

Instationäre Messung der Wärmeleitfähigkeit mit optischer Registrierung
Unsteady-State Measurements of the Thermal Conductivity with Optical Recording
J. BACH und U. GRIGULL, München

Instationäre Messung der Wärmeleitfähigkeit mit optischer Registrierung

Unsteady-State Measurements of the Thermal Conductivity with Optical Recording

J. BACH und U. GRIGULL, München*

Zusammenfassung. Die Wärmeleitfähigkeit von Wasser wird im Temperaturbereich von 20 bis 90 °C und bei 1 bar mit einem neuen instationären Absolutverfahren bestimmt. Zur Aufzeichnung des instationären Feldes des Brechungsindex und der Temperatur werden zwei interferometrische Anordnungen benutzt: Die Methode von MACH-ZEHNDER und das Biprismaverfahren. Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung zu den Messungen anderer Autoren, die stationäre Methoden benutzten. Die Unsicherheit der 374 Einzelmessungen wird auf höchstens $\pm 1\%$ geschätzt. Damit ist nachgewiesen, daß ein instationäres Meßverfahren mit optischer Registrierung mit den klassischen stationären Verfahren hinsichtlich der Meßunsicherheit konkurrieren kann. Das instationäre Verfahren kommt ohne kalorische Messungen aus und besteht bei optischer Registrierung im wesentlichen aus Längenmessungen.

Abstract. The thermal conductivity of water in the temperature region from 20 to 90 °C and at 1 bar was measured by means of a new unsteady-state absolute method. To record the unsteady-state field of the index of refraction and of the temperature, two interferometric arrangements were used: The MACH-ZEHNDER and the biprisma methods. The results are in good agreement with measurements of other authors, who had used steady-state methods. The maximum degree of uncertainty of the 374 measurements is estimated to be $\pm 1\%$. Thus it is shown that unsteady-state methods with optical recording can well be compared with classical steady-state methods regarding uncertainties. The method does not require calorimetric measurements and uses primarily determinations of lengths.

Bezeichnungen

$A = 2\sqrt{a\tau}$ $B = q_{x=0}/\lambda$ F $F_0 = a\tau/x^2$ I R U T $a = \lambda v/c_p$ $b = \sqrt{\lambda \rho c_p}$ c_p l n q t $v = 1/\rho$	in den Auswerteverfahren gebrauchte Abkürzung, m in den Auswerteverfahren gebrauchte Abkürzung, grd/m Fläche, m ² Fourierzahl Strom, A Widerstand, Ω Spannung, V Kelvintemperatur, °K Temperaturleitfähigkeit, m ² /s Wärmeeindringzahl, $Ws^{1/2}/m^2\text{grd}$ isobare spezifische Wärmekapazität, kJ/kg grd Modelllänge, m Brechungsindex Wärmestromdichte, W/m ² Celsius-temperatur, °C spezifisches Volumen, m ³ /kg	x z $\Theta = \theta/\theta_{x=0}$ $\Delta n_\infty = n_\infty - n_{x=0}$ γ θ λ λ $\rho = 1/v$ τ	Wandabstand, Ortskoordinate, m Ordnungszahl der Interferenzstreifen dimensionslose Übertemperatur Brechungsindexdifferenz Verhältnis der Wärmeeindringzahlen Übertemperatur, grd Wärmeleitfähigkeit, W/mgrd Lichtwellenlänge, m Dichte, kg/m ³ Zeit, s
		Indices	
		∞ $x = 0$ z i err mess Bez	Zustand des Bades, Umgebung Wand Stelle der z-ten Ordnung Laufparameter errechneter Wert Meßwert Bezug

Einführung

Im allgemeinen wird die Wärmeleitfähigkeit mit stationären Methoden nach dem Platten-, Zylinder- und Kugelverfahren gemessen. Allen diesen Verfahren gemeinsam ist ein enger von einer Seite beheizter Spalt, dessen Abmessungen, Temperaturen und Wärmestromdichte gemessen werden. Aus diesen Größen läßt sich die Wärmeleitfähigkeit bestimmen. Bei bekannter Dichte und spezifischer Wärmekapazität kann außerdem die Temperaturleitfähigkeit ermittelt werden. Die Wärmeleitfähigkeit von Wasser wurde

bestimmt: nach dem Plattenverfahren von CHALLONER und POWELL [1], FRITZ und POLTZ [2] und RIEDEL [3], nach dem Zylinderverfahren von SCHMIDT und SELLSCHOPP [4], SCHMIDT und LEIDENFROST [5], LAWSON, LOWELL und JAIN [6], VODAR et al. [7] und RIEDEL [3]. Mit einer stationären Hitzdrahtmethode, die ebenfalls zu den Zylinderverfahren gerechnet werden kann, führten vor allem VARGAFTIK und TIMROT [8] und VARGAFTIK und OLESCHUK [9] Messungen durch. Mit der Meßmethode der konzentrischen Kugel ist nur eine Arbeit von RIEDEL bekannt geworden [3].

Instationäre Meßmethoden, erstmals von K. ÅNGSTRÖM 1861 angegeben, wurden von einer Reihe von älteren Autoren mit mäßigem Erfolg angewandt, wie z. B. WEBER, SCHULZE, SCHAUFELBERGER, KIRCH-

* Auszug aus der von der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation von J. BACH.

HOFF und HANSEMANN, GRÜNEISEN, NEUMANN. Alle diese ersten Versuche sind gesammelt dargestellt von HOBSON und DIESSELHORST [10].

In jüngster Zeit sind Arbeiten mit instationären Drahtverfahren von GILLAM und LAMM [11], KELEMEN [12] sowie von GRASSMANN und STRAUMANN [13] bekannt geworden. Die mathematischen Grundlagen für diese Verfahren wurden von PFRIEM sowie EUCKEN und ENGLERT weiterentwickelt.

BRYNGDAHL [14] und GUSTAFSSON [15] verwendeten ein Interferenzverfahren, das sogenannte Scherinterferometer, um instationäre Temperaturfelder sichtbar zu machen. Beide Autoren führten Messungen an Wasser bei Raumtemperatur durch, wobei ersterer mit einer Drahtmethode, letzterer mit einer gespannten Folie arbeitete. Die vorliegende Arbeit verwendet ein instationäres Plattenverfahren, bei dem die Widerstandsheizung aus einer $0,1 \mu\text{m}$ dicken, auf einen Glasträger aufgedampften Chromschicht besteht. Die Temperaturfelder werden mit zwei verschiedenen Interferenzverfahren, dem Biprisma- und dem Mach-Zehnder-Verfahren, aufgenommen. Die Wärmeleitfähigkeit von Wasser wird bei 1 bar im Temperaturbereich von 20 bis 90°C gemessen.

Meßmethode

Lösungen der nichtstationären eindimensionalen Wärmeleitung ohne innere Wärmequellen in den sogenannten einfachen Körpern, ebene Platte, Zylinder, Kugel und halbumendlichem Körper, sind in der mathematischen Literatur seit langer Zeit bekannt, numerische Lösungen wurden vor kurzem erneut berechnet [16]. Lösungen für eine konstante Anfangstemperatur bei den Randbedingungen konstanter Oberflächentemperatur, Wärmestromdichte und Wärmeübergangskoeffizienten sind unter der Annahme konstanter Stoffgrößen in der Literatur behandelt [17, 18].

Diese Lösungen der Fourierschen Differentialgleichung lassen sich in den meisten Fällen als unendliche Reihen nach FOURIER darstellen. Im Bereich sehr kleiner Zeiten nach einer sprunghaften Temperaturänderung versagt jedoch die numerische Berechnung mittels Fourier-Reihen. Man kann aber jeden Körper endlicher Abmessungen als halbumendlichen Körper ansehen, solange die thermische Einwirkung wesentlich auf den Oberflächenbereich beschränkt bleibt.

Experimentell ließen sich die Lösungen der nichtstationären eindimensionalen Wärmeleitung bisher nur sehr schwer mit der für ein Meßverfahren der Wärmeleitfähigkeit notwendigen Genauigkeit darstellen. Das lag in der schwierigen Messung von zeitlich veränderlichen Temperaturfeldern und der unzureichenden Darstellung der Randbedingungen.

Das hier beschriebene Meßverfahren zur Messung der Wärmeleitfähigkeit nutzt die Beobachtung, daß sich auch Flüssigkeiten und Gase bei Erwärmung oder Abkühlung wie Festkörper verhalten, solange die Temperaturunterschiede in ihnen so gering bleiben, daß keine Konvektion auftritt. Es wurde als die

mathematisch einfachste Geometrie die ebene Platte gewählt und versucht, die Lösungen für den halbumendlichen Körper mit der Randbedingung konstanter Wärmestromdichte zu verwirklichen, da im Versuch nur kleine Zeiten vorlagen; die thermische Einwirkung war daher auf den unmittelbaren Oberflächenbereich beschränkt.

