad (33)$$

Da F_{Str} und F_{Sm} vom Winkel φ abhängen, läßt sich Gl. (33) nicht ohne weiteres integrieren. Die mittlere Nusselt-Zahl \overline{Nu} hängt dann nicht nur von der modifizierten Rayleigh-Zahl ab, sondern ist noch eine Funktion zum Beispiel des mittleren Strahlungsfaktors

$$\overline{F_{\text{Str}}} = 1 - q_{\text{Str}}/\overline{q} \quad (34)$$

und des mittleren Smoluchowski-Faktors

$$\overline{F_{\text{Sm}}} = 1 + \frac{2\gamma_W}{d \ln(D/d)} = 1/(1 - \overline{Nu} \cdot \overline{F_{\text{Str}}} \gamma_W/d). \quad (35)$$

Daher gilt an Stelle von Gl. (18):

$$\overline{Nu} = F(\overline{Ra'}, \overline{F_{\text{Str}}}, \overline{F_{\text{Sm}}}). \quad (36)$$

Wie aus Bild 4 hervorgeht, ist die Änderung der Dampffilmdicke δ mit dem Winkel φ beim Bromley'schen Modell in einem großen Winkelbereich nicht allzu groß. Erst im Gebiet des Abströmens steigt die Filmdicke stark an. Um den Einfluß von Strahlung und molekularem Wärmeübergang noch etwas genauer allgemein abschätzen zu können, soll die natürliche Form des Dampffilmes durch einen zum Heizkörper konzentrischen Ringspalt ersetzt werden, derart, daß die übertragene Wärme in beiden Fällen gleich ist. Anders ausgedrückt heißt das: Repräsentativ für den mittleren Wärmeübergang wird der örtliche Wärmeübergang an der Stelle betrachtet, an der mittlerer und örtlicher Wärmeübergangskoeffizient einander gleich sind. Dann können Strahlungsfaktor F_{Str} und Smoluchowski-Faktor F_{Sm} in Gl. (33) gleich dem mittleren Strahlungsfaktor $\overline{F_{\text{Str}}}$ und dem mittleren Smoluchowski-Faktor $\overline{F_{\text{Sm}}}$ gesetzt und als konstant angesehen werden. Gl. (33) läßt sich dann ebenso wie Gl. (17) integrieren und man erhält:

$$\overline{Nu} \cdot \overline{F_{\text{Str}}} \cdot \overline{F_{\text{Sm}}} = F(Ra' \cdot \overline{F_{\text{Str}}} \cdot \overline{F_{\text{Sm}}}) \quad (37)$$

oder mit

$$Nu^* = \overline{Nu} \cdot \overline{F_{\text{Str}}} \cdot \overline{F_{\text{Sm}}} \quad (38)$$

und

$$Ra^* = Ra' \cdot \overline{F_{\text{Str}}} \cdot \overline{F_{\text{Sm}}} \quad (39)$$

$$Nu^* = F(Ra^*). \quad (40)$$

Die folgenden Bilder zeigen, daß die näherungsweise Berücksichtigung der Strahlung und des molekularen Wärmeübergangs nach Gl. (40) tatsächlich eine syste-

matische Herabsetzung der Streuung der Versuchswerte gegenüber Gl. (18) bringt.

Bild 6 zeigt alle ausgewerteten Messungen, bei denen der Strahlungsanteil mehr als 10% beträgt. Jeder Meßpunkt ist zweimal eingetragen; und zwar einmal als dunkler Punkt ohne Berücksichtigung der Strahlung im \overline{Nu} , Ra' -Diagramm, zum andern als heller Punkt mit Berücksichtigung der Strahlung im Nu^* , Ra^* -Diagramm.

Bild 7 zeigt in der gleichen Weise alle Meßwerte, bei denen der Smoluchowski-Faktor nach Gl. (34) mehr als 10% von 1 abweicht, im \overline{Nu} , Ra' - bzw. Nu^* , Ra^* -Diagramm. Die ausgezogene Linie entspricht dem Mittelwert aller Messungen, bei denen eine Korrektur für Strahlung und Smoluchowski-Effekt nicht nötig war.

