

EUR 348.d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

DIE BESTIMMUNG ÖRTLICHER
WÄRMEÜBERGANGSZAHLEN AN ROHREN
BEI HOHEN WÄRMESTROMDICHTEN

von

E. Burck, W. Hufschmidt, W. Riebold

1963



Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra - Italien

Wärmeübertragung-Dienst

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, dass die Euratomkommission, ihre Vertragspartner und alle in deren Namen handelnden Personen :

- 1° — keine Gewähr dafür übernehmen, dass die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder dass die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstösst ;
- 2° — keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird zum Preise von 50,— bfrs. verkauft. Bestellungen sind zu richten an : PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES — 98, chaussée de Charleroi, Brüssel 6.

Die Zahlung ist zu leisten durch Überweisung

— an die BANQUE DE LA SOCIETE GENERALE (Agence Ma Campagne) — Brüssel — Konto Nr. 964.558 ;

— an die BELGIAN AMERICAN BANK AND TRUST COMPANY — New York — Konto Nr. 121.86 ;

— an die LLOYDS BANK (Foreign) Ltd. — 10 Moorgate, London E.C.2,

als Bezug ist anzugeben : « EUR 348 . d — Die Bestimmung örtlicher Wärmeübergangszahlen an Rohren bei hohen Wärmestromdichten ».

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

E U R 3 4 8 . d

DIE BESTIMMUNG ÖRTLICHER WÄRMEÜBERGANGSZAHLN AN ROHREN BEI HOHEN WÄRMESTROMDICHTEN von E. BURCK, W. HUFSCHMIDT, W. RIEBOLD

Europäische Atomgemeinschaft — EURATOM
Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra (Italien)
Wärmeübertragung-Dienst
Brüssel, Juni 1963 — 32 Seiten — 10 Abb.

Es werden zwei Messverfahren zur Bestimmung örtlicher Wärmeübergangszahlen an Rohren bei hohen Wärmestromdichten verglichen, bei denen die nicht messbare Temperatur der gekühlten Oberfläche berechnet wird mithilfe entweder der messbaren Temperatur der ungekühlten Oberfläche (Thermoelement) oder einer mittleren Rohrwandtemperatur, die sich aus dem Rohrwiderstand ergibt. Es wird gezeigt, dass das zweite Verfahren unter Umständen

E U R 3 4 8 . d

METHODS OF MEASURING THE LOCAL HEAT TRANSFER COEFFICIENTS IN TUBES WITH HIGH HEAT FLUXES by E. BURCK, W. HUFSCHMIDT, W. RIEBOLD

European Atomic Energy Community — EURATOM
Joint Nuclear Research Center
Ispra Establishment (Italy)
Heat Exchanges Service
Brussels, June 1963 — pages 32 — figures 10

Two different methods of measuring the local heat transfer coefficients in tubes with high heat fluxes have been compared. The temperature of the wetted surface has been calculated with the temperature of the unwetted surface, measured either by means of thermocouples or the medium tube wall temperature, which can be calculated by measuring the tube resistance. It is shown that the second method may lead to considerable errors, if local values

E U R 3 4 8 . d

METHODS OF MEASURING THE LOCAL HEAT TRANSFER COEFFICIENTS IN TUBES WITH HIGH HEAT FLUXES by E. BURCK, W. HUFSCHMIDT, W. RIEBOLD

European Atomic Energy Community — EURATOM
Joint Nuclear Research Center
Ispra Establishment (Italy)
Heat Exchanges Service
Brussels, June 1963 — pages 32 — figures 10

Two different methods of measuring the local heat transfer coefficients in tubes with high heat fluxes have been compared. The temperature of the wetted surface has been calculated with the temperature of the unwetted surface, measured either by means of thermocouples or the medium tube wall temperature, which can be calculated by measuring the tube resistance. It is shown that the second method may lead to considerable errors, if local values

E U R 3 4 8 . d

METHODS OF MEASURING THE LOCAL HEAT TRANSFER COEFFICIENTS IN TUBES WITH HIGH HEAT FLUXES by E. BURCK, W. HUFSCHMIDT, W. RIEBOLD

European Atomic Energy Community — EURATOM
Joint Nuclear Research Center
Ispra Establishment (Italy)
Heat Exchanges Service
Brussels, June 1963 — pages 32 — figures 10

Two different methods of measuring the local heat transfer coefficients in tubes with high heat fluxes have been compared. The temperature of the wetted surface has been calculated with the temperature of the unwetted surface, measured either by means of thermocouples or the medium tube wall temperature, which can be calculated by measuring the tube resistance. It is shown that the second method may lead to considerable errors, if local values

zu erheblichen Fehlern führen kann, wenn man örtliche Messungen durchführen will. Die Brauchbarkeit des ersten Messverfahrens und des Auswertungsverfahrens mithilfe der exakten Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit Wärmequellen und temperaturabhängigen Stoffwerten des Wandmaterials wird an hand eigener Messungen an wasserdurchströmten Rohren verschiedener Geometrien und Materialien bis zu Wärmestromdichten von 400 W/cm^2 nachgewiesen.

will be determined. The first measuring and evaluation method by means of the exact solution of the differential equation of heat conduction with heat sources and temperature dependent physical properties of the tube materials has been proved by own measurements on water-cooled tubes with different tube geometries and materials at heat fluxes up to about 400 W/cm^2 .

will be determined. The first measuring and evaluation method by means of the exact solution of the differential equation of heat conduction with heat sources and temperature dependent physical properties of the tube materials has been proved by own measurements on water-cooled tubes with different tube geometries and materials at heat fluxes up to about 400 W/cm^2 .

will be determined. The first measuring and evaluation method by means of the exact solution of the differential equation of heat conduction with heat sources and temperature dependent physical properties of the tube materials has been proved by own measurements on water-cooled tubes with different tube geometries and materials at heat fluxes up to about 400 W/cm^2 .

EUR 348.d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

DIE BESTIMMUNG ÖRTLICHER
WÄRMEÜBERGANGSZAHLEN AN ROHREN
BEI HOHEN WÄRMESTROMDICHTEN

von

E. Burck, W. Hufschmidt, W. Riebold

1963



Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Ispra - Italien

Wärmeübertragung-Dienst

1942

1942

1942

1942

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	4
1. Meßtechnische Grundlagen	4
1.1. Messung der Temperatur der ungekühlten Oberfläche	6
1.2. Messung des mittleren elektrischen Widerstandes	8
2. Berechnungsgrundlagen für die Temperatur der gekühlten Oberfläche	9
3. Versuchsanlage	14
4. Meßergebnisse	15
4.1. Ortliche Wärmeübergangszahlen	16
4.2. Mittlere Wärmeübergangszahlen	17
Literaturnachweis	20

Verzeichnis der Tabellen und Abbildungen

- Tabelle 1 : Daten der für die Untersuchungen benutzten Meßstrecken.
- Abb. 1 : Schematische Darstellung der Versuchsstrecke.
- Abb. 2 : Temperaturdifferenz-Verhältnisse nach Gleichung (4) an der Folie des Thermoelementes in Abhängigkeit von der Dicke der Isolation.
- Abb. 3 : Schematische Darstellung der Meßanordnung einer Thomson-Brücke.
- Abb. 4 : Schematische Darstellung des Temperaturverlaufs in einer elektrisch beheizten Wand.
- Abb. 5 : Vergleich der relativen Unterschiede der berechneten Temperaturdifferenzen in der elektrisch beheizten Rohrwand verschiedener Berechnungsverfahren.
- Abb. 6 : Vergleich der berechneten Temperaturdifferenzen in der elektrisch beheizten Rohrwand als Funktion der Wärmestromdichte.
- Abb. 7 : Gemessene örtliche reduzierte Nusseltzahlen an der Versuchsstrecke 17/14 - V2A als Funktion des dimensionslosen Abstandes.
- Abb. 8 : Gemessene mittlere reduzierte Nusseltzahlen nach H. HAUSEN [7] ausgewertet.
- Abb. 9 : Gemessene mittlere reduzierte Nusseltzahlen nach F.W. DITUS und L.M.K. BOELTER [8] ausgewertet.
- Abb. 10 : Gemessene mittlere reduzierte Nusseltzahlen nach V.V. YAKOVLEV [6] ausgewertet.

DIE BESTIMMUNG ÖRTLICHER WÄRMEÜBERGANGSZAHLEN AN ROHREN BEI HOHEN WÄRMESTROMDICHTEN

Zusammenfassung

Es werden zwei Meßverfahren zur Bestimmung örtlicher Wärmeübergangszahlen an Rohren bei hohen Wärmestromdichten verglichen, bei denen die nicht meßbare Temperatur der gekühlten Oberfläche berechnet wird mithilfe entweder der meßbaren Temperatur der ungekühlten Oberfläche (Thermoelement) oder einer mittleren Rohrwandtemperatur, die sich aus dem Rohrwidestand ergibt. Es wird gezeigt, daß das zweite Verfahren unter Umständen zu erheblichen Fehlern führen kann, wenn man örtliche Messungen durchführen will. Die Brauchbarkeit des ersten Meßverfahrens und des Auswertungsverfahrens mithilfe der exakten Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit Wärmequellen und temperaturabhängigen Stoffwerten des Wandmaterials wird anhand eigener Messungen an wasserdurchströmten Rohren verschiedener Geometrien und Materialien bis zu Wärmestromdichten von 400 W/cm^2 nachgewiesen.

Summary

Two different methods of measuring the local heat transfer coefficients in tubes with high heat fluxes have been compared. The temperature of the wetted surface has been calculated with the temperature of the unwetted surface, measured either by means of thermocouples or the medium tube wall temperature, which can be calculated by measuring the tube resistance. It is shown that the second method may lead to considerable errors, if local values will be determined. The first measuring and evaluation method by means of the exact solution of the differential equation of heat conduction with heat sources and temperature dependent physical properties of the tube materials has been proved by own measurements on water-cooled tubes with different tube geometries and materials at heat fluxes up to about 400 W/cm^2 .

Einleitung

Zur Ermittlung örtlicher Wärmeübergangszahlen von strömenden Medien bei hohen Wärmestromdichten werden in erster Linie direkt elektrisch beheizte Versuchsstrecken benutzt, das sind meist außen- oder innengekühlte Rohre. Da die Messung der Temperatur der gekühlten Oberfläche, die zur Berechnung der Wärmeübergangszahl notwendig ist, fast immer unmöglich ist $\lceil _1 \rceil$, muß man sich damit begnügen, die Temperatur der ungekühlten, isolierten Oberfläche mit Thermoelementen oder irgendeine mittlere Wandtemperatur mithilfe des elektrischen Widerstandes zu messen. Die bei hohen Wärmestromdichten auftretende erhebliche Differenz zwischen der so gemessenen Temperatur und der gesuchten Temperatur der gekühlten Oberfläche läßt sich rechnerisch bestimmen aus der Lösung der Differentialgleichung für Wärmeleitung in einer Rohrwand mit Wärmequellen und temperaturabhängigen Stoffwerten.

1. Meßtechnische Grundlagen

Um die Wärmeübergangsverhältnisse bei der Strömung von Medien an Rohren bei hohen Wärmestromdichten besser übersehen zu können, ist es wünschenswert, örtliche Wärmeübergangszahlen zu kennen. Deren Messung ist jedoch nur möglich, wenn man Mittelwerte der Wärmeübergangszahl in beliebig kleinen Teilstücken der Versuchsstrecke bestimmt.