In Bild 1 ist die geometrische Anordnung skizziert. Die Meßflüssigkeit Wasser in Bereich 1 wird in x -Richtung als halbumendlicher Körper mit ebener Begren-

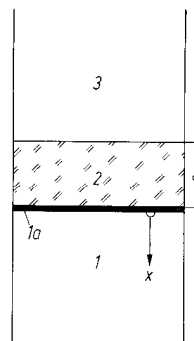


Bild 1. Geometrische Anordnung. Bereich 1 und 3 Meßflüssigkeit Wasser, Bereich 1a aufgedampfte Chromschicht, Bereich 2 Glasträger.

zung angesehen. An der Oberfläche $x = 0$ erfolgt die Beheizung mit konstanter Wärmestromdichte. Die mit der Zeit τ veränderliche Übertemperatur $\vartheta(x, \tau)$ hängt nur von einer Ortskoordinate x ab (eindimensionaler Wärmefluß). Bei Kenntnis der zeitlichen Temperaturverteilung ist es möglich, die Temperaturleitfähigkeit $a = \lambda v / c_p$ zu bestimmen. Daraus erhält man mit bekannter isobarer spezifischer Wärmekapazität c_p und bekanntem spezifischen Volumen v die Wärmeleitfähigkeit λ . Aus experimentellen Gründen ist es jedoch nicht möglich, das mathematische Modell in Bereich 1 von Bild 1 ohne die Anwesenheit weiterer Bereiche, z. B. 2 und 3, zu verwirklichen. An der Stelle $x = 0$ befindet sich eine Widerstandsheizung, bestehend aus einer auf einen rechteckigen Glaskörper der Dicke s (Bereich 2) aufgedampften $0,1 \mu\text{m}$ dicken Chromschicht (1a). Die in der Chromschicht entstehende Wärme möge sich zu konstanten Teilen auf Wasser (1) und Glasträger (2) aufteilen. Über dem Glasträger befindet sich ebenfalls Versuchsflüssigkeit (3).

Diese Anordnung wurde gewählt, nachdem sich herausgestellt hatte, daß ein glattes Spannen einer sehr dünnen Folie nicht möglich war.

Die Welligkeit betrug mehr als $0,2 \text{ mm}$; dies sind etwa 20% der auswertbaren Längenkoordinate. Chrom wurde wegen der großen Härte und Haftfähigkeit gewählt, Versuche mit Platin als Aufdampfmaterial ergaben wegen der Weichheit von Platin ungünstige Ergebnisse.

Nachfolgend wird die Theorie des halbumendlichen Körpers bei Beheizung mit konstanter Wärmestrom-

dichte abgeleitet (Bereich 1 von Bild 1). Abweichungen von diesem Idealfall, wie die endliche Wärmekapazität der aufgedampften Chromschicht (1a), der Einfluß der endlichen Glasdicke des Trägermaterials (2) und die Anwesenheit eines dritten Körpers (3) werden diskutiert.

Der in Bereich 1 vorliegende halbbunendliche Körper wird zur Zeit $\tau > 0$ mit konstanter Wärmestromdichte q an seiner Oberfläche $x = 0$ beheizt. Der Körper sei zur Zeit $\tau \leq 0$ auf konstanter Badtemperatur $\vartheta = 0$. Stellt man eine Wärmebilanz an einem Flächenstück F der Dicke dx auf, so ist der in der Zeiteinheit eintretende Wärmestrom gleich der Summe aus austretendem Wärmestrom und einem Speicherterm:

$$q_x F d\tau = q_{x+dx} F d\tau + \rho c_p F dx \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} d\tau \quad (1)$$

oder vereinfacht:

$$-\frac{\partial q}{\partial x} = \rho c_p \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau}. \quad (2)$$

Die Beziehung für die Wärmestromdichte

$$q = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \quad (3)$$

läßt sich nach der Zeit, Beziehung (2) nach der Ortskoordinate ableiten:

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} \right), \quad (4)$$

$$-\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} = \rho c_p \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} \right). \quad (5)$$

Eliminiert man die in Beziehung (4) und (5) gleichen Teile, so erhält man folgende Differentialgleichung:

$$\frac{a \partial^2 q}{\partial x^2} = \frac{\partial q}{\partial \tau}, \quad (6)$$

wobei $a = \lambda / \rho c_p$ die Temperaturleitfähigkeit ist.

Diese Differentialgleichung entspricht völlig der Fourierschen Differentialgleichung, wenn man anstelle der Wärmestromdichte q die Übertemperatur ϑ setzt. Da auch diese Vertauschung bezüglich der Randbedingungen möglich ist, entspricht die Lösung für $q_{x=0} = \text{konst}$ der bekannten Lösung für $\vartheta_{x=0} = \text{konst}$.

Für die Wärmestromdichte erhält man demnach als Lösung der Differentialgleichung (6) die Beziehung

$$q = q_{x=0} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (7)$$

Durch Integration ergibt sich die Übertemperatur ϑ zur Zeit τ an der Stelle x

$$\begin{aligned} \vartheta &= \frac{q_{x=0}}{\lambda} \int_x^\infty \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}} dx = \frac{2q_{x=0}}{\lambda} \sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}} \\ &= \frac{2q_{x=0}}{\lambda} \left[\left(\frac{a\tau}{\pi} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{x^2}{4a\tau}\right) - \frac{x}{2} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}} \right]. \quad (8) \end{aligned}$$

* Mit $\operatorname{ierfc} x$ bezeichnet man die integrierte „error function“ gemäß der Beziehung

$$\operatorname{ierfc} x = (1/\sqrt{\pi}) \exp(-x^2) - x(1 - \operatorname{erf} x) = \int_x^\infty \operatorname{erfc} \xi d\xi,$$

wobei $\operatorname{erf} x$ das Gaußsche Fehlerintegral ist und weiter gilt

$$\operatorname{erf} x = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi = 1 - \operatorname{erfc} x.$$

Mit $\operatorname{erfc} x$ wird die „complementary error function“ bezeichnet.

Für die Temperatur an der Oberfläche $x = 0$ erhält man

$$\vartheta_{x=0} = \frac{2q_{x=0}}{\lambda} \left(\frac{a\tau}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

für den ebenfalls wichtigen Temperaturgradienten an dieser Stelle

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)_{x=0} = -\frac{q_{x=0}}{\lambda}. \quad (10)$$

Gln. (7) bis (10) stellen die mathematisch exakte Lösung für den Bereich (1) ohne Vorhandensein der Chromschicht (1a) und der Bereiche (2) und (3) nach Bild 1 dar.

Untersucht man den Einfluß der endlichen Wärmekapazität der Chromschicht in Bereich 1a, so zeigt die Rechnung [19], daß er zur Schichtdicke der Aufdampfung proportional ist, jedoch bei einer Dicke von $0,1 \mu\text{m}$ vernachlässigbar ist. Mit den Daten der Versuchsanordnung wird der Anteil der Wärmestromdichte, der durch Speicherung in der Chromschicht bedingt ist, $0,1\%$ der Wärmestromdichte q . Demnach besteht die Versuchsanordnung nach Bild 1 für die mathematische Behandlung nur noch aus den Bereichen 1 bis 3. Für die Wärmestromdichte in Gebiet 1 läßt sich folgende Lösung herleiten [19]:

$$q_1 = \frac{q\gamma}{1+\gamma} \left(1 + 2 \frac{1-\gamma}{(1+\gamma)^2} \operatorname{erfc} \frac{s}{\sqrt{a_2\tau}} \right). \quad (11)$$

Mit $\gamma = b_1/b_2$ ist das Verhältnis der Wärmeeindringzahlen $b = \sqrt{\lambda \rho c_p}$ in Gebiet 1 und 2 bezeichnet. Liegen gleiche Wärmeeindringzahlen vor, also $\gamma = 1$, so halbiert sich an der Stelle $x = 0$ der Wärmestrom; in Gebiet 1 und 2 gehen gleiche Anteile. Sind die Wärmeeindringzahlen verschieden, so erhält man bei großen Abmessungen s der Trägerplatte den Fall des zusammengesetzten halbbunendlichen Körpers: Die Wärmestromdichten in 1 und 2 sind konstant und nur von der Größe γ abhängig. Bei endlicher Abmessung s hängt der in Bereich 1 gehende Wärmestrom jedoch von der Zeit ab.

Setzt man wie in der Versuchsanordnung für die Plattendicke des Glases $s = 5 \text{ mm}$ und die höchste vorkommende Zeit $\tau = 10 \text{ s}$ mit den Stoffwerten für Glas (BK 7) und Wasser bei 20°C

$$\begin{aligned} \lambda_2 &= 1,11 \text{ W/mgrd} & \lambda_1 &= 0,604 \text{ W/mgrd} \\ c_{p2} &= 0,7 \text{ kJ/kggrd} & a_1 &= 0,145 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \\ \rho_2 &= 2507 \text{ kg/m}^3 & b_1 &= 1590 \text{ W s}^{1/2}/\text{m}^2\text{grd} \\ b_2 &= 1400 \text{ W s}^{1/2}/\text{m}^2\text{grd} \\ a_2 &= 0,632 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, \end{aligned}$$

so erhält man für den zweiten Term in Gl. (11) einen auf die Wärmestromdichte bezogenen Fehler von $0,6\%$. Der zweite Term kann also vernachlässigt werden, und wir erhalten damit während der Versuchsdauer eine von der Zeit unabhängige Wärmestromdichte. Die durch die Widerstandsheizung erzeugte Wärme verteilt sich zu zeitlich konstanten Beträgen auf Gebiet 1 (Wasser) und 2 (Glasträger). Mit den Wärmeeindringzahlen von Wasser und Glas erhalten wir das Ergebnis: Die erzeugte Wärme halbiert sich nahezu: $53,3\%$ gehen in Bereich 1, $46,7\%$ in Bereich 2.