Bild 8 zeigt die eigenen Meßwerte ohne Berücksichtigung des Smoluchowski-Effektes und der (hier allerdings unbedeutenden) Strahlung im \overline{Nu} , Ra' -Diagramm; in Bild 9 sind dieselben Meßwerte mit Berücksichtigung von Strahlung und Smoluchowski-Effekt im Nu^* , Ra^* -Diagramm dargestellt.

4. Ergebnisse

In Bild 10 sind alle ausgewerteten Meßpunkte als Funktion der modifizierten Nusselt-Zahl Nu^* und der modifizierten Rayleigh-Zahl Ra^* aufgetragen. Es scheint so, daß diese beiden Kenngrößen die entscheidenden Parameter sind, die den Wärmeübergang beim Filmsieden an waagrechten zylindrischen Heizflächen bei natürlicher Konvektion bestimmen. Eine nach der Theorie mögliche Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der erweiterten Prandtl-Zahl Pr' und vom Ausdruck $c_{pD} \cdot (T_W - T_F)/r$ scheint nur schwach ausgeprägt zu sein, so daß sie in der Streuung der Meßwerte untergeht.

Will man versuchen, eine einfache empirische Funktion der beiden Kennzahlen Nu^* und Ra^* anzugeben, die die Meßpunkte so gut als möglich wiedergibt, so kann man es für den durch Messungen belegten Bereich von $Ra^* = 10^{-5}$ bis $Ra^* = 10^{10}$ durch folgende Gleichung tun:

$$Nu^* = 0.9 Ra^{*0.08} + 0.8 \cdot Ra^{*0.2} + 0.02 \cdot Ra^{*0.4}. \quad (41)$$

Diese Gl. (41) ist ebenso wie die von BROMLEY (Gl. (8)) in Bild 10 eingezeichnet. Die Streuung der Meßwerte beträgt bei den eigenen Versuchen $\pm 6\%$; von allen ausgewerteten Messungen liegen etwa 5% der Meßwerte außerhalb eines Streubereiches von $\pm 20\%$, bezogen auf die aus Gl. (41) berechneten Werte. In Anbetracht der beträchtlichen meßtechnischen Schwierigkeiten erscheint dieses Ergebnis befriedigend.

5. Vorausberechnung des Wärmeübergangs

Um den Wärmeübergang beim Filmsieden an horizontalen zylindrischen Heizflächen bei natürlicher Konvektion vorauszuberechnen, geht man folgendermaßen vor:

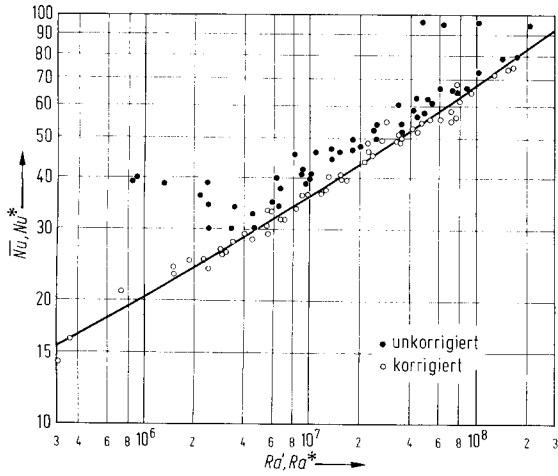


Bild 6. Einfluß der Wärmestrahlung nach Meßwerten von BROMLEY.

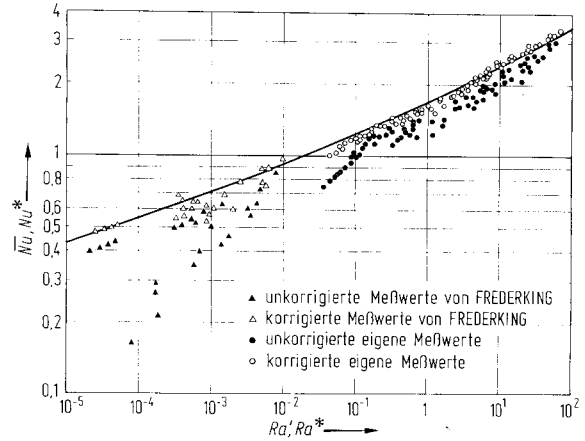


Bild 7. Einfluß der mittleren freien Weglänge der Moleküle.