Die Berechnung dieser "örtlichen" Wärmeübergangszahl folgt aus ihrer Definitionsgleichung:

$$(1) \quad \alpha = \frac{q_h}{T_w - T_b} \quad \lceil \text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \rceil$$

worin: $q_h \lceil \text{W/m}^2 \rceil$ = Wärmestromdichte, d.h. die Wärmemenge pro Flächeneinheit an einem bestimmten Teilstück der Meßstrecke

$T_w \lceil ^\circ\text{C} \rceil$ = Temperatur der gekühlten Oberfläche

$T_b \lceil ^\circ\text{C} \rceil$ = mittlere Temperatur des Mediums, bezogen auf den Wärmemassenstrom (Bulktemperatur)

Eine direkte Messung dieser drei Größen, die zur Ermittlung der Wärmeübergangszahl nach Gleichung 1 benötigt werden, ist nicht möglich. Sie lassen sich aber aus Messungen anderer Größen berechnen.

Die Wärmestromdichte q_h an einer gewissen Stelle $(x + \frac{\Delta x}{2})$ der beheizten Versuchsstrecke vom Beginn der Beheizung aus ergibt für ein Teilstück Δx (vergl. Abb. 1) durch Messung des Gesamtstromes I und des Spannungsabfalls ΔU an dem Teilstück Δx :

$$(2) \quad q_h = \frac{I \cdot \Delta U}{\pi \cdot d_i \cdot \Delta x}$$

Dabei ist d_i der Durchmesser der vom Kühlmedium benetzten Oberfläche. Die Bulktemperatur T_b an dieser Stelle $(x + \frac{\Delta x}{2})$ läßt sich aus der Aufwärmung des Kühlmediums vom Anfang der Beheizung der Versuchsstrecke berechnen:

$$(3) \quad T_b = T_i + \frac{I \cdot (U_{0-x} + \frac{\Delta U}{2})}{Q_m \cdot c_k}$$

worin: U_{0-x} [V] = Spannungsabfall vom Anfang der Beheizung bis zur Stelle x
 ΔU [V] = Spannungsabfall am Teilstück Δx
 Q_m [kg/s] = Mengenstrom des Kühlmediums
 c_k [I/kg°C] = mittlere spez. Wärme des Kühlmediums
 T_i [°C] = Eintrittstemperatur des Kühlmediums in die beheizte Versuchsstrecke

Die Wandtemperatur T_w auf der gekühlten Oberfläche der Versuchsstrecke muß aus der Messung irgendeiner mittleren Wandtemperatur oder der Temperatur auf der ungekühlten Oberfläche berechnet werden. Wie im folgenden gezeigt wird, führt die aus der Messung des elektrischen Widerstandes der Rohrwand an einem Teilstück Δx berechnete mittlere Wandtemperatur unter Umständen zu erheblichen Fehlern. Die Temperatur der ungekühlten Oberfläche kann jedoch direkt mithilfe von elektrisch isoliert aufgebrachtten Thermoelementen gemessen werden. Das Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Temperaturdifferenz zwischen der so gemessenen Temperatur und der gesuchten Wandtemperatur T_w wird im Abschnitt 2 dieses Berichtes ausführlich beschrieben.

Im folgenden werden die beiden Meßverfahren, die zur Bestimmung von T_w benutzt werden, das heißt Temperaturmessung mit Thermoelementen auf der ungekühlten Oberfläche und Bestimmung des mittleren Widerstandes des Teilstücks Δx diskutiert.

1.1 Messung der Temperatur der ungekühlten Oberfläche

Auf der ungekühlten Oberfläche der Versuchsstrecke werden jeweils in der Mitte eines Teilstückes Δx , in dem die "örtliche" Wärmeübergangszahl ermittelt werden soll, Thermoelemente elektrisch isoliert gegenüber der Meßstrecke fest aufgebracht. Die elektrische Isolation des Elementes ist erforderlich, da wegen der Beheizung der Meßstrecke mit Gleichstrom durch den Spannungsabfall an der zweckmäßigerweise etwas ausgewalzten Schweißperle des Elementes erhebliche Meßfehler auftreten können. Zur Fixierung der Thermoelementspitze hat sich das Klebmittel "Baldwin-Zement", das für die Anbringung von Dehnungsmeßstreifen benutzt wird und Temperaturen bis 1000°C aushält, gut bewährt. Diese elektrische Isolierung des Thermoelementes von der Rohrwand stellt gleichzeitig eine Wärmeisolierung des Elementes dar. Der dadurch bedingte Temperaturabfall in der Isolierfolie ($< 0,1$ mm Dicke) läßt sich jedoch durch eine gute Isolation der gesamten Meßstrecke, z.B. mit festen Isolierschalen, sehr klein halten. Wärmeableitungsfehler der Thermoelemente lassen sich weitgehend ausschalten, indem man den Thermodraht etwa einen halben Rohrumfang auf gleicher Rohrwandtemperatur hält.

Der durch den Temperatursprung in der Isolierfolie bedingte Meßfehler läßt sich leicht berechnen:

$$(4) \quad \frac{T_{is} - T_T}{T_T - T_R} = \frac{\frac{S_F}{\lambda_F d_a}}{\frac{1}{2\lambda_I} \ln\left(1 + \frac{2s_I}{d_a}\right) + \frac{1}{\alpha_R d_a (1 + 2s_I/d_a)}}$$

worin: S_F [m] = Dicke der Klebefolie mit der Wärmeleitfähigkeit λ_F [W/m $^\circ\text{C}$]

s_I [m] = Dicke der Isolierschalen mit der Wärmeleitfähigkeit λ_I [W/m $^\circ\text{C}$]

$$d_a \text{ [m]} = \text{Rohraußendurchmesser (ungekühlte Oberfläche)}$$

$$\alpha_R \text{ [} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}} \text{]} = \text{Wärmeübergangszahl an der Außenseite der Isolation}$$

$$T_{is} \text{ [} ^\circ\text{C} \text{]} = \text{wahre Temperatur der ungekühlten Oberfläche}$$

$$T_T \text{ [} ^\circ\text{C} \text{]} = \text{mit Thermoelement gemessene Temperatur}$$

$$T_R \text{ [} ^\circ\text{C} \text{]} = \text{Umgebungstemperatur (Raumtemperatur)}$$

Für ein Rohr von beispielsweise 14 mm Außendurchmesser ergeben sich die in Abbildung 2 dargestellten Temperaturdifferenzen. Für eine Temperaturdifferenz zwischen Thermoelement und Raum von 200°C schwankt bei einer Isolierstärke von 30 mm der Temperatursprung in der Klebefolie von 0,1 mm Stärke um 0,16 bis 0,18 °C, wenn sich der äußere Wärmeübergang an der Isolierung (α_R) von 10 auf 20 W/m² °C ändert. Diese Abweichung ist gegenüber der Meßgenauigkeit der Thermoelemente und gegenüber der Genauigkeit des Berechnungsverfahrens für T_w vernachlässigbar klein.

Die Wärmeisolation der Meßstrecke bewirkt bei schnellen Änderungen der Rohrwandtemperatur unter Umständen eine Verzögerung der Anzeige des Thermoelementes. Um diese Anzeigeträgheiten herabzusetzen, ergeben sich bei nicht isolierter Meßstrecke (d.h. $s_I = 0$, Abb. 2) folgende Fehler in der Wandtemperaturmessung: Bei einer Temperaturdifferenz zwischen Thermoelement und Raum von 200°C schwankt bei einer Klebefolienstärke von 0,1 mm der Temperatursprung in der Folie um 0,25 bis 0,5 °C, wenn sich α_R von 10 auf 20 W/m² °C ändert.

Die Halbwertszeit des aufgeklebten Thermoelementes bei nicht isoliertem Rohr läßt sich für eine einmalige plötzliche Temperaturänderung der Rohrwand näherungsweise angeben [2]:

$$(5) \quad \tau = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \frac{s_F^2}{a} \ln\left(\frac{8}{\pi}\right) \quad [s]$$

worin $s_F \text{ [m]} = \text{Dicke der Klebefolie}$
 $a \text{ [} \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \text{]} = \text{Temperaturleitfähigkeit des Klebematerials}$

Für $s_F = 0,1 \text{ mm}$ und $a = 4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ ergeben sich für die Halbwertszeit $\tau \approx 10 \text{ ms}$.

1.2 Messung des mittleren elektrischen Widerstandes

Bekanntlich läßt sich mithilfe des mittleren elektrischen Widerstandes R_x des beheizten Rohrstückes der Länge Δx auch seine mittlere Temperatur T_x bestimmen:

$$(6) \quad R_x = R_0 [1 + \epsilon (T_x - T_0)] \quad [\Omega]$$

worin R_0 der Widerstand des Längenstückes bei der Bezugstemperatur T_0 und $\epsilon [1/^\circ\text{C}]$ den Temperaturkoeffizient für den elektrischen Widerstand des verwendeten Rohrwandmaterials bedeuten. Zur genauen Bestimmung der mittleren Wandtemperatur mithilfe dieser Meßmethode muß eine Präzisions-Thomson-Brücke verwendet werden.

Wie J. DUPONT und J. CAMPOSILVAN [3] in einer Rechnung nachwiesen, führt die Messung des örtlichen Widerstandes an einem Teilstück Δx unter Umständen zu erheblichen Fehlern, da der Widerstand R_a (Abbildung 3) des zwischen dem zu messenden Widerstand R_x und dem Normalwiderstand R_N gelegenen Rohrstückes der Länge x nicht sehr klein ist gegenüber R_x . Bei Gleichgewicht an den Punkten E und F der Brücke (Abb. 3) gilt:

$$(7) \quad R_x = \frac{M}{N} R_N + n \frac{i_2}{I} \left(\frac{M}{N} - \frac{m}{n} \right)$$

Bei einer Präzision in der Herstellung der Brücke von $\pm 0\%$ wäre funktionsgemäß $M/N = m/n$ und mithin der erste Summand in Gleichung 7 der exakte Widerstand R_{x0} . Die Differenz beider R_x -Werte, d.h.

$\Delta R_x = R_x - R_{x0}$, stellt somit die wirkliche Meßungenauigkeit der Brücke dar. Mithilfe des Spannungsabfalls an den Punkten B und C: $u = (I - i_2) R_a = (m+n)i_2$ ergibt sich mit der Vernachlässigung, daß $R_a \ll (m+n)$ ist:

$$(8) \quad \frac{\Delta R_x}{R_a} = \frac{\frac{M}{N} - \frac{m}{n}}{1 + \frac{m}{n}}$$

Unter der Annahme, daß jeder Einzelwiderstand der Brücke mit dem gleichen relativen Fehler f behaftet ist, das heißt beispielsweise für M : $f = \frac{\Delta M}{M}$, ergibt sich für die Differenz der Widerstandsverhältnisse im Zähler ein relativer Fehler von $4f$. Nimmt man

für diese Fehlerabschätzung an, daß $\frac{M}{N} \approx \frac{m}{n} = K$ ist, ergibt sich aus Gleichung 8:

$$(9) \quad \frac{\Delta R_x}{R_a} = 4f \frac{k}{1+k}$$

Für die vorliegenden Messungen ist $K > 10$, und damit wird $K/(1+K) \approx 1$. Mit Gleichung 6 kann man aus der Widerstandsungenauigkeit ΔR_x die Ungenauigkeit ΔT_x in der Temperaturbestimmung berechnen. Andererseits gilt für ein Rohr mit angenähert gleichbleibendem Querschnitt, daß R_x proportional Δx und R_a proportional x ist. Somit wird der absolute Fehler in der Bestimmung der mittleren Wandtemperatur:

$$(10) \quad \Delta T_x = \frac{4f}{\epsilon} \cdot \frac{x}{\Delta x}$$

Man erkennt, daß ΔT_x umso größer wird, je ungenauer die Widerstände der Brücke (f) hergestellt sind, je größer der Abstand x der vorgeschalteten Rohrstrecke ist, je enger die Abgriffe A und B (Δx) zusammenliegen und je kleiner der Temperaturkoeffizient ϵ für den Widerstand des Rohrmaterials ist. Nur bei $x = 0$, das heißt bei Messung des Widerstandes der gesamten Versuchsstrecke, verschwindet der Fehler ΔT_x .