Ferner läßt sich nachweisen, daß auch die geringe Widerstandsänderung, die durch die Temperaturerhöhung um etwa 1 bis 1,5 grad in der Chromschicht hervorgerufen wird, zu vernachlässigen ist. Ebenso liegt der Einfluß der thermischen Ausdehnung der Versuchssubstanz unter der erzielbaren Meßgenauigkeit. Es kann daher stets mit den Gln. (7) bis (10) des Idealfalls gerechnet werden. Diese berücksichtigen nur den Fall reiner Wärmeleitung ohne einen möglichen Strahlungsanteil. Wasser absorbiert die Wärmestrahlung so stark, daß sie keinen Einfluß auf den Wärmetransport in der Flüssigkeit hat. Bei Stoffen mit relativ kleiner Infrarotabsorption wird die effektive Leitfähigkeit durch Strahlung in der Flüssigkeit merklich größer. Da die Wärmeeinwirkung bezüglich des Leitungsanteils auf den Oberflächenbereich beschränkt bleibt, läßt sich der halbunendliche Körper auf einen Körper endlicher Abmessung mit einer Spaltweite von wenigen Millimetern reduzieren. Dadurch liegen hinsichtlich der Wärmestrahlung Verhältnisse wie bei stationären Verfahren vor.

Beschreibung der Versuchsanordnung

Die Versuchsfüssigkeit (*A* und *D* nach Bild 2) befindet sich im Innern eines Kupferzylinders (1), dessen Oberflächen aus Korrosionsgründen vernickelt sind. Sie wird durch zwei Glasscheiben (2) optischer Qualität gegen den zweigeteilten, massiven Außenzylinder aus Messing (3) mit teflonummantelten O-Ringen abgedichtet. Sowohl im Kupfer- wie auch im Messingzylinder befinden sich Heizkanäle (4 und 5). Drei Imbusschrauben an der Stirnseite des Außenzylinders fixieren die Meßkammer. Nicht gezeichnet ist der Mantel um die Meßkammer, der Isolation und Strahlungsbleche enthält. Außerdem sind noch zwei Schutzgläser angebracht (gestrichelt gezeichnet). Im Innern der Kammer befinden sich die rechteckige Trägerplatte (6 und *C*) mit der bedampften Widerstandsschicht auf der Unterseite (*B*) und vier Chromnickelstahl-Röhrchen für die Aufnahme der Thermoelemente (7). Durch zwei Zuleitungen am Umfang des Außenzylinders kann die Kammer gefüllt und entleert werden; diese nehmen auch die Leitungen für die Stromzuführung und die Spannungsmessung auf.

Die Begrenzungsgläser der Meßkammer (2) sowie die gestrichelt gezeichneten Schutzgläser bestanden aus extra blasenreinem Glas BK 7 der Firma Schott und Genossen. Die Gläser hatten 100 mm Durchmesser und waren 10 mm dick. Sie waren auf $\frac{1}{10}$ Lichtwellenlänge geschliffen. Aus dem gleichen Material war die Trägerplatte (6 und *C*) angefertigt. Sie hatte die Abmessungen $58 \times 40 \times 5$ mm und hatte an beiden Enden der längeren Seite je drei Bohrungen von 3,5 mm Durchmesser. Auf der Unterseite war die Platte mit Chrom bedampft. Diese Chromschicht von 0,1 μ m Dicke diente als Widerstandsheizung. Es wurden zwei Platten angefertigt. Die Dicke der Schicht ließ sich sehr gleichmäßig herstellen wie die Vermessung des Spannungsabfalls an verschiedenen Stellen

des Plattenquerschnitts ergab. Der Strom wurde über je zwei U-förmige, vernickelte und 40 mm lange Kupferschneiden zugeführt, deren Anpreßdruck durch je drei Schrauben, die durch oben erwähnte Bohrungen gingen, gewährleistet war. Auch ein mehrmaliger vorsichtiger Zusammenbau zerstörte nicht die Chromschicht an den Schneiden. In der Mitte einer Stirnfläche der Glasplatte (*C* in Bild 2) wurde von der Firma Zeiss, Oberkochen, ein Präzisionsstrichmaßstab angebracht. Dieser hatte den Zweck, bei den fotografischen Aufnahmen die Kante der Unterseite ($x = 0$) genau zu bestimmen und den Maßstab festzulegen. Aus vorangegangenen Versuchen mit Strichen verschiedener Dicke und verschiedenem Absorptionsvermögen stellte sich heraus, daß voll absorbierende Striche von der maximal anfertigmaren Dicke von 30 μ m sich am besten eigneten. Zur Messung der vor den Versuchen konstanten Temperatur der Versuchsfüssigkeit befanden sich in vier in den Innenzylinder eingepreßten

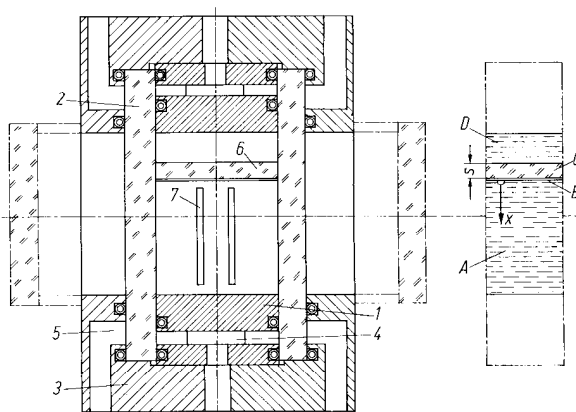


Bild 2. Meßapparat: 1 Innenzylinder, 2 Glasscheibe, 3 Außenzylinder, 4 und 5 Heizkanäle, 6 Trägerplatte, 7 Thermoelemente. *A* und *D* Versuchsfüssigkeit, *B* Widerstandsschicht, *C* Trägerplatte.

Chromnickelstahl-Röhrchen von 1,4 mm Außendurchmesser vier Thermoelemente von 0,2 mm Drahtdurchmesser der Paarung Manganin-Konstantan (7 nach Bild 2). Die zugeschweißten Enden der Röhrchen waren 1 mm von der Plattenunterkante entfernt. Die Thermospannung der Thermoelemente wurde mit einem Dießelhorst-Kompensator des Typs KDE 3 der Firma Otto Wolf, Berlin, gemessen. Als Nullinstrument diente ein Siemens-Supergalvanometer des Typs L 18-Q 12-2. Zum Eichn der Thermoelemente wurde die Meßkammer selbst ohne die beiden äußeren Schutzgläser benutzt. Sie wurde zu diesem Zweck um 90° gekippt und das obere Kammerfenster durch eine PVC-Scheibe ersetzt.

Als Eichnormal wurde ein von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt geprüfter Satz von Quecksilberthermometern mit $\frac{1}{10}$ grad Teilung verwendet. Die Eichung wurde von 20 °C bis 98 °C in 10 grad Schritten durchgeführt.

Es wurde jeweils an den gleichen Temperaturen geeicht, bei denen von der Physikalisch-Technischen