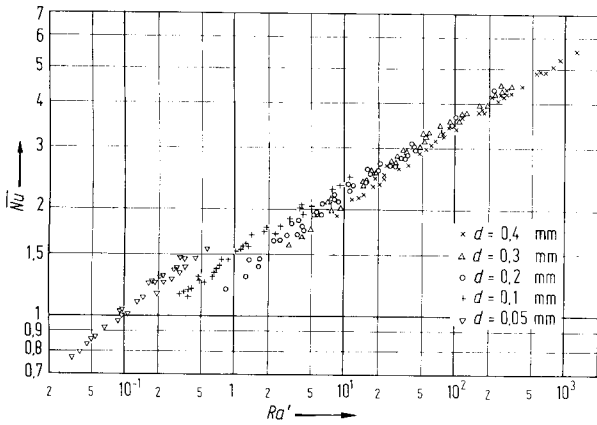


Bild 8. Eigene Meßwerte ohne Berücksichtigung von Strahlung und Smoluchowski-Effekt.

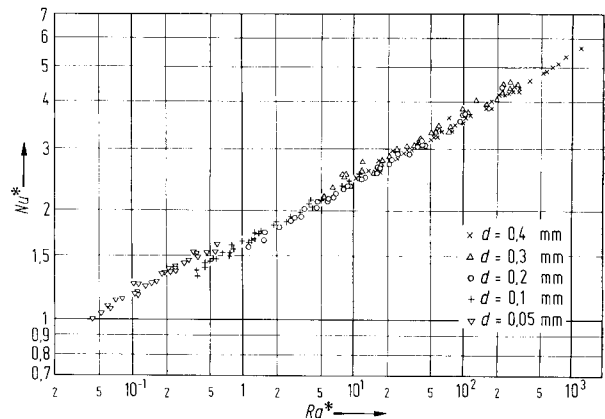


Bild 9. Eigene Meßwerte mit Berücksichtigung von Strahlung und Smoluchowski-Effekt.

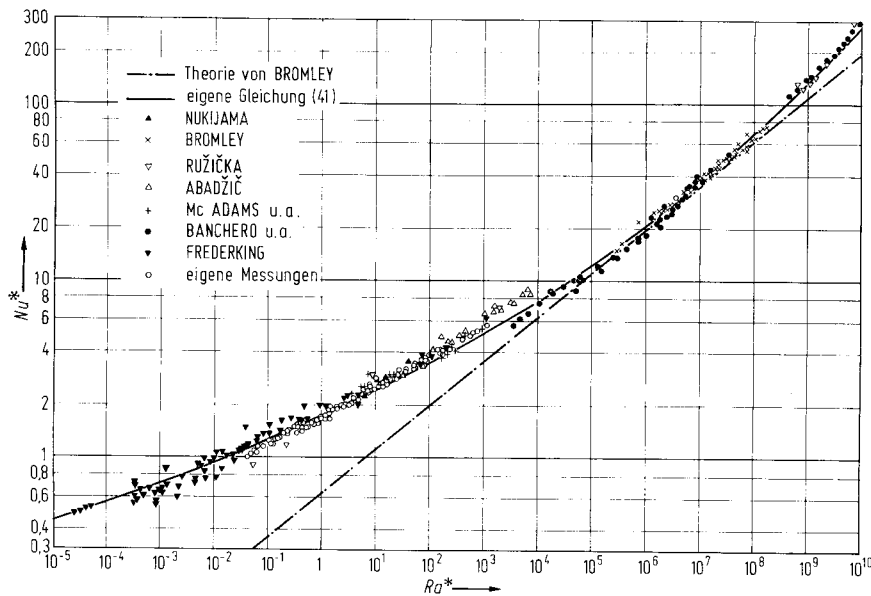


Bild 10. Ausgewertete Meßwerte im Nu^* , Ra^* -Diagramm.