Bei Verwendung einer fünfdkadigen Präzisions-Thomsonbrücke von O. WOLFF, Berlin, mit $f = 0,01\% = 10^{-4}$ ist für ein Rohr aus rostfreiem Stahl ($\epsilon = 8 \cdot 10^{-4} \text{ 1/}^\circ\text{C}$) der Faktor $4f/\epsilon = 0,5^\circ\text{C}$. Bei unseren Versuchen variierte $\frac{x}{\Delta x}$ von 0 bis 12, und somit schwankt ΔT_x von 0 bis 6°C . Für Aluminium ($\epsilon = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ 1/}^\circ\text{C}$) und Kupfer ($\epsilon = 3 \cdot 10^{-3} \text{ 1/}^\circ\text{C}$) variieren die entsprechenden ΔT_x -Werte zwischen 0 und $1,33^\circ\text{C}$ bzw. 0 und $1,6^\circ\text{C}$.

Diese beträchtlichen Ungenauigkeiten, vor allem bei rostfreiem Stahl, schließen eine Verwendung dieser Meßmethode für die Bestimmung örtlicher Wärmeübergangszahlen aus.

2. Berechnungsgrundlagen für die Temperatur der gekühlten Oberfläche

Die Berechnung der Temperatur der gekühlten Oberfläche erfordert die

Lösung der Fourierschen Differentialgleichung für ein zeitlich konstantes Temperaturfeld in einer Rohrwand mit Wärmequellen. G. GRASS [1] behandelte dieses Problem unter der vereinfachenden Annahme temperaturunabhängiger Stoffwerte des Rohrwandmaterials (Wärmeleitfähigkeit λ_w und elektrischer Widerstand g), das heißt konstanter Wärmequellenverteilung in radialer Richtung. Die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit dieser Stoffwerte führt zu einer quadratischen Differentialgleichung, die von R. GERBER [4] analytisch und von uns [5] numerisch gelöst wurde. Wird die Temperatur T_{is} der ungekühlten Rohrwand direkt mit Thermoelementen gemessen, muß die Temperaturdifferenz ($T_{is} - T_w$) über die gesamte Wandstärke berechnet werden. Im anderen Fall, wo dem gemessenen Widerstand eine mittlere Temperatur T_m zugeordnet wird, muß die Differenz ($T_m - T_w$) berechnet werden. G. GRASS [1] berechnete diese mittlere Temperatur T_m als integralen Mittelwert der Temperaturverteilung in der Rohrwand bei konstanter Wärmequellenverteilung. Bei Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte λ_w und g folgt die mittlere Temperatur T_m aus einer Betrachtung über die in der Rohrwand dissipierte elektrische Energie. Für die gesuchte Temperaturdifferenz ($T_m - T_w$) ergibt sich folgender Ausdruck:

$$(11) \quad T_m - T_w = \frac{1}{\epsilon_{is}} \left[\frac{1}{\frac{2}{\bar{\varphi}^2 - 1} \int_1^{\varphi} \frac{\varphi d\varphi}{1 + \epsilon_{is} \vartheta}} - 1 \right] - (T_w - T_{is})$$

worin: ϵ_{is} [1/°C] = Temperaturkoeffizient für den elektrischen Widerstand, bezogen auf T_{is}

$$\bar{\varphi} = \frac{d}{d_i} = \text{Durchmesser Verhältnis}$$

$$\vartheta = T(\varphi) - T_{is} = \text{Temperaturkoordinate}$$

Zur Berechnung der Differenz ($T_m - T_w$) muß damit sowohl der Temperaturverlauf in der Wand (ϑ) als auch die Differenz ($T_{is} - T_w$) in der Wand bekannt sein. Beide Größen folgen aus der Lösung der exakten Differentialgleichung.

Eine Gegenüberstellung der Temperaturdifferenzen ($T_m - T_w$) nach G. GRASS und nach Gleichung 11 zeigt, daß bei Annahme konstanter Wärmequellenverteilung in der Wand und integraler Mittelwertbildung für T_m diese Differenzen niedriger sind als nach Gleichung 11. Die Abweichungen

der beiden Differenzen voneinander wachsen mit zunehmender Wärmestromdichte und zunehmender Wanddicke.

Wie im vorigen Abschnitt bereits ausgeführt wurde, ist die Methode zur Bestimmung von T_w mithilfe des elektrischen Widerstandes nur begrenzt anwendbar. Die folgenden Betrachtungen sollen sich deshalb auch nur auf die Gesamtdifferenz ($T_{is} - T_w$) erstrecken, deren Berechnung sich als Lösung der Fourierschen Differentialgleichung ergibt. Für zeitlich konstante Temperaturfelder mit Wärmequellen und temperaturabhängigen Stoffwerten λ_w und g lautet diese:

$$(12) \quad \operatorname{div}(\lambda_w \cdot \operatorname{grad} T) + W = 0$$

mit: W [W/m^3] = spezifische Wärmequellenenergieigkeit.

In unserem Falle ist:

$$(13) \quad W = \frac{(\Delta U / \Delta x)^2}{g(\varphi)}$$

Hierin bedeuten ($\Delta U / \Delta x$) der Spannungsgradient in axialer Richtung und $g(\varphi)$ der temperatur- und damit auch ortabhängige spezifische elektrische Widerstand. Für die meisten der interessierenden Metalle kann im jeweils vorkommenden Temperaturbereich sowohl für die Wärmeleitfähigkeit λ_w als auch für den spezifischen elektrischen Widerstand g eine lineare Temperaturabhängigkeit angenommen werden:

$$(14 \text{ a}) \quad \lambda_w(\varphi) = \lambda_{is} (1 + \beta_{is} \cdot \vartheta)$$

$$(14 \text{ b}) \quad g(\varphi) = g_{is} (1 + \varepsilon_{is} \cdot \vartheta)$$

Hierin bedeuten die Indizes "is", daß die entsprechenden Stoffwerte auf die Temperatur T_{is} zu beziehen sind (vergl. Abbildung 4). Damit ergibt sich die Differentialgleichung für ein eindimensionales, rotationssymmetrisches Temperaturfeld mit Wärmequellen:

$$(15) \quad \frac{d^2 \vartheta}{d\varphi^2} + \frac{1}{\varphi} \frac{d\vartheta}{d\varphi} + \frac{\beta_{is}}{1 + \beta_{is} \cdot \vartheta} \left(\frac{d\vartheta}{d\varphi} \right)^2 + \frac{C}{1 + \gamma_1 \vartheta + \gamma_2 \vartheta^2} = 0$$

worin:

$$C = \frac{(\Delta U / \Delta x)^2 \cdot d_i^2}{4 g_{is} \cdot \lambda_{is}} \quad [^\circ C]$$

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \varepsilon_{is} + \beta_{is} & [1/^\circ\text{C}] \\ \gamma_2 &= \varepsilon_{is} \cdot \beta_{is} & [(1/^\circ\text{C})^2]\end{aligned}$$

Für unseren Fall lauten die Randbedingungen gemäß Abbildung 4:

Für $\varphi = \bar{\varphi}$ ist $\dot{v} = 0$ und $\frac{d\dot{v}}{d\varphi} = 0$.

Die Differentialgleichung 15 ist quadratisch und einmal numerisch und zum anderen durch Reihenentwicklung lösbar. Die numerische Lösung wurde von I. GARGANTINI [5] durchgeführt und in FORTRAN für die elektronische Rechenanlage IBM 7090 programmiert. Aufgrund einer analytischen Lösung durch Reihenentwicklung kam R. GERBER [4] zu folgender Gleichung für den Temperatursprung ($T_{is} - T_w$) in der gesamten Rohrwand:

$$(16) \quad T_{is} - T_w = D \left[-1 + \frac{E}{3} - \frac{E^2}{4} + \frac{E^3}{5} - \frac{E^4}{6} + \frac{\kappa_{is} \cdot D - 3\beta_{is} \cdot D}{6} + \frac{E \cdot D (5\beta_{is} - \kappa_{is})}{15} + \frac{D^2 (\kappa_{is} - 3\beta_{is})(\kappa_{is} - 15\beta_{is})}{90} + \frac{E^2 \cdot D (9 \cdot \kappa_{is} - 55 \cdot \beta_{is})}{180} \right]$$

worin:

$$D = \frac{\sigma_{is} (\Delta U / \Delta x)^2 (d_a - d_i)^2}{B \cdot \lambda_{is}} \quad [^\circ\text{C}]$$

$$E = -\left(1 - \frac{1}{\bar{\varphi}}\right) = -\frac{d_a - d_i}{d_a}$$

$\kappa_{is} [1/^\circ\text{C}]$ = Temperaturkoeffizient der elektrischen Leitfähigkeit σ , bezogen auf T_{is}

$\sigma_{is} [1/\Omega\text{m}]$ = elektrische Leitfähigkeit bei T_{is}

Für Gleichung 16 wurde entsprechend den Gleichungen 14 auch für die elektrische Leitfähigkeit σ ein lineares Gesetz angenommen:

$$(14 \text{ c}) \quad \sigma(\varphi) = \sigma_{is} (1 + \kappa_{is} \cdot \dot{v})$$

Ein Vergleich der Ergebnisse, die man aus der numerischen Lösung der Gleichung 15 und aus Gleichung 16 erhält, sowie aus der von G. GRASS [1] angegebenen Lösung bei konstanter Wärmequellenverteilung ist in den Abbildungen 5 und 6 dargestellt. Dabei sind in Abbildung 5 die beiden letzten Lösungen auf die numerische Lösung bezogen worden und in Abbildung 6 sind die Differenzen $(T_{is} - T_w)$ direkt dargestellt.

Während man bei der analytischen Lösung (Gleichung 16) dadurch, daß die Reihe nach den ersten Gliedern abgebrochen wurde, eine von der Größe der Parameter abhängige Näherungslösung erhält, ist die numerische Lösung mit einer Genauigkeit von 10^{-4} für die Differenz zweier aufeinanderfolgender Ergebnisse der Iteration durchgeführt worden. Aus der Darstellung in Abbildung 5 geht hervor, daß bei Wärmestromdichten bis zu 300 W/cm^2 und bei Wandstärken bis zu 2 mm die Werte aus der Lösung nach Gleichung 16 bis zu maximal 1,5 % und die nach G. GRASS [1] bis zu 7 % niedriger liegen als die Werte aus der numerischen Lösung. In beiden Fällen steigen die Abweichungen bei zunehmender Wandstärke und zunehmender Wärmestromdichte.