Bundesanstalt die Korrekturen auf $\frac{1}{100}$ grad angegeben waren. Bei diesen Temperaturen wurde sechsmal in Abständen von 5 Minuten die Spannung jedes Thermo-elementes gemessen. Insgesamt lagen pro Thermo-element 54 Einzelmessungen vor. Die so gewonnenen Einzelmessungen wurden auf einer elektronischen Rechenanlage nach der Methode des kleinsten Fehlerquadrats durch logarithmische Polynome approximiert. Für jedes Thermoelement wurde das spezielle Polynom bestimmt und die Eichkurve in 0,1 grad Stufung ausgerechnet. Bei der Messung der absoluten Temperatur kann eine Meßgenauigkeit von $\pm\frac{1}{100}$ grad garantiert werden. Ein stabilisiertes Netzgerät der Firma Philips, Type PE 4808, lieferte eine stabilisierte, von 0 bis 5 V regelbare Gleichspannung. Bei einer Netzspannungsänderung von $\pm 10\%$ veränderte sich die eingestellte Gleichspannung maximal um 1% des eingestellten Werts. Die Ausregelzeit war kleiner als $100 \mu\text{s}$, die Welligkeit der erzeugten Gleichspannung lag unter $1 \text{ mV}_{\text{eff}}$. Über einen Schütz konnte die Gleichspannung in den eigentlichen Meßkreis geschaltet werden. Die mit Chrom bedampfte Oberfläche des Glsträgers wirkte als Ohmscher Widerstand, der bei beiden Platten den ungefähren Wert von 12Ω hatte. Über ein Spannungsmeter, dessen Zuleitungen an den Kupferschienen angelötet waren, konnte der Spannungsabfall, über einen Strommeter, das in den Meßkreis geschaltet war, der Strom gemessen werden. Beide Geräte waren umschaltbare Strom-Spannungsmeter der Firma Siemens der Klasse 0,2. Sie konnten im Bereich von 1,5 mA bis 7,5 A und von 75 mV bis 600 V eingesetzt werden. Die im Versuch benötigten Heizleistungen lagen zwischen 1,5 bis 2 Watt. Strom oder Spannung konnten wahlweise auf einen Flüssigkeitsstrahl-Oszillographen, Oscillomink der Firma Siemens, geschaltet werden. In gleicher Weise konnte der Kameraauslösekontakt der automatischen Kamera, Robot Recorder 36e mit Zusatzfederwerk, auf ein Meßwerk gegeben werden. Eine Normalfrequenz von 50 Hertz lief als Zeitmarke mit und gestattete es, den Einschaltzeitpunkt der Widerstandsheizung zur Zeit $\tau = 0$ und die zeitlichen Abstände der fotografischen Aufnahmen, die im ungefähren Abstand von 0,25 s gemacht wurden, zu diesem zeitlichen Nullpunkt zu fixieren. Vergleiche mit mitfotografierten Stoppuhren ergaben eine Genauigkeit, die unter 0,01 s lag. Die fotografischen Aufnahmen wurden stets 4 bis 10 s nach dem Einschalten der Widerstandsheizung angefertigt. Normalfrequenz, Strom oder Spannung und Kameraauslösekontakt wurden auf eine Papierbahn mit Millimeterteilung aufgezeichnet. Die Papiergeschwindigkeit betrug wahlweise 10 oder 20 cm/s.

Die instationäre Messung der Wärmeleitfähigkeit wurde mit zwei interferometrischen Verfahren durchgeführt: Beim Biprismaverfahren nach Bild 3 wird der aus einem kontinuierlich, mit der Wellenlänge $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ strahlenden Helium-Neon-Gaslaser *LA* der Firma Spectra Physics tretende Strahl von wenigen Millimetern Durchmesser von einem Mikroskopobjek-

tiv *MO* aufgespreizt. Mit Hilfe des Fraunhofer-Achromaten L_1 von 1 m Brennweite erhält man einen parallelen Strahlengang. In diesem befindet sich das Plattenmodell *M* der Meßapparatur. Ein zweiter Achromat L_2 gleicher Brennweite vereinigt das parallele Licht in

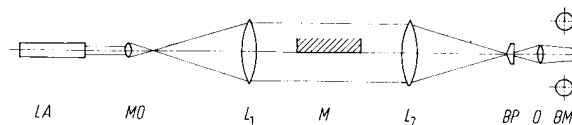


Bild 3. Biprisma-Verfahren: *LA* Laser, *MO* Mikroskopobjektiv, L_1 und L_2 Fraunhofer Achromate, *M* Modell, *BP* Biprisma, *O* Objektiv, *BM* Bildebene des Modells.

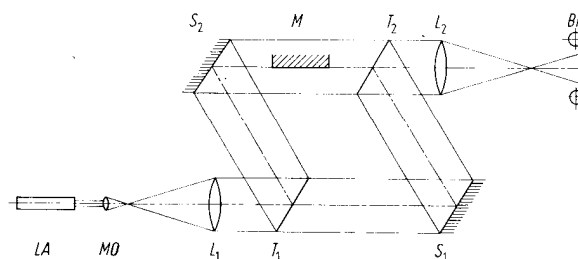


Bild 4. Mach-Zehnder-Verfahren: *LA* Laser, *MO* Mikroskopobjektiv, L_1 und L_2 Achromate, T_1 und T_2 Teilerplatten, S_1 und S_2 Spiegel, *M* Modell, *BM* Bildebene des Modells.

seiner Brennebene. Dort ist ein Biprisma *BP* nach Fresnel eingebracht, das mit einer besonderen Vorrichtung in Längs- und Querrichtung fein verstellt werden kann. Das Biprisma ist eine flache, dachförmig zugeschliffene Glasplatte mit einem Keilwinkel von ungefähr 179° . Schließlich wird das Modell *M* mit dem Achromaten L_2 und dem Objektiv *O* von 50 cm Brennweite auf die Filmebene *BM* abgebildet. Die Theorie des Biprismas wird in [20] behandelt.

Beim Mach-Zehnder-Verfahren wird das Laserlicht *LA* nach Bild 4 durch das Mikroskopobjektiv *MO* aufgespreizt und fällt auf den Achromaten L_1 . Der Parallelstrahl wird von der Teilerplatte T_1 in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Durch die Spiegel S_1 und S_2 werden die Teilstrahlen umgelenkt und an der Teilerplatte T_2 wieder zusammengeführt. In den einen Teilstrahl wird das zu untersuchende Modell *M* eingebracht, während der zweite Teilstrahl als Vergleichsstrahl dient. Bei Verwendung von Laserlicht können wegen dessen großer Kohärenzlänge die optischen Weglängen der geteilten Strahlen verschieden lang sein, d.h. ein Vergleichsmodell für den Vergleichsstrahlengang entfällt. Durch den zweiten Achromaten L_2 wird das Modell *M* in der Filmebene *BM* abgebildet.

Das Meßverfahren arbeitete in der Weise, daß vor Beginn des Versuchs am Interferometer ein Streifenfeld mit unendlicher Streifenbreite, Nullfeld ohne Streifenvorgabe, eingestellt wurde. Bei beiden Verfahren wurde zunächst ein zur Trägerplatte paralleles Streifenfeld eingestellt und der Streifenabstand kontinuierlich immer größer gemacht, bis schließlich die sehr

empfindliche Nullfeldeinstellung erreicht wird. Wegen der erwünschten Meßgenauigkeit kam es darauf an, diese Nullfeldeinstellung so genau vorzunehmen, daß im Idealfall der Gangunterschied zwischen diesem Nullfeld und dem ersten nach Einschalten der Widerstandsheizung erzeugten Streifen genau $\lambda/2$, eine halbe Lichtwellenlänge, mindestens jedoch $\lambda/2 \pm \lambda/8$ Lichtwellenlängen betrug. Der Gangunterschied zwischen allen weiteren Interferenzstreifen beträgt naturgemäß eine halbe Lichtwellenlänge. Es ist aber leicht einzusehen, da jedem Interferenzstreifenfeld ein Temperaturfeld entspricht, daß eine falsche Nullfeldeinstellung ein höheres oder ein tieferes Temperaturniveau zur Folge hat und somit die gemessene Wärmeleitfähigkeit um einen bestimmten Betrag zu hoch oder zu niedrig gemessen wird. Mit einiger Übung ließ sich bei beiden Verfahren die Toleranz von $\pm \lambda/8$ erreichen.

Beim Biprisma-Verfahren, bei dem sich bei dieser einfachen Plattengeometrie die gleiche Genauigkeit erzielen ließ wie beim Mach-Zehnder-Verfahren, kann das Nullfeld nur in der Weise genau eingestellt werden, daß man durch Einschalten der Beheizung und feines Verstellen der Biprisma-Kante den optimalen Kontrast der Interferenzstreifen festzustellen sucht. Das bringt oft Nachteile mit sich; denn die untersuchte Flüssigkeit muß sich nach dieser Einstellung wieder vollkommen ausgleichen. Bei ungünstigen Raumverhältnissen kann während dieser Zeit das Biprisma leicht dejustiert werden und eine Fehlmessung die Folge sein. Beim Mach-Zehnder-Verfahren ist die Nullfeldeinstellung einfacher, da die jeweilige Feststellung des optimalen Kontrastes nach einmaliger Justierung entfällt und die Nullfeldeinstellung im definierten Hellfeld vorgenommen werden kann.

Bei beiden Verfahren wurde auch versucht, mit einem Nullfeld mit Streifenvorgabe zu arbeiten. Beim Biprisma-Verfahren sind nur Streifenvorgaben parallel zur Biprisma- und Plattenkante möglich. Doch zeigte es sich bei beiden Verfahren trotz Variation der Streifenbreite, daß erstens die Abstände der einzelnen Streifen im Nullfeld sehr unregelmäßig waren und daß zweitens nach Einschalten der Beheizung, die eine Auffüllung der Streifen von der Platte her bewirkt, der jeweils letzte ungestörte Streifen des Nullfeldes nicht eindeutig ermittelt werden konnte.

Beim Mach-Zehnder-Verfahren ist es auch möglich, eine senkrechte Streifenvorgabe einzustellen. Bei der Auswertung dieser Streifen erhielt man in einem Teil des Streifenfeldes schleifende Schnitte. Dies hatte eine ungenaue Fixierung der Streifenabstände zur Platte zur Folge.

Um zusammenfassend nochmals auf die geforderten Voraussetzungen hinzuweisen: Bei diesem Meßverfahren zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit werden Teile eines Temperaturfeldes vermessen. Da es sich immer um sehr kleine Temperaturunterschiede und sehr kleine Abstände handelt, müssen diese sehr genau bestimmt werden, weil das vermessene Temperaturfeld mit einer strengen mathematischen Lösung verglichen

wird. Für viele andere Messungen, z.B. die Bestimmung der Wandgradienten bei Wärmeübergangsmessungen, kann ein Streifenfeld Vorteile bringen.