Man läßt zunächst den Einfluß von Strahlung und mittlerer freier Weglänge der Moleküle unberücksichtigt und bestimmt nach Gl. (7) $Ra' = Ra^*$. Aus Gl. (41) oder Bild 10 erhält man damit $Nu^* = \overline{Nu}$ und daraus nach Gl. (4) die Wärmestromdichte \bar{q} bzw. den Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha} = \bar{q}/(T_W - T_F)$. Die Stoffwerte des Dampfes sind bei der mittleren Dampftemperatur $T_D = (T_W + T_F)/2$ einzusetzen.

Spüren Wärmestrahlung und mittlere freie Weglänge der Moleküle keine wesentliche Rolle, so stellen die so errechneten Werte bereits die Lösung dar. Im anderen Fall sind sie nur Näherungswerte. Mit ihrer Hilfe lassen sich Strahlungsfaktor $\overline{F_{str}}$ nach Gl. (34) und Smoluchowski-Faktor $\overline{F_{sm}}$ nach Gl. (35) näherungsweise berechnen, und damit nach Gl. (7) und (39) ein verbessertes Ra^* bestimmen. Aus Gl. (41) oder Bild 10 erhält man damit wieder Nu^* und nach Gl. (38) \overline{Nu} , aus dem sich wiederum nach Gl. (4) verbesserte Werte für die mittlere Wärmestromdichte \bar{q} bzw. den Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha} = \bar{q}/(T_W - T_F)$ bestimmen lassen. Durch Iteration dieses Verfahrens erhält man schließlich die gesuchten genauen Werte für \bar{q} und $\bar{\alpha}$.

Einen wesentlichen Einfluß der Strahlung hat man bei Heizflächen mit hoher Strahlungsemissionszahl ab etwa 500 °C, einen Einfluß der mittleren freien Weglänge der Moleküle auf den Wärmeübergang nur bei dünnen Drähten und sehr kleinen Drücken (unter 0,05 bar) zu erwarten.