Zusammenfassend kann man also gemäß Abbildung 5 sagen, daß die Lösung nach Gleichung 16 für Wandstärken $< 2 \text{ mm}$ und bei Wärmestromdichten $q_h < 400 \text{ W/cm}^2$ eine genügende Genauigkeit für $(T_{is} - T_w)$ liefert. Inwieweit allerdings diese Genauigkeit in der Bestimmung von T_w für die Berechnung der Wärmeübergangszahl α nach Gleichung 1, zu der die Differenz $(T_w - T_b)$ herangezogen werden muß, ausreicht, hängt vom Temperaturniveau in der Rohrwand und von der Reynoldsschen Zahl der Strömung ab. Dabei hat die Lösung (16) von R. GERBER [4] den Vorteil, daß sie in analytischer Form vorliegt und somit mithilfe von Tischrechenmaschinen oder Rechenschieber ausgewertet werden kann. Die numerische Lösung [5] erfordert dagegen die Benutzung einer elektronischen Rechenanlage. Die Lösung nach G. GRASS [1] mit konstanter Wärmequellenverteilung in der Wand ist allenfalls für eine erste überschlägliche Rechnung verwendbar und selbst dort nur bis zu Wärmestromdichten von 80 W/cm^2 . Für Wärmeübergangsversuche bei höheren Wärmestromdichten als 400 W/cm^2 bzw. an dickwandigeren Rohren als 2 mm ist die Benutzung der Lösung 16 von R. GERBER nicht mehr unbeschränkt möglich. Beispielsweise werden in neueren russischen Veröffentlichungen über Wärmeübergangsuntersuchungen Wärmestromdichten bis zu 1500 W/cm^2 genannt. Wie R. GERBER

selbst angibt, ist die Konvergenz der Lösung 16 nur dann vorhanden, wenn $|E| < 0,4$, $|\kappa_{is} \cdot D|$ oder $|\beta_{is} \cdot D| < 0,2$ ist. Die Größe D in Gleichung 16 kann als eine erste Näherung des Temperatursprunges in der Wand angesehen werden. Damit folgt beispielsweise für rostfreien Stahl mit $\beta_{is} \approx \kappa_{is} \approx 8 \cdot 10^{-4} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ der maximal zulässige Temperatursprung in der Wand zu $D \approx (T_{is} - T_w) < 250^\circ\text{C}$. Wie aus Abbildung 6 für ein Rohr aus rostfreiem Stahl mit 14/10 mm Durchmesser bei Innenkühlung hervorgeht, ist bereits bei $q_h = 500 \text{ W/cm}^2$ ein Temperatursprung $(T_{is} - T_w)$ von etwa 300°C zu erwarten. Bei Anwendung der numerischen Lösung $\left[\frac{5}{5} \right]$ der Differentialgleichung 15 stellen lediglich die Diskontinuitätsstellen der Koeffizienten der Gleichung 15 eine Beschränkung dar, die gegeben sind durch: $(1 + \beta_{is} \vartheta) = 0$ und $(1 + \gamma_1 \vartheta + \gamma_2 \vartheta^2) = 0$. Daraus folgt für den maximalen Temperatursprung in der Wand:

$$|T_{is} - T_w| < \min \left| \frac{1}{\epsilon_{is}}, \frac{1}{\beta_{is}} \right|$$

Für rostfreien Stahl liefert diese Begrenzung eine maximale Differenz $(T_{is} - T_w)$ von etwa 1000°C , die aus Festigkeitsgründen des Rohrmaterials praktisch nicht mehr zulässig ist. Damit ist aber die numerische Lösung für praktisch vorkommende Fälle unbegrenzt anwendbar.

3. Versuchsanlage

Das Ziel der vorliegenden Untersuchungen war die Erprobung des in Abschnitt 1.1. beschriebenen Meßverfahrens und die Anwendung der Lösungen der Differentialgleichung (Abschnitt 2) zur Berechnung der Temperatur der gekühlten Oberfläche.

Zu diesem Zweck wurden Rohre verschiedener Geometrien und Materialien untersucht, deren charakteristische Werte in Tabelle 1 zusammengestellt sind. Auf jeder Versuchsstrecke (Abb. 1) waren Spannungsabgriffe durch (Kondensatorentladung) stumpf aufgeschweißt, die aus Drähten von $0,2 \text{ mm } \varnothing$ von gleichem Material wie das Versuchsrohr bestehen. Damit vermeidet man zusätzliche Thermospannungen an den Abgriffstellen, die die Messung der Differenzspannung ΔU zwischen zwei benachbarten Abgriffen verfälschen würden. Zwischen je zwei Abgriffen waren in der

Mitte Thermoelemente durch Hochtemperatur-Baldwin-Zement elektrisch isoliert auf den Rohren befestigt. Die Schichtdicke der Isolation war geringer als 0,1 mm. Die auswechselbaren Meßstrecken waren mit 50 mm dicken Isolierschalen gegen Wärmeverluste isoliert und gegenüber einem geschlossenen Wasserkreislauf elektrisch isoliert. Vor und hinter der Meßstrecke wurde die Mischtemperatur im Wasserstrom gemessen. Die umlaufende Wassermenge, die mit Ventilen und einer Bypass-Leitung eingestellt werden konnte, wurde mit auswechselbaren geeichten Blendenstrecken bestimmt. Zur Zirkulation des Wassers diente eine Kreiselpumpe von maximal 15 m³/h Fördermenge bei 15 at Druckerhöhung. Die von der Pumpe und Versuchsstrecke in das Wasser einfallende Wärmemenge konnte in einem Doppelrohrkühler von maximal 300 kW Leistung abgeführt werden. Vor jeder Messung wurden der mittlere Außen- und Innendurchmesser der kalibrierten Versuchsrohre durch Messung mit einem Mikrometer bzw. durch Ausliterung mit Wasser auf 0,05 mm genau ermittelt. Die Stoffwerte des Rohrwandmaterials, d.h. seine elektrische und Wärmeleitfähigkeit sowie deren Abhängigkeiten von der Temperatur, sind in Tabelle 1 zusammengestellt. In Vorversuchen wurden an Probestücken der verwendeten Versuchsrohre die mittleren Rauigkeiten von Herrn J. Jung bestimmt. Die Messungen selbst wurden bei verschiedenen Wassertemperaturen vor der Meßstrecke (zwischen 20 und 60°C) in den im nächsten Abschnitt angegebenen Bereichen von den Herren E. de Clercq und H. Hoffmann sehr sorgfältig durchgeführt. Ihnen sei an dieser Stelle gedankt.

4. Meßergebnisse

Mit den in Tabelle 1 zusammengestellten Versuchsstrecken und den entsprechenden Anwendungen von Thermoelementen und Spannungsabgriffen wurden ausgedehnte Untersuchungen durchgeführt, die zur Überprüfung der Brauchbarkeit des beschriebenen Meß- und Auswertungsverfahrens dienten und die in den folgenden Meßbereichen lagen:

$$\text{Reynoldssche Zahl : } 30.000 < \left(Re = \frac{40_m}{\pi d \mu} \right) < 640.000$$

$$\text{Wärmestromdichte } \left[\frac{W}{cm^2} \right] : 30 < q_h < 410$$

$$\text{Prandtl'sche Zahl: } 2 < Pr < 5,5$$

$$\text{Durchmesserverhältnis: } 1,2 < \frac{d}{a} < 1,4$$

Wärmeleitfähigkeit des
Rohrwandmaterials $\left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{C}} \right] : 15,7 < \lambda_w < 380$

4.1. Örtliche Wärmeübergangszahlen

Die Meßstrecke 17/14-V2A wurde besonders im Hinblick auf die Untersuchung örtlicher Wärmeübergangszahlen im thermodynamischen Einlaufgebiet ausgebildet. Dazu wurden die Thermolemente und Spannungsabgriffe in sehr engem Abstand vom Beginn der beheizten Versuchsstrecke aus angeordnet. Die "örtlichen" Wärmeübergangszahlen gemäß der Definition am Anfang des 1. Abschnittes wurden an folgenden dimensionslosen Längen bestimmt:

$$\frac{x}{d} = 0,36; 0,72; 1,07; 1,43; 1,79; 3; 4; 5; 6; 7; 8; 9; 10; 11; 12;$$

Die mit dieser Anordnung gewonnenen Versuchsergebnisse sind in Abbildung 7 dargestellt. Darin wurde die reduzierte örtliche Nusseltsche Zahl als Funktion von x/d für verschiedene Reynoldssche Zahlen Re der Strömung und verschiedene Wärmestromdichten q_h wiedergegeben. Unter der reduzierten örtlichen Nusseltzahl ist folgender Ausdruck zu verstehen:

$$Nu_{x \text{ red.}} = \frac{Nu_x}{\left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0,11} \cdot Pr^{0,36}}$$

mit

$$Nu_x = \frac{\alpha \cdot d_i}{\lambda}$$

Die Wärmeleitfähigkeit λ des Kühlmediums in Nu_x sowie die Prandtl'sche Zahl Pr sind auf die örtliche Bulktemperatur T_b bezogen. Die Zahl Pr_w wurde mit den örtlichen Wandtemperaturen bestimmt. Der Bezugswert $\left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0,11} \cdot Pr^{0,36}$ für die Nusseltsche Zahl Nu_x ergab sich als beste Korrekturgröße in den später erwähnten Gleichungen der mittleren Nusseltzahlen für den Einfluß der Stoffwertbezugstemperatur im Strömungskern (T_b) und an der Wand (T_w).

Abbildung 7 zeigt den zu erwartenden Verlauf und steht in Übereinstimmung mit Messungen von V.V. YAKOVLEV [6], der Messungen örtlicher Wärmeübergangszahlen mit längs der Rohrachse konstanter Wärmestromdichte in vergleichbaren Meßbereichen, jedoch mit anderen Meßmethoden, durchgeführt hat. Auf eine weitergehende Diskussion

der eigenen Messungen örtlicher Wärmeübergangszahlen soll im Rahmen dieser Arbeit verzichtet werden, da sie nur bei einer Versuchsstrecke zur Demonstration der Möglichkeiten der von uns angewandten Meßmethode durchgeführt wurden. Es soll jedoch hervor- gehoben werden, daß - wie aus Abbildung 7 ersichtlich - der ther- mische Einlauf nach voller hydrodynamischer Ausbildung der Strö- mung für unsere Meßbereiche bereits nach $x/d \leq 8$ abgeschlossen ist.

Da bei der Messung örtlicher Wärmeübergangszahlen im thermischen Anlaufgebiet die Meßstellen in unmittelbarer Nähe der Stromzu- führungen zu der Meßstrecke liegen, muß für eine gleichmäßige Zuführung des Stromes längs des Rohrumfanges gesorgt werden, da sonst durch lokale Überhitzungseffekte in der Nähe der Zuführungen erhebliche Meßfehler auftreten können. Um diese mögliche Fehler- quelle mit Sicherheit auszuschließen, wurden bei den Meßorten in unmittelbarer Nähe des Beginns der Beheizung jeweils mehrere Thermoelemente in gleichem Abstand x umfangsversetzt angebracht.