Bei den meisten optischen Verfahren wurde bisher stets auf das Modellende scharf eingestellt. Beim Mach-Zehnder-Verfahren sollte etwa auf $\frac{2}{3}$ der Modelllänge, vom Lichteintritt gerechnet, eingestellt werden. Bei kurzen Modellen mit sehr kleiner Lichtstrahlauslenkung ist es jedoch bei Interferenzaufnahmen belanglos, welche Bezugsebene gewählt wird. Das trifft besonders für die vorliegende Arbeit zu. Hier sind bei einer Modelllänge von 40 mm nur Übertemperaturen in der Größenordnung von 1 bis 1,5 grd zugelassen. Wird jedoch auf das Plattenende eingestellt, so sind stets von der Eintrittskante her Beugungsinterferenzen zu erwarten. Man erhält die bekannten Fresnelschen Beugungsinterferenzen an der Halbebene. Das ist für die Auswertung unangenehm, weil sich die Beugungsinterferenzen mit den im Versuch erzeugten Interferenzen überlagern. In der Regel verzichtet man deshalb auf eine Auswertung in unmittelbarer Plattennähe. Durch Vermessen der Abstände der Interferenzextremas vor dem Versuch kann auf die genaue Lage der Wand bzw. mit Hilfe eines Maßstabs an der Stirnseite der Platte auf die

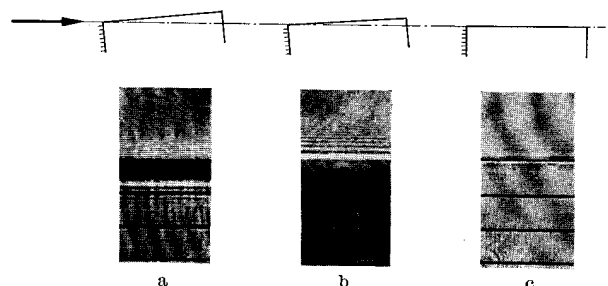


Bild 5. a Lloydsche Interferenzen, b Fresnelsche Interferenzen, c exakte Platteneinstellung.

Schiefstellung der Platte geschlossen werden. Doch dieses Verfahren ist in der Regel mühselig, weil erst eine fotografische Aufnahme jeweils unter dem Photometer ausgemessen werden muß. Viel einfacher ist es, unter der Voraussetzung kleiner Lichtauslenkungen die Einstellebene und den Maßstab an den Lichteintritt nach Bild 5, a bis c zu verlegen. Die Tiefenschärfe betrug bei den in Bild 5 gezeigten Anordnungen nur Bruchteile eines Millimeters. Bild 5 zeigt verschiedene Neigungen der Platte gegen den parallelen Eintrittslichtstrahl. Von der Austrittskante gehen jeweils Kanteninterferenzen aus, die auf den darunter befindlichen Aufnahmen sichtbar gemacht werden. Bei verhältnismäßig starker Schiefstellung von etwa 1 bis 2° treten Lloydsche Interferenzerscheinungen auf (Bild 5a). Diese gehen bei geringer werdender Neigung in Fresnelsche Interferenzen über (Bild 5b). Wird nun die Platte vorsichtig noch weiter gegen die Horizontale geneigt, so verschwinden, wenn eine genau parallele Einstellung erreicht ist, die Fresnel-Interferenzen. Nach Durchfahren dieses Punktes entstehen neue Fresnelsche Interferenzen. Dieser Punkt ist ein sehr

scharfes Kriterium für die parallele Einstellung der Platte. Der Winkel zwischen dem einfallenden Licht und der Platte nach Bild 5c läßt sich abschätzen. Die Kante erscheint in dieser Abbildung etwa um $\frac{1}{3}$ dünner als die Teilstriche des Maßstabs. Diese sind $30 \mu\text{m}$ dick. Es ergibt sich bei einer Plattenlänge von 40 mm ein Winkel von $2,5 \cdot 10^{-4}$; dies entspricht $50''$. Eine so hohe Genauigkeit ist meist nicht erforderlich und läßt sich nur bei günstigen Bedingungen längere Zeit aufrecht erhalten. Der Winkel der Lichtauslenkung während der Versuche lag mit $3 \cdot 10^{-3}$ um eine Zehnerpotenz höher.

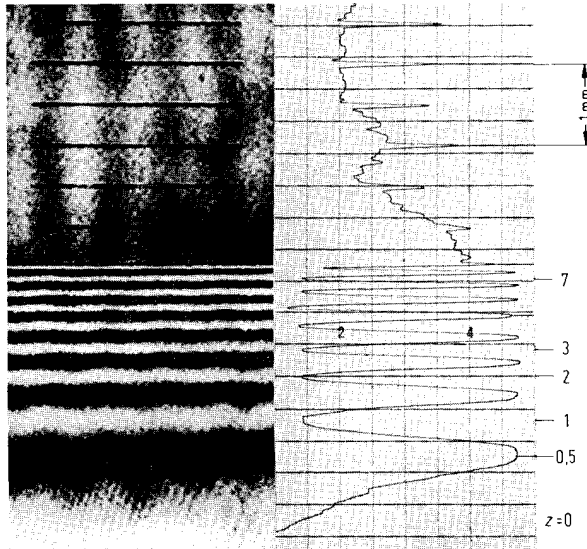


Bild 6. Aufnahme Nr. 9 $\tau = 8,14 \text{ s}$.

Auswertung

Die Negative einer Bildfolge von 10 bis 12 Aufnahmen, die meistens mit einem zeitlichen Abstand von 0,25 bis 0,5 s in einem Zeitintervall von 4 bis 10 s nach Beginn der Beheizung lagen, wurden mit Hilfe eines Photometers, Type G II der Firma Jenaoptik, Jena, vermessen. Der auf der Unterseite bedampfte Glas-träger nach Bild 6 zeigt auf seiner Stirnseite die beschriebene Präzisionsteilung. Der Abstand der einzelnen Teilstriche beträgt 0,5 mm. Auf der Unterseite der Glasplatte sieht man Interferenzstreifen, die als Isothermen angesehen werden können. Deutlich ist zu erkennen, daß der Temperaturgradient, der seinen höchsten Wert an der Wand erreicht, nach unten immer mehr abnimmt. Die Temperaturdifferenz zwischen einem Maximum und einem Minimum beträgt etwa $\frac{8}{100}$ grad bei Raumtemperatur. Durch Vermessung der Teilung, die gleichzeitig den Maßstabsfaktor liefert, läßt sich die Wandkontur ($x = 0$) sehr genau festlegen. Die Maxima und Minima der Ordnung z werden bezüglich dieser Wandkontur gemessen. Der Meßtisch, auf dem die Negative fixiert sind, wird mit einer Mikrometerschraube an dem Meßspalt des Photometers vorbei

bewegt. Das Gerät arbeitet im Durchlichtverfahren. Die Maxima und Minima der Streifen ergeben maximale und minimale Galvanometer-Ausschläge. Der Ort dieser Ausschläge wird mit einer Mikrometerschraube gemessen. Auf der rechten Seite von Bild 6 sind die Teilung und das Streifenfeld mit einem an das Photometer angeschlossenen Schreiber aufgezeichnet. Die Wahl des für die Aufnahmen günstigsten Spaltes, der in der Höhe bis 20 mm und in der Breite bis 3 mm verstellt werden kann, erfordert zwei Überlegungen: Der Spalt darf nicht zu fein sein und muß jedenfalls breiter als die Korngröße des Negativmaterials sein. Bei 14/10 DIN liegt die Korngröße bei 8 bis $10 \mu\text{m}$. Auf der anderen Seite sollte er in einem angemessenen Verhältnis zur Amplitude und Wellenlänge der Streifenverteilung stehen. Da die Streifenverteilung sich mit kleiner werdenden Gradienten und großen Wandabständen sehr stark ändert, sollte man auf die Vermessung der ersten Ordnungen verzichten und stets gleichförmige Streifenverteilungen anstreben, die mit einem optimalen Spalt vermessen werden können. Bei einer zweifachen Vergrößerung des Negativs gegenüber der Wirklichkeit und dreißigfacher Vergrößerung des Gerätes wurden meist Spaltweiten von 1200 bis $1500 \mu\text{m}$ und die maximale Spalthöhe von 20 mm parallel zu den Interferenzlinien gewählt. Das entspricht einer auf die Wirklichkeit bezogenen Spaltweite von 20 bis $25 \mu\text{m}$.

Das Photometer läßt bei einiger Übung eine absolute Genauigkeit von etwa ± 3 bis $5 \mu\text{m}$ zu. Läßt die optische Anordnung einen Meßstabsfaktor, der größer als eins ist, zu, so kann die relative Meßgenauigkeit noch verbessert werden.