Literatur

1. NUKIJAMA, S.: The Maximum and Minimum Values of the Heat Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure. J. Soc. Mech. Eng., Japan 36 (1934) S. 367/374.
2. DREW, TH. B., u. A. C. MUELLER: Boiling. Trans. A.I.Ch. Eng. 33 (1937) S. 449/473.
3. SAUER, E. T., H. B. H. COOPER, G. A. AKIN u. W. H. MCADAMS: Heat Transfer to Boiling Liquids. Mech. Eng. 60 (1938) S. 669/675.
4. AKIN, G. A., u. W. H. MCADAMS: Boiling: Heat Transfer in Natural Convection Evaporator. Trans. A.I.Ch.E. 35 (1938) S. 137/158.
5. FARBER, E. A., u. R. L. SCORAH: Heat Transfer to Water Boiling under Pressure. Trans. A.S.M.E. 70 (1948) S. 369/384.
6. MCADAMS, W. H., J. N. ADDOMS, P. M. RINALDO, u. R. S. DAY: Heat Transfer from Single Horizontal Wires to Boiling Water. Chem. Eng. Progr. 44 (1948) S. 639/646.
7. BROMLEY, L. A.: Heat Transfer in Stable Film Boiling. Chem. Eng. Progr. 46 (1950) S. 221/227.
8. BANCHERO, J. T., G. E. BARKER, u. R. H. BOLL: Stable Film Boiling of Liquid Oxygen Outside Single Horizontal Tubes and Wires. Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 51 (1955) S. 21/31.
9. RUZICKA, J.: Heat Transfer to Boiling Nitrogen. Int. Inst. Refrig. Annexe (1958) S. 323/329.
10. FREDERKING, T. H. K.: Film Boiling of Helium I and other Liquefied Gases on Single Wires. J. A.I.Ch.E. 5 (1959) S. 403/406.
11. FREDERKING, T. H. K.: Wärmeübergang bei der Verdampfung der verflüssigten Gase Helium und Stickstoff. Forsch. Ing. Wes. 27 (1961) S. 17/30 u. S. 56/62.
12. FLYNN, T. M., J. W. DRAPER u. J. J. ROOS: The Nucleate and Film Boiling Curve of Liquid Nitrogen at one Atmosphere. Advances Cryog. Engng. 7 (1961) S. 539/545.
13. BREEN, B. P., u. J. W. WESTWATER: Effect of Diameter of Horizontal Tubes on Film Boiling Heat Transfer. Chem. Eng. Progr. 58 (1962) S. 67/72.
14. LIENHARD, J. H., u. P. T. Y. WONG: The Dominant Unstable Wavelength and Minimum Heat Flux During Film Boiling on a Horizontal Cylinder. J. Heat Transfer 86 (1964) S. 220/226.
15. ABADZIC, E.: Wärmeübergang beim Sieden in der Nähe des kritischen Punktes. Diss. T. H. München (1967).
16. POMERANTZ, M. L.: Film Boiling on a Horizontal Tube in Increased Gravity Fields. J. Heat Transfer 86 (1964) S. 213/219.
17. BROMLEY, L. R.: Effect of Heat Capacity of Condensate. Ind. a. Engng. Chem. 44 (1952) S. 2966/2969.
18. FREDERKING, T. H. K.: Stability of Film Boiling Two-Phase Flow in Cryogenic Systems. NASA Report NSG 237-62.
19. FREDERKING, T. H. K.: Laminar Two-Phase Boundary Layers in Natural Convection Film Boiling. Z. Angew. Math. Phys. 14 (1963) S. 207/218.
20. MCFADDEN, P. W., u. R. J. GROSS: An Analysis of Laminar Film Boiling with Variable Properties. Intern. J. Heat Mass Transfer 1 (1961) S. 325/335.
21. NISHIKAWA, K., u. T. ITO: Two-Phase Boundary Layer Treatment of Free-Convection Film Boiling. Intern. J. Heat Mass Transfer 9 (1966) S. 103/115.
22. SPARROW, E. M.: The Effect of Radiation on Film Boiling Heat Transfer. Intern. J. Heat Mass Transfer 7 (1964) S. 229/238.
23. GRIGULL, U., u. E. ABADZIC: Blasen- und Filmsieden von Kohlendioxyd im kritischen Gebiet. Forsch. Ing. Wes. 31 (1965) S. 27/30.
24. PITSCHMANN, P.: Diss. T. H. München 1968; auch: Forschungsbericht K 68-53; BMWF-FB.
25. NUSSELT, W.: Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. Z. VDI 60 (1916) S. 541/546 u. S. 569/575.
26. HERMANN, R.: Wärmeübergang bei freier Strömung am waagrecht Zylinder in zweiatomigen Gasen. VDI-Forsch.-Heft Nr. 379, Berlin 1936.
27. GRÖBER, ERK u. U. GRIGULL: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1961.
28. KUNDT, A., u. E. WARBURG: Pogg. Ann. 156 (1875) S. 177.
29. SMOLUCHOWSKI, M. v.: Weitere Studien über den Temperatursprung bei Wärmeleitung in Gasen. Wiener Sitz. ber., math.-nat. wiss. Klasse 108 Abt. IIa (1899) S. 5/23.
30. SMOLUCHOWSKI, M. v.: Zur Theorie der Wärmeleitung in verdünnten Gasen und der dabei auftretenden Druckkräfte. Ann. Phys. IV. Folge, 35 (1911) S. 983/1004.
31. KNUDSEN, M.: Die molekulare Wärmeleitung der Gase und der Akkomodationskoeffizient. Ann. Phys. IV. Folge 34 (1911) S. 593/656.
32. JÄGER, G.: Die kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten. Handbuch der Physik von Geiger und Scheel, 9 (1926).
33. HERZFELD, F.: Kinetische Theorie der Wärme. Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, 3/2 (1925).
34. LANDOLT-BÖRNSTEIN: Physikalisch-Chemische Tabellen. (1923), sowie Zahlentafeln und Funktionen (1955ff.).
35. D'ANS, J., u. E. LAX: Taschenbuch für Chemiker und Physiker. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1949.

Dr.-Ing. P. PITSCHMANN,
Linde AG, Hüllriegelskreuth bei München
Prof. Dr.-Ing. U. GRIGULL,
Institut A für Thermodynamik,
Technische Hochschule München
Eingegangen am 1. Juli 1969