Durch Anbringung von Thermoelementen auf den nicht beheizten Rohr- stücken der Versuchsstrecke jeweils unmittelbar vor und hinter den Stromzuführungen wurde festgestellt, daß die achsialen Wärme- verluste in die unbeheizten Ein- und Auslaufstrecken nicht meßbar waren, da diese Thermoelemente die jeweilige Bulktemperatur an- zeigten. Dadurch wurde gleichzeitig sichergestellt, daß der ther- mische Einlauf auch tatsächlich am Stromzuführungsflansch begann und nicht etwa schon vorher.

4.2. Mittlere Wärmeübergangszahlen

Um einen besseren Vergleich der eigenen Messungen mit der in Abschnitt 1.1 beschriebenen Meßmethode mit Meßergebnissen anderer Autoren zu ermöglichen, sind für die in Tabelle 1 angegebenen Versuchsstrecken mittlere Wärmeübergangszahlen für die gesamte beheizte Länge berechnet worden. Diese mittleren Wärmeübergangs- zahlen wurden aus gemessenen "örtlichen" Wärmeübergangszahlen gemäß der Definition in Abschnitt 1 berechnet. Das Gebiet des thermischen Einlaufes ($\frac{x}{d} \leq 8$) war sehr klein gegenüber der ganzen

beheizten Rohrlänge ($\frac{x}{d} = 120$) und außerdem war die Wärmestromdichte längs der Rohrachse nahezu konstant. Damit ist aber die so berechnete mittlere Wärmeübergangszahl aus gemessenen örtlichen Werten sehr wenig verschieden von einer mittleren Wärmeübergangszahl, die man mit der Wärmestromdichte und der Temperaturdifferenz ($T_w - T_b$) in der Mitte der beheizten Versuchsstrecke erhält.

Mit diesen mittleren Wärmeübergangszahlen α_m kann man mittlere Nusseltzahlen Nu_m berechnen, wobei sowohl für die Wärmeleitfähigkeit λ in Nu_m als auch für alle anderen Stoffwerte des Kühlmediums in Re und Pr die Bulktemperatur in der Mitte der Versuchsstrecke herangezogen wurde. Die Prandtl'sche Zahl Pr_w bzw. die kinematische Viskosität μ_w des Mediums wurde mit der Wandtemperatur an dieser Stelle berechnet.

In den Abbildungen 8, 9 und 10 sind nach eigenen Versuchsergebnissen berechnete mittlere Nusseltzahlen als Funktion der Reynoldsschen Zahl dargestellt und so ausgewertet (reduziert), daß ein Vergleich mit drei verschiedenen Wärmeübergangsgesetzen möglich war.

1.) Abbildung 8: Vergleich mit H. HAUSEN [7]:

$$(17) \quad \frac{Nu_m}{Pr^{0,42} (\mu/\mu_w)^{0,14}} = 0,037 (Re^{0,75} - 180)$$

2.) Abbildung 9: Vergleich mit F.W. DITTUS und L.M.K. BOELTER [8]:

$$(18) \quad \frac{Nu_m}{Pr^{0,4}} = 0,023 \cdot Re^{0,8}$$

3.) Abbildung 10: Vergleich mit V.V. YAKOVLEV [6]:

$$(19) \quad \frac{Nu_m}{Pr^{0,36} (Pr/Pr_w)^{0,11}} = 0,0277 \cdot Re^{0,8}$$

In allen Gesetzen wurde der Faktor, der den Einfluß der Rohrlänge auf den Wärmeübergang berücksichtigt, gleich Eins gesetzt.

Wie aus den Abbildungen 8 und 9 hervorgeht, sind die für konstante Wandtemperatur längs der Rohrachse gültigen Wärmeübergangs-

gesetze (17) (18) für den Fall konstanter Wärmestromdichte nicht anwendbar und geben Abweichungen gegenüber den eigenen Meßergebnissen von 30 % bzw. 20 % Auch eine Auswertung der eigenen Messungen nach A.P. COLBURN [9] und E.N. SIEDER und G.E. TATE [10] ergaben Abweichungen von 20 bis 30 %. Wie Abbildung 10 zeigt, stimmen unsere Meßergebnisse mit dem für konstante Wärmestromdichte längs der Rohrachse gültigen Gesetz (19) in dem vergleichbaren Meßbereich ($20000 < Re < 120000$; $52 < q_h < 380 \text{ W/cm}^2$) sehr gut überein.

Beim Vergleich der Streubereiche, innerhalb deren die eigenen Messungen nach den 3 verschiedenen Gesetzen dargestellt wurden, ergibt sich nach V.V. YAKOVLEV [6] der geringste Wert von $\pm 8 \%$ gegenüber $\pm 11 \%$ bei H. HAUSEN [7] und $\pm 15 \%$ bei F.W. DITTUS und L.M.K. BOELTER [8]. Es scheint, daß in den Gesetzen (17), (18) der Einfluß der Stoffwertbezugstemperaturen (T_w und T_b) für unsere Messungen mit hohen und konstanten Wärmestromdichten ($q_h < 400 \text{ W/cm}^2$) nicht ausreichend oder unzutreffend berücksichtigt wurde. Der Streubereich von $\pm 8 \%$ in Abbildung 10 liegt innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit in der Messung und Berechnung der Wärmeübergangszahlen. Ein Einfluß der Rohrrauigkeit der verschiedenen Versuchsstrecken (Tabelle 1) auf den Wärmeübergang war selbst bei den höchsten gemessenen Reynoldsschen Zahlen nicht feststellbar. In dem gemessenen Re-Bereich (30000 bis 640000) und q_h -Bereich (30 bis 410 W/cm^2) lassen sich unsere Messungen durch folgendes Gesetz wiedergeben:

$$(20) \quad Nu_m = 0,015 \cdot Re^{0,85} \cdot Pr^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0,11}$$

Da die eigenen Messungen mit verschiedenen Rohrgeometrien, Rohrmaterialien, verschiedenen Wärmestromdichten und Kühlmediumstemperaturen durchgeführt wurden und sämtliche Ergebnisse sich in dem angegebenen Streubereich von $\pm 8 \%$ durch Gleichung (20) wiedergeben lassen, wurde damit die Brauchbarkeit des angewendeten Meß- und Auswertungsverfahrens gezeigt.

Literaturnachweis

- [1] G. GRASS : Oberflächentemperaturmessung an Blechen und Rohren bei hohen Wärmestromdichten
Allg. Wärmetechnik 9 (1958/59), S. 1/3
- [2] GRÖBER-ERK-GRIGULL: Grundgesetze der Wärmeübertragung.
3. Aufl. 1955, Springer-Verlag, Berlin, S. 46
- [3] J. DUPONT, J. CAMPOSILVAN: Premières conclusions à tirer des mesures de température de paroi sur tube lisse par résistance électrique.
Mitteilung im Rahmen eines SET-Working-Papers, 4.7.1962
- [4] R. GERBER: Sur le calcul de l'écart de température dans la paroi d'un canal circulaire, chauffé électriquement, lorsque les conductivités électrique et thermique varient avec la température
Rapport CEA No. 1266, 1959
- [5] I. GARGANTINI: Persönliche Mitteilung im Rahmen einer Zusammenarbeit CETIS - SET, 1962.
- [6] V.V. YAKOVLEV: Local and mean heat-transfer for a turbulent flow of nonboiling water in a tube with heat loads. Translated from: Atomnaya Energiya, 8 (1960), No. 3, p. 250-252
- [7] H. HAUSEN : Allgem. Wärmetechnik 9 (1959), S. 75/79
durch K. Stephan: Wärmeübergang bei laminarer und turbulenter Strömung in Ringspalten.
CIT 34 (1962), S. 207/212.
- [8] F.W. DITTUS u. L.M.K. BOELTER: Univ. of California Publ. 2 (1930) p. 443,
through Mc. Adams: "Heat Transmission", Mc. Graw Hill

- [9] A.P. COLBURN : A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction.
Trans. Am. Inst. Chem. Engrs. 29 (1933), p. 174
- [10] E.N. SIEDER G.E. TATE : Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes.
Ind. Chem. Eng. 28 (1936) p. 1429

Tabelle 1

Daten der für die Untersuchungen benutzten Meßstrecken

Bezeichnung (d_a/d_i ; Material)	17/14 V2A	14/10 V2A	12/10 V2A	12/10 Cu	12/10 Al
Gesamte beheizte Meßlänge [mm]	1200	1200	900	1500	1500
Länge der Anlaufstrecke [mm]	400	400	550	250	250
Länge der Auslaufstrecke [mm]	400	400	550	250	250
Anzahl der Thermoelemente	10	10	10	10	10
Anzahl der Spannungsabgriffe	12	12	12	12	12
Abstand zwischen zwei Spannungsabgriffen Δx [mm]	100	100	75	125	125
Geometrischer Mittelwert der inneren Rauigkeit [μ]	2,8	1,7	0,75	0,70	0,80
Wärmeleitfähigkeit λ_{100} bei 100°C [$\text{W/m }^\circ\text{C}$]	15,7	15,7	15,7	381	205
Temperaturkoeffizient der Wärmeleitfähigkeit β_{100} [$1/^\circ\text{C}$]	$0,93 \cdot 10^{-3}$	$0,93 \cdot 10^{-3}$	$0,93 \cdot 10^{-3}$	$-0,132 \cdot 10^{-3}$	$1,53 \cdot 10^{-3}$
Elektrische Leitfähigkeit ρ_{100} bei 100°C [$\Omega \text{mm}^2/\text{m}$]	0,84	0,84	0,84	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$
Temperaturkoeffizient der elektr. Leitfähigkeit ε_{100} [$1/^\circ\text{C}$]	$0,81 \cdot 10^{-3}$	$0,81 \cdot 10^{-3}$	$0,81 \cdot 10^{-3}$	$0,30 \cdot 10^{-2}$	$0,36 \cdot 10^{-2}$
Die Berechnungen der Wärmeleitfähigkeit und der elektr. Leitfähigkeit bei der jeweils entsprechenden Temperatur erfolgten nach den Gleichungen	$\lambda_T = \lambda_{100} (1 + \beta_{100} \cdot \Delta T)$ $\rho_T = \rho_{100} (1 + \varepsilon_{100} \cdot \Delta T)$				