Jedem Ort x des Streifenfeldes läßt sich ein Brechungsindex und bei Kenntnis der Abhängigkeit von Temperatur und Brechungsindex eine Temperatur zuordnen. Als Ausgangspunkt für die Temperaturzuordnung gilt die vor Beginn der Versuche konstante Badtemperatur ($t_\infty; \vartheta = 0$) mit dem Brechungsindex n_∞ . Für Wasser von 0 bis 60°C haben TILTON und TAYLOR [21] Messungen des Brechungsindex vorgenommen. Eine Gleichung, die sich am besten auf einem Rechenautomaten auswerten läßt, geben die Autoren in der Form Brechungsindex n als Funktion der Celsius-Temperatur t und der verwendeten Lichtwellenlänge λ an. Diese Gleichung gibt die Meßergebnisse am besten wieder; sie läßt sich nach Angaben der Autoren bis 100°C extrapolieren:

$$n(t, \lambda) = \left(a^2 - k\lambda^2 + \frac{m}{\lambda^2 - h^2} \right)^{1/2} - \frac{10^{-7}}{t + \bar{D}} \left\{ \left[\bar{B} - \frac{b(\Delta\lambda)^3}{\lambda - h} \right] \vartheta^3 + \left[\bar{A} - a'\Delta\lambda \left(1 + \frac{a''}{\lambda - h} \right) \right] \vartheta^2 + \left[\bar{C} - c\Delta\lambda \left(1 + \frac{c'}{\lambda - h} \right) \right] \vartheta \right\} \quad (12)$$

mit den Konstanten:

$$\begin{aligned} a^2 &= 1,7616316 & \bar{C} &= 76\,087,9 & \Delta\lambda &= \lambda - \lambda_D = -0,043538 \\ k &= 0,0119882 & \bar{D} &= 65,7081 & \vartheta &= t - 20 \\ h &= 0,1221145 & a' &= 143,63 \\ m &= 0,00644277 & a'' &= 0,4436 \\ \bar{A} &= 2352,12 & b &= 10,562 \\ \bar{B} &= 6,3649 & c &= 12\,504 \\ & & c' &= 0,08430 \\ & & \lambda &= 0,6328 \end{aligned}$$

λ bedeutet die verwendete Lichtwellenlänge; sie ist in diese Gleichung in μm einzusetzen.

Für die weitere Berechnung der Brechzahlen im Streifenfeld ohne vorherige Streifenvorgabe gilt die sogenannte Interferometerbeziehung:

$$n_\infty - n_z = z\lambda/l \quad (13)$$

wobei bedeuten

- z Ordnungszahl der Interferenzstreifen 0; 0,5; 1; 1,5 usw.
- n_z Brechungsindex am Ort des z -ten Streifens
- λ Lichtwellenlänge
- l Modelllänge

Bezieht man die aus Gl. (12) iterativ bestimmten Temperaturen auf die Badtemperatur t_∞ , so können die Übertemperaturen ϑ bestimmt werden. Gl. (8) gibt die mathematische Beziehung für das instationäre Temperaturfeld bei Beheizung mit $q_{x=0} = \text{konst}$ wieder. Die Übertemperatur ϑ ist in dieser Beziehung als Funktion des Abstandes x , der Zeit τ , der konstanten Wärmestromdichte $q_{x=0}$ und der konstanten Stoffgrößen a und λ dargestellt. Gl. (8) wird nur dann dem Experiment entsprechen, wenn während der Versuche die Wärmestromdichte und die Stoffgrößen wirklich konstant sind. Die Konstanz der Wärmestromdichte wurde durch Messung bestätigt, die Konstanz der Stoffgrößen wurde durch Einhaltung kleiner Übertemperaturen von 1 bis 1,5 grd gegenüber der Badtemperatur erreicht. Die wahren Änderungen der Stoffgrößen in diesem kleinen Temperaturintervall liegen weit unter der zu erwartenden Meßgenauigkeit.

Ist außer den Meßgrößen x , ϑ und τ noch die Konstante $(q_{x=0}/\lambda) = B$ bekannt, so kann daraus die Temperaturleitfähigkeit a iterativ bestimmt werden. Der Vorteil des in dieser Arbeit verwendeten Meßverfahrens besteht jedoch darin, daß auf die Messung dieser Größe B und damit auf die Messung der Wärmestromdichte verzichtet werden kann. Betrachtet man zwei Meßpunkte, so kann diese Größe eliminiert werden.

Es gibt dann noch mehrere Möglichkeiten, die Temperaturleitfähigkeit zu bestimmen. Es kann längs konstanter Temperatur, konstantem Ort und konstanter Zeit ausgewertet werden:

Die Auswertung längs $\vartheta = \text{konst}$ hat den Nachteil, daß zu jeder Zeit τ aus mehreren Aufnahmen die Wandkontur bestimmt werden muß, so daß sich zwischen den einzelnen Zeiten τ Versetzungen der Abstände x auf Grund von Meßfehlern ergeben können. Kleine Störungen des Temperaturfeldes können zeitlich konstante Abweichungen hervorrufen.

Im allgemeinen werden die Übertemperaturen ϑ den Maxima und Minima der Interferenzstreifen zugeordnet, deren Abstände photometrisch vermessen werden. Möchte man längs Linien $x = \text{konst}$ auswerten, so ist es notwendig, meist zwischen den Extremwerten liegende Temperaturen zu bestimmen. Zwischen den Interferenzstreifen kann bei kleinen Temperaturdifferenzen ein linearer Verlauf der Temperatur mit guter Näherung angenommen werden. Diese Methode bringt jedoch gegenüber der ersten keine Vereinfachung oder Verbesserung.

Bildet man bei Betrachtung zweier benachbarter Punkte längs $\tau = \text{konst}$ das Temperaturverhältnis ϑ_1/ϑ_2 , so läßt sich aus Gl. (8) wieder die Wärmestromdichte eliminieren:

$$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = \frac{\text{ierfc} \frac{x_1}{2\sqrt{a\tau}}}{\text{ierfc} \frac{x_2}{2\sqrt{a\tau}}} \quad (14)$$

Diese Methode ist am einfachsten, weil nur ein Bild vermessen werden muß. Verwendet man mehrere Meßpunkte und optimiert Gl. (8) nach den beiden konstant bleibenden Größen $A = 2\sqrt{a\tau}$ und $B = (q_{x=0}/\lambda)$ nach der kleinsten absoluten Fehlerquadratsumme, so ergibt sich als Ausgangsgleichung die Funktion

$$f = \sum_1^n \left(AB \text{ierfc} \frac{x_i}{A} - \vartheta_i \right)^2 \quad (15)$$

Die Laufkoordinaten sind die mit dem Index i bezeichneten Größen x und ϑ . Diese absolute Fehlerquadratsumme soll ein Minimum werden. Man differenziert die Funktion f nach den beiden zu optimierenden Größen A und B und setzt diese Ableitungen null. Die Größe B kann aus beiden Ableitungen eliminiert werden und man erhält eine Bestimmungsgleichung für die Größe A

$$\frac{\sum_1^n \vartheta_i \text{ierfc} \frac{x_i}{A}}{\sum_1^n A \left(\text{ierfc} \frac{x_i}{A} \right)^2} = \frac{\sum_1^n \vartheta_i \exp - \left(\frac{x_i}{A} \right)^2}{\sum_1^n A \text{ierfc} \frac{x_i}{A} \exp - \left(\frac{x_i}{A} \right)^2} \quad (16)$$

Aus dieser Beziehung kann A iterativ bestimmt werden. Mit dieser optimierten Größe kann B und a berechnet werden.

Die Optimierung nach den beiden Konstanten A und B ist nicht zwingend. Doch erscheint sie in Anlehnung an Gl. (14) sinnvoll; alle in den Konstanten vorkommenden Größen ändern sich nur um kleine Beiträge, die von den Meßfehlern herrühren. Die Optimierung nach der kleinsten relativen Fehlerquadratsumme ergibt die gleichen Ergebnisse.

Gegenüber den Verfahren bei $\vartheta = \text{konst}$ und $x = \text{konst}$ ist der Meßaufwand bei der Auswertung längs $\tau = \text{konst}$ am geringsten. Die Wand und die Wandabstände müssen jeweils nur einmal bestimmt werden, außerdem können sich keine summierenden Fehler bilden. Besonders in den Meßfehlern der Wandabstände,

die naturgemäß am größten sind, wirkt dieses Verfahren ausgleichend. Die aus der Auswertung folgenden Werte der Wärmestromdichte und der Temperaturleitfähigkeit schwanken bei den verschiedenen Zeiten τ um etwa 1%.

Optische Korrekturen, die wegen der Abweichung von der idealen Interferometrie notwendig werden können, schließen sich eng an [20] an. Die ideale Interferometrie betrachtet die Modelllänge in Lichtrichtung als charakteristischen Lichtweg. In Wirklichkeit wird der Lichtstrahl beim Durchtritt durch ein Schlierengebiet gekrümmt [22]. Dadurch verlängert sich der Lichtweg.

Das Temperaturfeld endet nicht unmittelbar am Plattenende, sondern ist in Wirklichkeit etwas länger. Außerdem können noch Fehler auftreten durch eine Neigung des Modells gegen die Lichtstrahlrichtung.