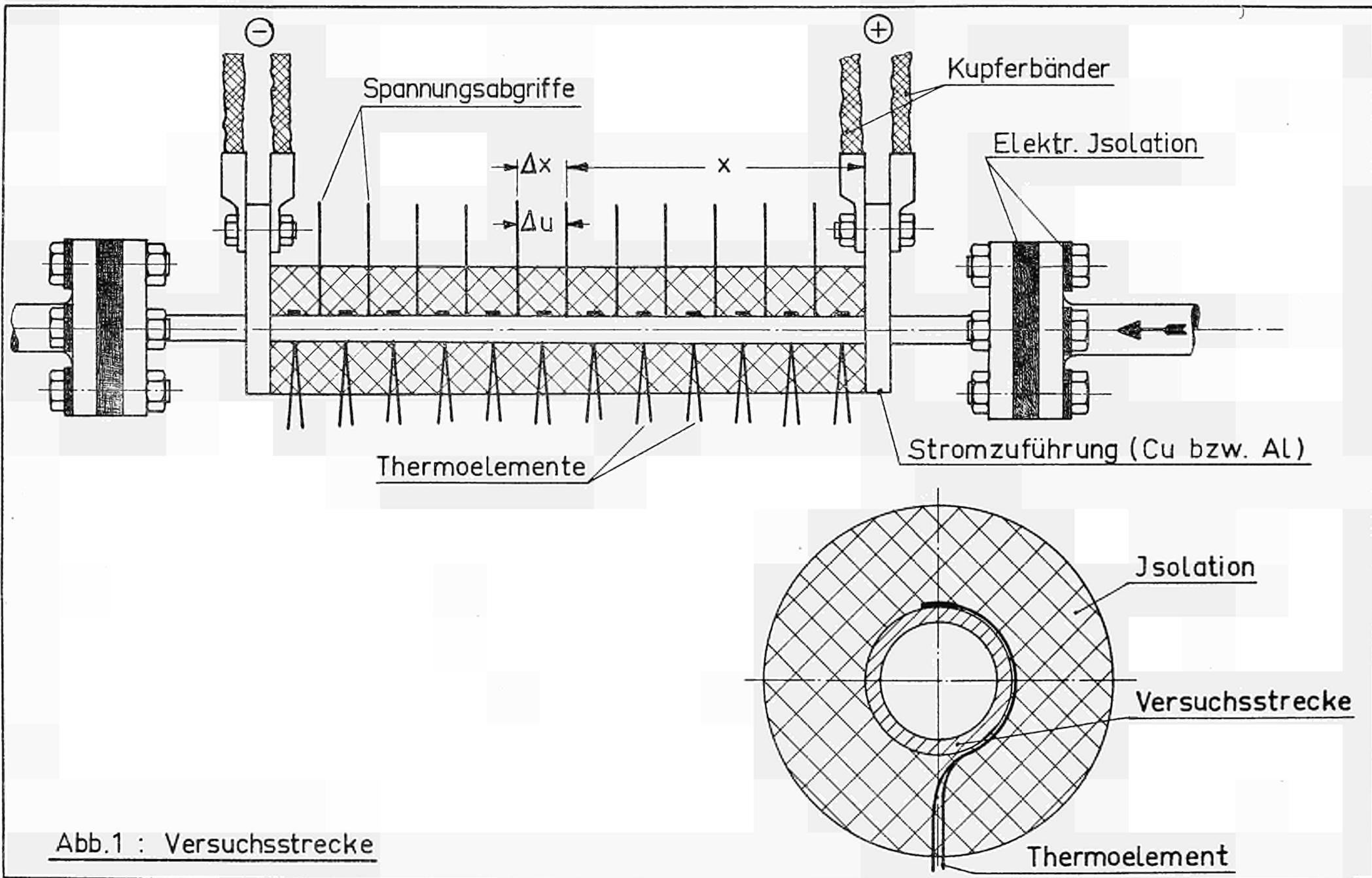


Abb.1 : Versuchsstrecke

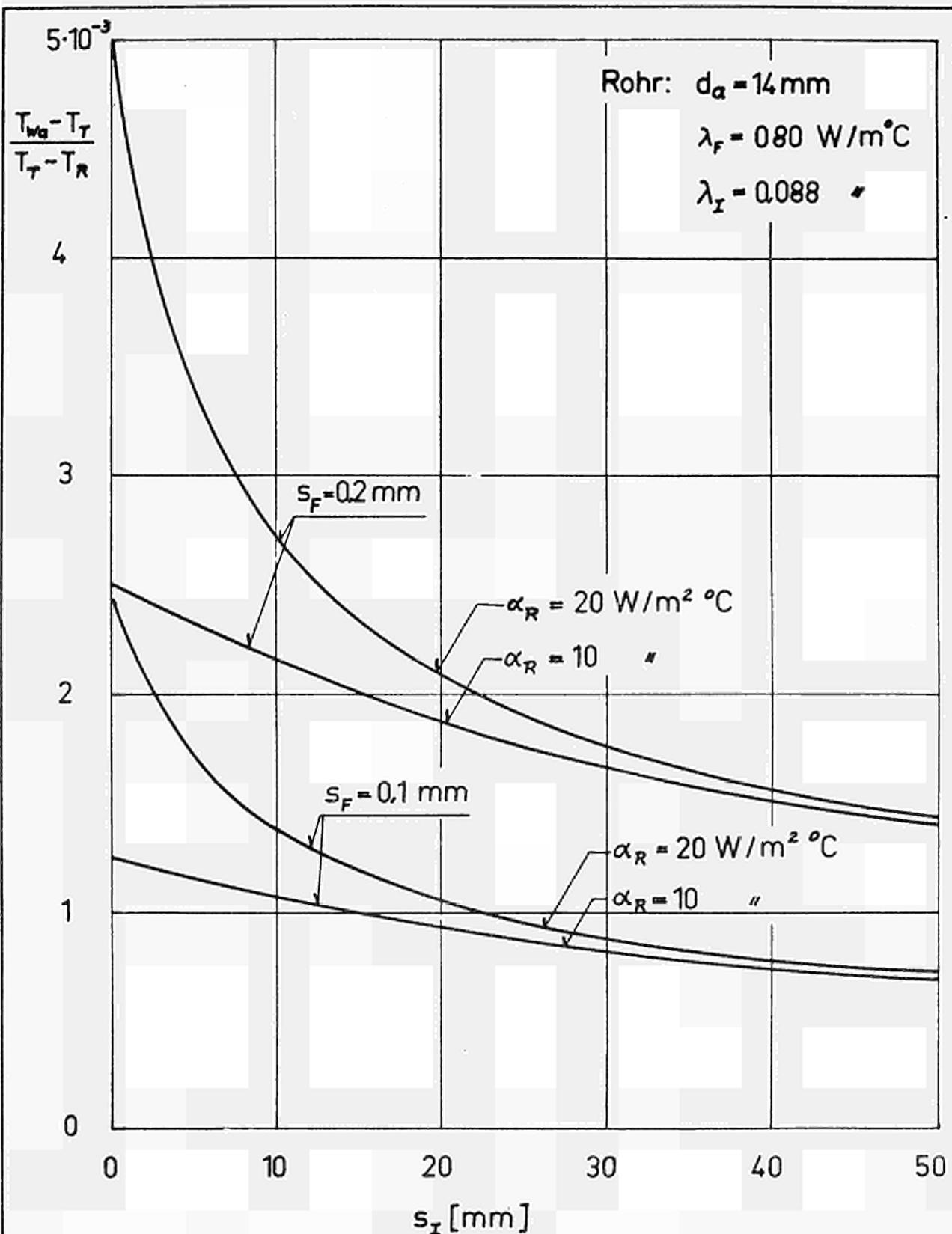


Abb.2 : Temperaturdifferenzverhältnis $(T_{wa} - T_T) / (T_T - T_R)$ nach Gleichung (4) in Abhängigkeit von der Isolierstärke s_I für verschiedene Foliendicken s_F und äußere Wärmeübergangszahlen α_R .

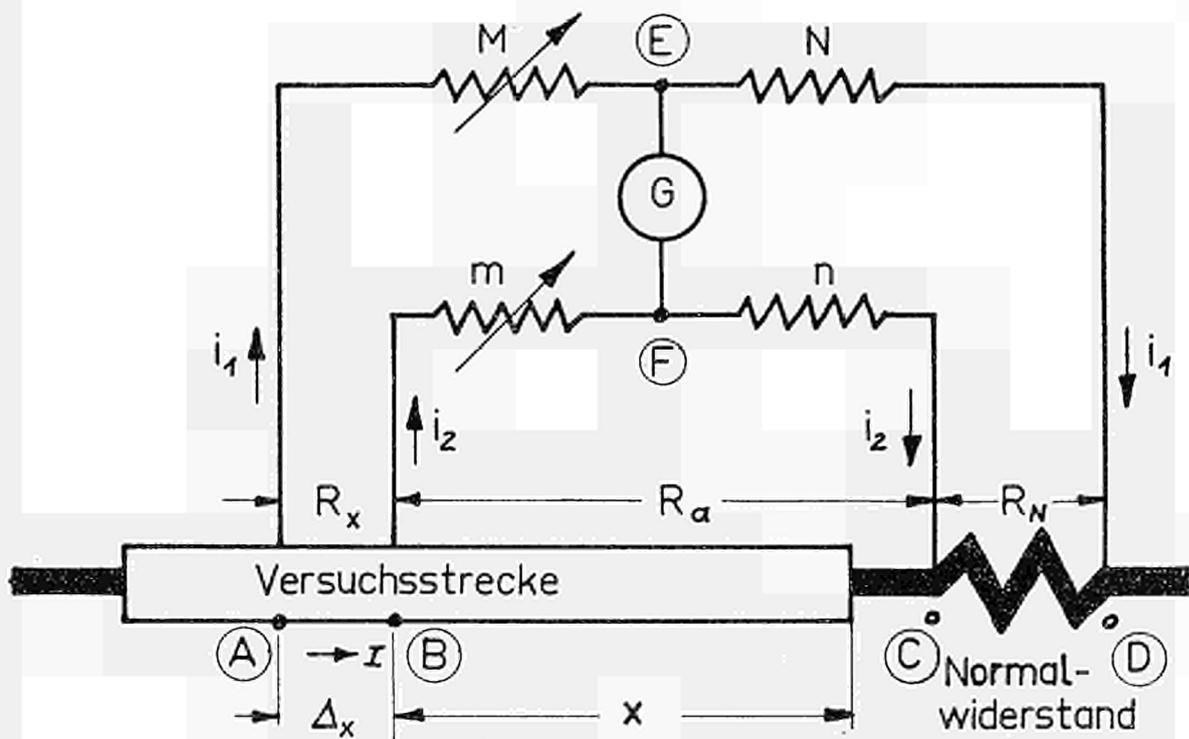


Abb. 3 : Schematische Darstellung der Meßanordnung einer Thomson-Brücke.

R_x = zu messender Widerstand des Rohrstückes der Länge Δx

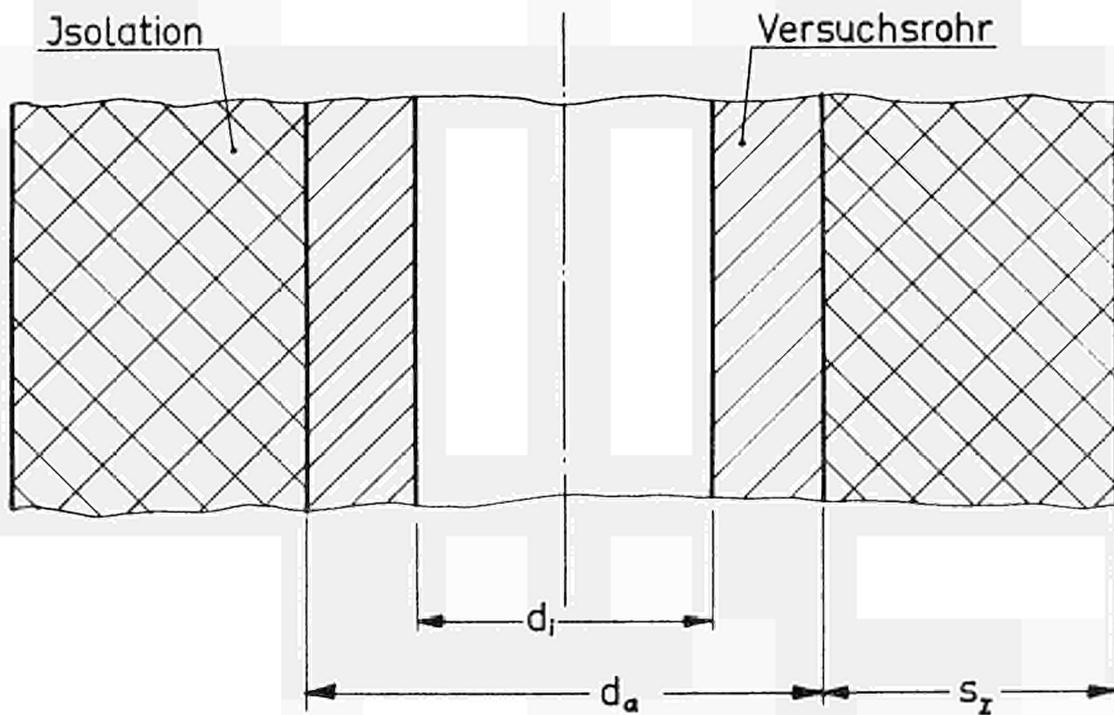
R_a = Widerstand zwischen R_x und R_N , im wesentlichen Widerstand des vorhergehenden Rohrstückes der Länge x .

R_N = Normalwiderstand

M, m = Regelwiderstände der Thomson-Brücke

N, n = Festwiderstände " " "

G = Galvanometer (Nullinstrument)



$$\varphi = \frac{d}{d_i}$$

$$\bar{\varphi} = \frac{d_a}{d_i}$$

$$\vartheta = T(\varphi) - T_{is}$$

$$\vartheta_w = T_w - T_{is}$$

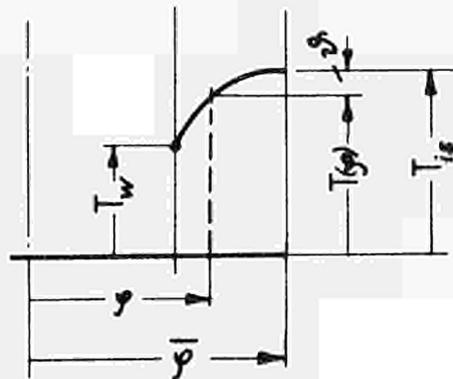
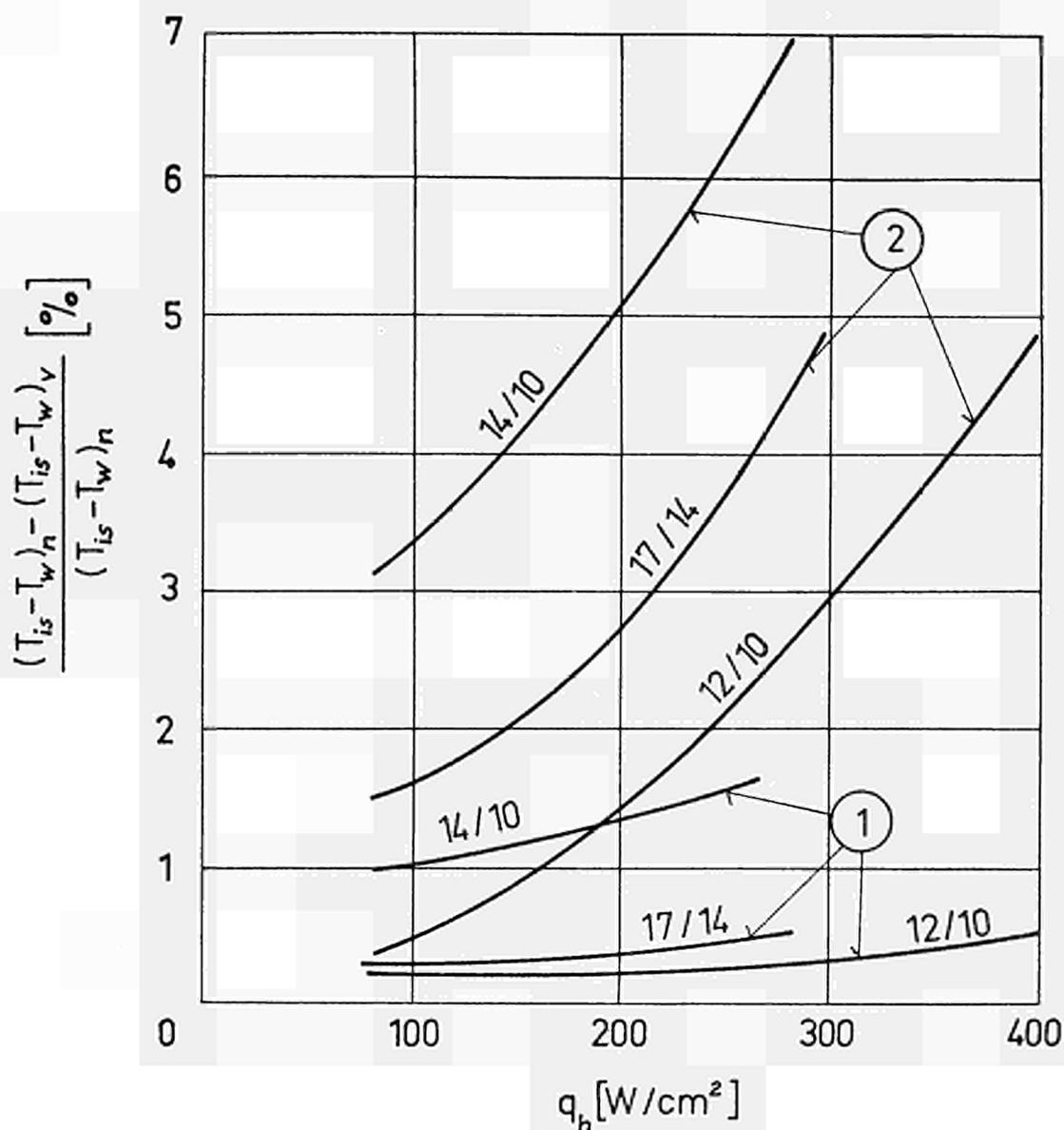
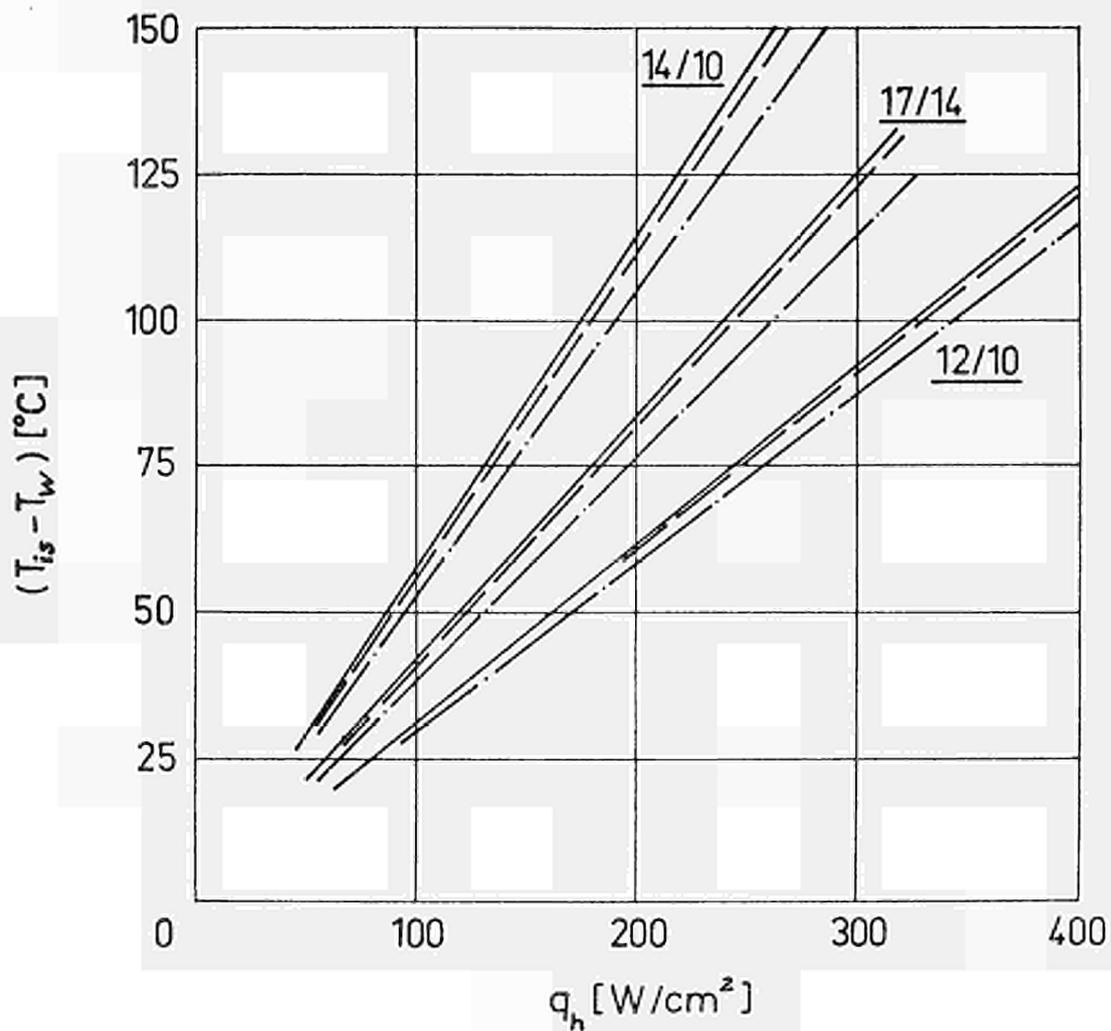


Abb 4 Schematische Darstellung des Temperaturverlaufs
in einer elektrisch beheizten Wand.



$(T_{is}-T_w)_n$ = Temperaturdifferenz nach numerischer Lösung [5]
 $(T_{is}-T_w)_v$ = Temperaturdifferenz nach R. GERBER [4] ① bzw.
nach G. GRASS [1] ②

Abb 5 Vergleich der relativen Unterschiede der berechneten Temperaturdifferenzen verschiedener Berechnungsverfahren für Rohre aus rostfreiem Stahl bei einer mittleren Temperatur von 100 °C. (Die Zahlen geben die Durchmesser an)



- numerische Lösung [5]
- - - Lösung nach R. GERBER [4]
- · - Lösung nach G. GRASS [1]

Abb. 6: Vergleich der berechneten Temperaturdifferenzen in der elektrisch beheizten Rohrwand bei einer mittleren Temperatur von 100°C .