Beim Auslenkungsfehler und dem Parallelitätsfehler kommt noch der Einfluß des Mediumwechsels hinzu. Es wird angenommen, daß der Lichtstrahl parallel durch die Fenster in die Kammer tritt und diese keinen Keilfehler besitzen, der von schlechten oder schlecht eingebauten Gläsern herrührt. Nach Durchlaufen des Schlierengebietes tritt der Lichtstrahl durch die nachfolgenden Fenster und wird, da er in der Kammer etwas ausgelenkt wurde, dadurch leicht versetzt. Diese Versetzung addiert sich zu der obengenannten Auslenkung.

Es kann jedoch gezeigt werden [19], daß alle diese optischen Korrekturen keinen Einfluß auf das Meßergebnis haben. Als Beispiel für die Auswertung wird Bild 6, Aufnahme Nr. 9, $\tau = 8,14$ s gewählt. Es stammt aus einer Aufnahmefolge von 12 Bildern, die nach der Mach-Zehnder-Methode aufgenommen wurden. Die vier in der Kammer befindlichen Thermoelemente zeigten vor Versuchsbeginn folgende EMK-Werte, die in nachfolgende Temperaturen umgerechnet werden:

1. 0,7811 mV $\hat{=}$ 20,155 °C,
2. 0,7811 mV $\hat{=}$ 20,150 °C,
3. 0,7812 mV $\hat{=}$ 20,159 °C,
4. 0,7810 mV $\hat{=}$ 20,153 °C.

Dies ergibt eine mittlere Badtemperatur von 20,154 °C t_{∞} und nach Gl. (12) die Brechzahl $n_{\infty} = 1,331\,730\,66$.

Weitere gleichbleibende Daten der Meßreihe sind die nur zur Kontrolle gemessenen Strom- und Spannungswerte:

$$U = 5,115 \text{ V,}$$

$$I = 0,39 \text{ A.}$$

Daraus errechnet sich als Gesamtleistung 1,995 W und als Widerstand der aufgedampften Schicht 13,1 Ω . Die Beheizung wurde mit der Platte 1 vorgenommen: Weg in Lichtrichtung (Modelllänge l): 39,8 mm, Weg quer zur Lichtrichtung: 36,6 mm.

Es wurde feinkörniges Filmmaterial DIN 14/10 bei einer Belichtungszeit von $\frac{1}{500}$ s, Format 24×36 , verwendet. Aus den jeweils einmal pro Aufnahme vermessenen Skalenteilen einer Meßreihe erhält man als mittleren Maßstabsfaktor 2,034.

Tabelle 1

t °C	n	ϑ grd	x_{mess} mm	x_{err} mm
20,693	1,331 682 48	0,5385	1,009	1,001
20,781	1,331 674 45	0,6272	0,852	0,856
20,870	1,331 666 42	0,7157	0,725	0,726
20,958	1,331 658 39	0,8038	0,603	0,609
21,046	1,331 650 36	0,8917	0,502	0,500
21,133	1,331 642 33	0,9792	0,402	0,399
21,221	1,331 634 30	1,0665	0,303	0,304
21,308	1,331 626 27	1,1535	0,214	0,214
21,394	1,331 618 24	1,2403	0,129	0,129

$$z = 3 \text{ bis } 7$$

$$\tau = 8,14 \text{ s}$$

$$A = 2,1810 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$B = 1,1219 \cdot 10^3 \text{ grad/m}$$

$$a = 1,461 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$t_{\text{Bez}} = 20,84 \text{ °C}$$

$$v = 1,00186 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$c_p = 4,1814 \text{ kJ/kg grad}$$

$$\lambda = 0,6098 \text{ W/m grad}$$

$$\vartheta_{x=0} = 1,3805 \text{ grad}$$

$$n_{x=0} = 1,331\,605\,21$$

$$\Delta n_{\infty} = 1,2546 \cdot 10^{-4}$$

In Tabelle 1 sind in Spalte 1 die aus Gl. (12) iterierten Celsius-Temperaturen eingetragen, die aus den Brechzahlen der Spalte 2 mit Hilfe von Gl. (13) ermittelt wurden. In Spalte 3 sind die Übertemperaturen gegenüber der Badtemperatur t_{∞} angegeben. In der 4. Spalte sind die gemessenen x -Werte in mm in wahrer Länge aufgeführt. Die Ordnungszahl der Interferenzstreifen z und die Zeit τ sind darunter angegeben. Für die Auswertung längs $\tau = \text{konst}$ nach Gl. (16) sind die Eingabeparameter ϑ , x und τ notwendig. Es lassen sich die Größen $A = 2 \sqrt{a\tau}$ und $B = (q_{x=0}/\lambda)$ bestimmen. Aus der Größe A wird die Temperaturleitfähigkeit a errechnet. Mit Hilfe der aus der „Formulation for Industrial Use“ [23, 24] berechneten c_p - und v -Werte läßt sich die Wärmeleitfähigkeit λ angeben. Als Bezugstemperatur wurde $t_{\text{Bez}} = t_{\infty} + \vartheta_{x=0}/2$ gewählt. Mit Hilfe der optimierten Größen A und B und der Temperaturen ϑ wurden glatte Werte der Abstände x bestimmt, die in der 5. Spalte aufgeführt sind. Diese mit x_{err} bezeichneten Abstände weichen von den gemessenen Werten im Mittel um höchstens 5 μm ab. Außerdem sind noch die Wandübertemperatur $\vartheta_{x=0}$ nach Gl. (9), die Brechzahl an dieser Stelle, sowie die Brechzahldifferenz $\Delta n_{\infty} = n_{\infty} - n_{x=0}$ angegeben. Die Meßergebnisse (Nr. 1–12) sind in Bild 7 in einem ϑ , x -Diagramm mit der Zeit τ als Parameter aufgetragen. Alle gezeichneten Meßkurven sind auf die niedrigste Zeitkurve $\tau = 6,09$ s bezogen. Die höheren Zeiten sind jeweils um 0,1 grad gegeneinander versetzt gezeichnet.

net, wie es im rechten Bildteil angedeutet ist. Innerhalb der Zeichengenauigkeit liegen die mit den Symbolen bezeichneten Meßpunkte auf den ausgezogenen glatten Kurven.

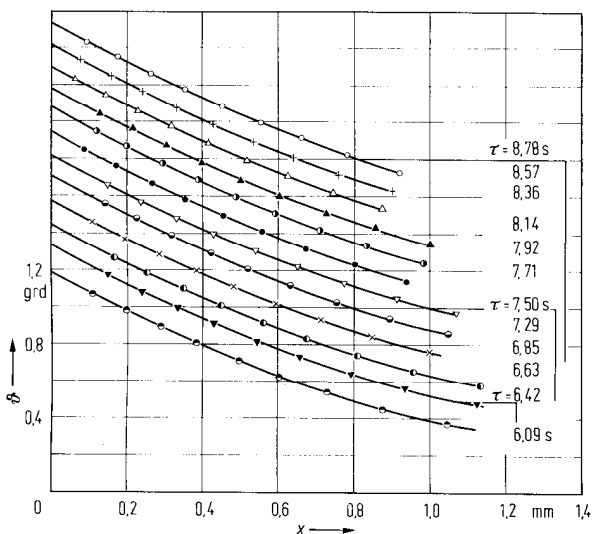


Bild 7. θ, x -Diagramm mit der Zeit τ als Parameter. Alle Kurven sind gegenüber den benachbarten Kurven um je 0,1 grd versetzt und auf die niedrigste Zeitkurve bezogen, wie im rechten Bildteil angegeben.

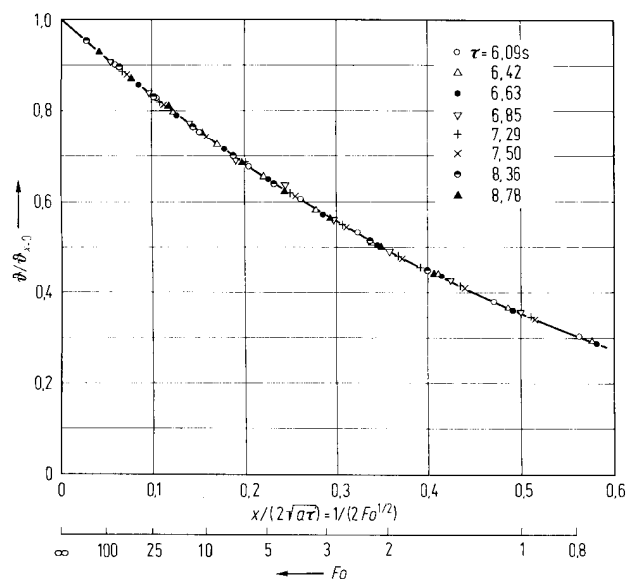


Bild 8. $\theta/\theta_{x=0}$ aufgetragen über $1/(2Fo^{1/2})$ bzw. Fo .