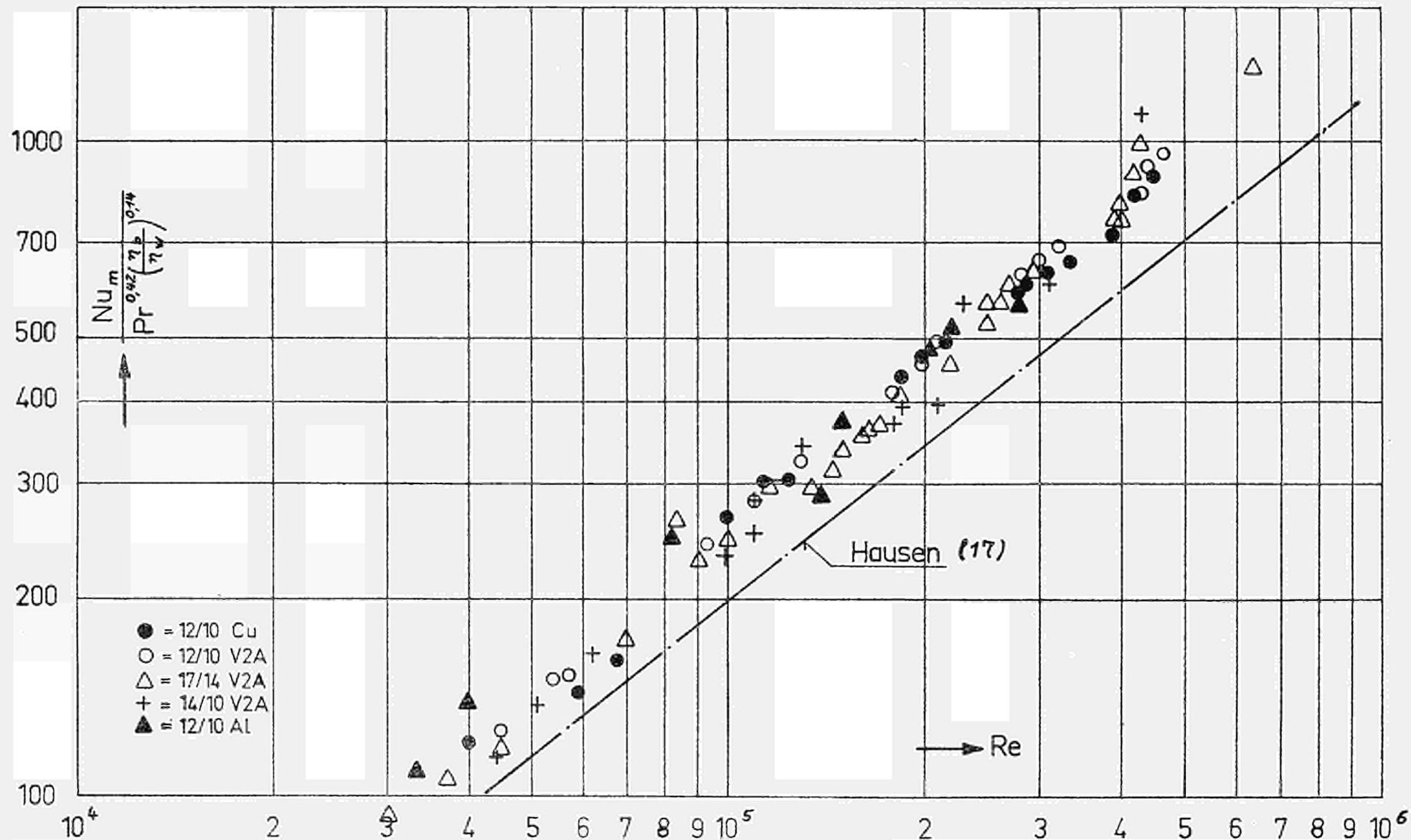


Abb.8 : Vergleich der Messungen mit H. Hausen (Gleichung 17)

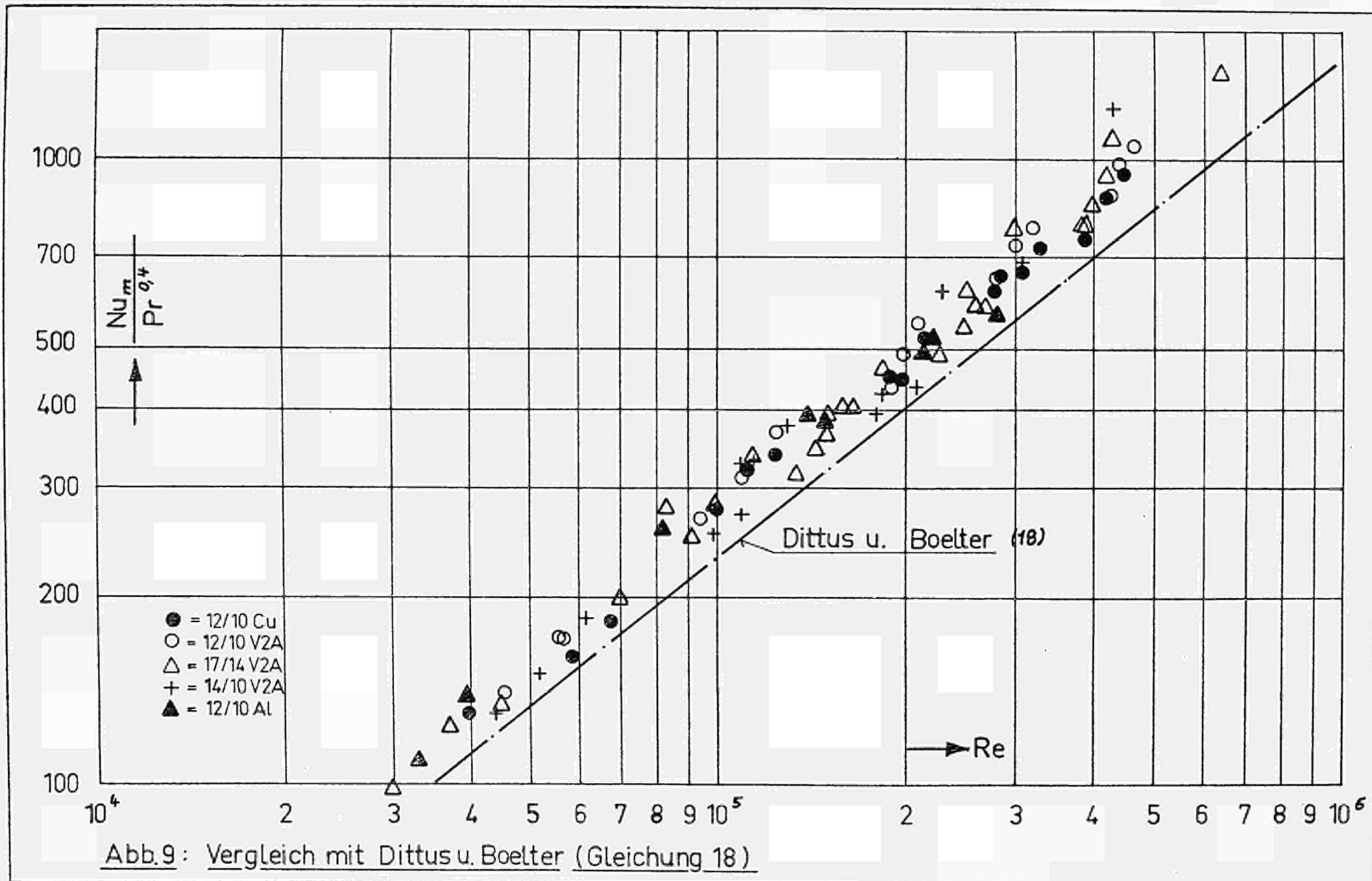


Abb.9: Vergleich mit Dittus u. Boelter (Gleichung 18)

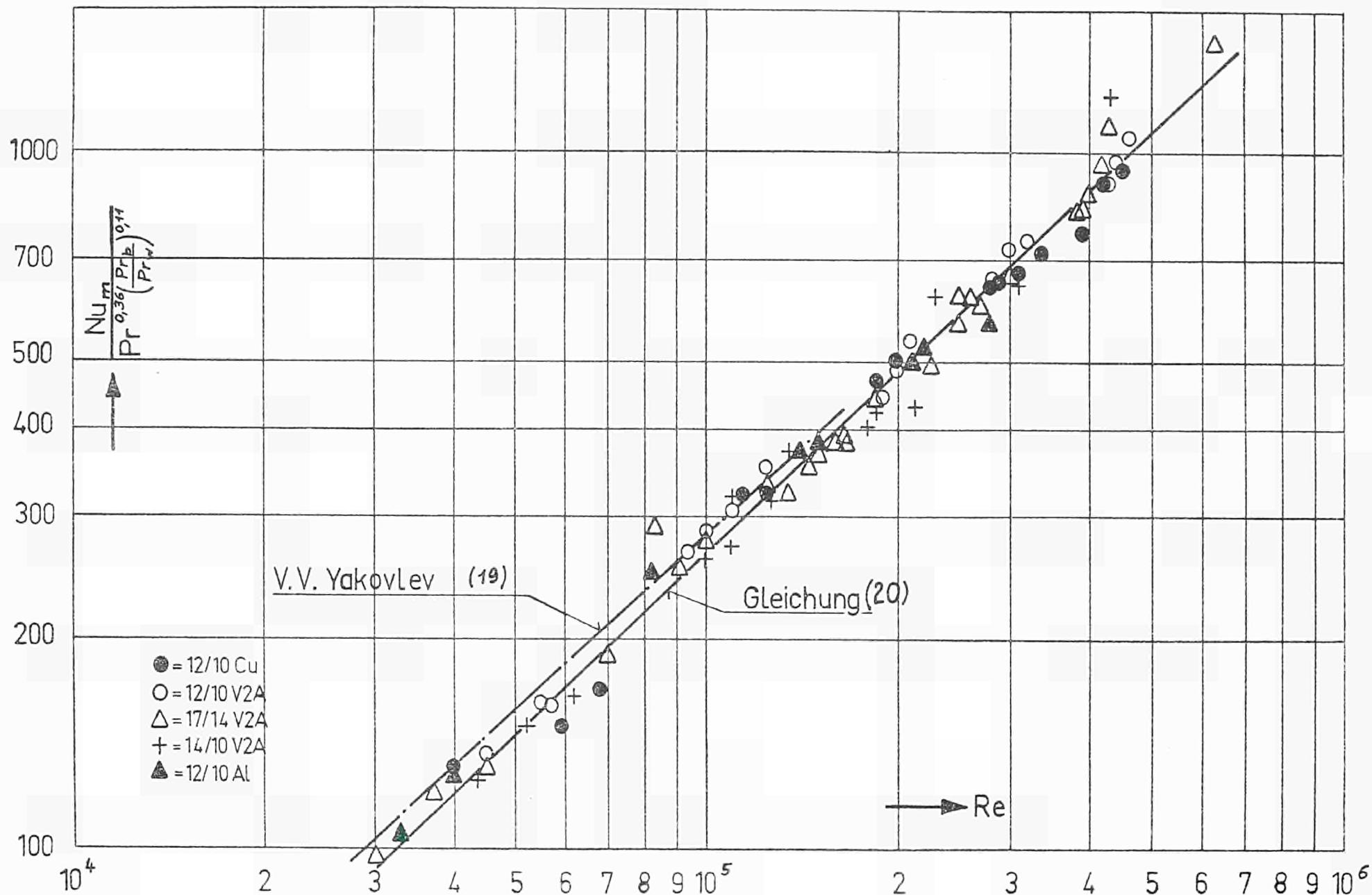


Abb. 10 : Vergleich der Messungen mit V.V. Yakovlev (Gleichung 19)

CDNA00348DEC