In Bild 8 ist eine dimensionslose Darstellung gewählt. Auf der Ordinate ist die dimensionslose Übertemperatur $\Theta = \theta/\theta_{x=0}$ gewählt, auf der Abszisse sind in positiver Richtung $x/(2\sqrt{a\tau}) = 1/(2Fo^{1/2})$, in negativer die Fourier-Zahl $Fo = a\tau/x^2$ aufgetragen. Alle Meßpunkte (Symbole) liegen auf der theoretischen nach Gl. (8) und (9) berechneten Kurve.

Fehlerbetrachtung

Wird das Nullfeld mit unendlicher Streifenbreite auf eine Genauigkeit des 1. Streifens von $\lambda/8$ eingestellt und wird die Modellkante auf einen Winkel von $2,5 \cdot 10^{-4}$ einjustiert, so wird das Ergebnis nicht mehr beeinflusst. Diese Voraussetzungen konnten erfüllt werden.

Schwer erfassbar sind Fehler, die durch unzureichende Temperaturkonstanz und durch Erschütterung der optischen Geräte auftreten. Längenmessungen können am Photometer mit einer Genauigkeit von 3 bis 5 μm ausgeführt werden:

Die Wandkontur wird durch Vermessen des Präzisionsmaßstabs festgelegt. Die Genauigkeit liegt auch hier bei 5 μm . Eine Verschiebung der Wandkontur hat auf die Temperaturleitfähigkeit a folgende Auswirkung:

Wandkonturunsicherheit	Fehler in a
$x = \pm 2,5 \mu\text{m}$	$\pm 0,1\%$
$x = \pm 5 \mu\text{m}$	$\pm 0,4\%$
$x = \pm 25 \mu\text{m}$	$\pm 1,6\%$

Bei der zulässigen Unsicherheit von 5 μm erhält man demnach einen Fehler von 4‰ bezogen auf die Temperaturleitfähigkeit.

Der Maßstabsfaktor, der gleichzeitig mit der Wandkontur bestimmt wird, weicht über eine Serie gemessen im Mittel um $\pm 1\%$ ab. Die Temperaturleitfähigkeit ändert sich dabei um $\pm 1\%$.

Der größte Fehler rührt vom Abweichen einzelner Interferenzstreifenabstände von der idealen Verteilung her. Diese Abweichungen können an manchen Stellen maximal 0,01 mm erreichen. Die Temperaturleitfähigkeit wird dadurch maximal bis zu 1% beeinflusst. Die Heizleistung, die aus der Größe $B = (q_{x=0}/\lambda)$ ermittelt werden kann, schwankt dadurch um etwa den gleichen Betrag.

Die Zeitmessungen mit dem Oszillomink ergeben eine Meßgenauigkeit von $\pm 0,01$ s. Die Versuche werden meist im Zeitintervall von 4 bis 10 s vorgenommen. Dort ist der Fehler vernachlässigbar klein. Die Zuordnung der Temperaturen nach Gl. (12) nach den Messungen von TILTON und TAYLOR kann ebenfalls als fehlerfrei angesehen werden. Die optischen Korrekturen brauchen nicht berücksichtigt zu werden.

Der Gesamtfehler wird auf $\pm 1\%$ geschätzt.

Meßergebnisse der Temperatur- und der Wärmeleitfähigkeit

Mit dem hier beschriebenen Meßverfahren wurden Messungen an Wasser im Temperaturbereich von 20 bis 90 °C bei 1 bar durchgeführt. Insgesamt werden 374 Meßpunkte mitgeteilt. Messungen wurden im Abstand von 10 grd ausgeführt. An jedem der 8 Temperaturpunkte wurden je vier Meßreihen ausgewertet, die meist 10 bis 12 vermessene Aufnahmen umfaßten. Die Messungen wurden mit dem Mach-Zehnder- und dem Biprisma-Verfahren durchgeführt. In Tabelle 2

Tabelle 2

Nr.	t °C	$a \cdot 10^7$ m ² /s	λ W/m grd	Nr.	t °C	$a \cdot 10^7$ m ² /s	λ W/m grd	Nr.	t °C	$a \cdot 10^7$ m ² /s	λ W/m grd
1	20.75	1.432	0.5977	70	30.35	1.472	0.6124	140	40.30	1.539	0.6381
	20.77	1.449	0.6048		30.36	1.489	0.6195		40.31	1.546	0.6410
	20.78	1.437	0.5998		30.37	1.482	0.6165		40.32	1.531	0.6348
	20.79	1.458	0.6085		29.20	1.506	0.6268		40.33	1.518	0.6294
	20.81	1.442	0.6018		29.22	1.490	0.6201		40.34	1.529	0.6339
	20.81	1.435	0.5989		29.23	1.506	0.6268		50.40	1.538	0.6353
	20.83	1.441	0.6014		29.25	1.499	0.6238		50.41	1.550	0.6402
	20.84	1.449	0.6048		29.27	1.499	0.6238		50.43	1.544	0.6377
	20.84	1.461	0.6098		29.29	1.484	0.6176		50.44	1.544	0.6377
10	20.85	1.447	0.6039		29.30	1.509	0.6280		50.45	1.554	0.6419
	20.86	1.436	0.5993	80	29.32	1.485	0.6180	150	50.46	1.565	0.6464
	20.87	1.440	0.6010		29.33	1.490	0.6201		50.47	1.566	0.6468
	22.31	1.456	0.6074		29.34	1.491	0.6205		50.49	1.550	0.6402
	22.33	1.467	0.6120		29.35	1.482	0.6167		50.50	1.569	0.6480
	22.34	1.459	0.6086		29.36	1.483	0.6172		50.51	1.558	0.6435
	22.35	1.463	0.6103		31.51	1.501	0.6242		50.52	1.553	0.6414
	22.36	1.467	0.6119		31.52	1.508	0.6271		50.53	1.561	0.6447
	22.37	1.460	0.6090		31.53	1.486	0.6180		49.44	1.552	0.6413
	22.39	1.462	0.6099		31.54	1.490	0.6196		49.45	1.540	0.6363
20	22.40	1.457	0.6078		31.54	1.492	0.6205		49.46	1.557	0.6433
	22.41	1.445	0.6028	90	31.55	1.498	0.6229	160	49.47	1.557	0.6433
	22.42	1.453	0.6061		31.56	1.498	0.6229		49.48	1.553	0.6417
	22.43	1.436	0.5990		31.56	1.490	0.6196		49.50	1.564	0.6462
	22.44	1.444	0.6023		31.58	1.488	0.6188		49.52	1.567	0.6475
	22.39	1.448	0.6040		31.59	1.504	0.6254		49.54	1.569	0.6483
	22.40	1.464	0.6107		31.59	1.498	0.6229		49.55	1.538	0.6355
	22.41	1.462	0.6098		31.60	1.506	0.6263		49.56	1.580	0.6528
	22.42	1.465	0.6111		39.88	1.511	0.6266		49.57	1.553	0.6417
	22.44	1.463	0.6103		39.89	1.510	0.6261		49.57	1.567	0.6474
30	22.45	1.451	0.6053		39.90	1.495	0.6199		49.32	1.568	0.6479
	22.46	1.447	0.6036	100	39.91	1.495	0.6199	170	49.32	1.558	0.6438
	22.47	1.453	0.6061		39.91	1.515	0.6274		49.33	1.567	0.6475
	22.49	1.455	0.6069		39.93	1.542	0.6394		49.34	1.560	0.6446
	20.75	1.458	0.6085		39.94	1.515	0.6282		49.35	1.581	0.6533
	20.77	1.462	0.6102		39.96	1.531	0.6348		49.36	1.557	0.6434
	20.77	1.452	0.6060		39.97	1.521	0.6307		49.36	1.566	0.6471
	20.79	1.457	0.6081		39.97	1.531	0.6348		49.36	1.553	0.6417
	20.80	1.463	0.6106		39.98	1.528	0.6336		49.37	1.554	0.6421
	20.81	1.456	0.6077		39.99	1.535	0.6365		49.39	1.551	0.6409
40	20.81	1.451	0.6056		40.08	1.516	0.6286		50.11	1.549	0.6399
	20.82	1.446	0.6035	110	40.09	1.499	0.6215	180	50.12	1.558	0.6436
	20.84	1.457	0.6081		40.10	1.508	0.6253		50.13	1.553	0.6415
	20.84	1.448	0.6043		40.12	1.507	0.6248		50.14	1.562	0.6452
	20.85	1.448	0.6043		40.13	1.533	0.6356		50.15	1.569	0.6481
	20.86	1.453	0.6064		40.14	1.512	0.6269		50.16	1.550	0.6403
	20.86	1.447	0.6039		40.15	1.515	0.6282		50.17	1.556	0.6428
	20.88	1.434	0.5985		40.16	1.507	0.6248		50.18	1.555	0.6423
	20.90	1.454	0.6068		40.17	1.524	0.6319		50.19	1.563	0.6456
	31.25	1.519	0.6317		40.18	1.501	0.6223		50.19	1.563	0.6456
50	31.26	1.510	0.6280		40.19	1.530	0.6344		50.20	1.571	0.6489
	31.27	1.484	0.6172	120	40.20	1.514	0.6277	190	50.21	1.559	0.6440
	31.28	1.493	0.6209		39.41	1.520	0.6304		59.63	1.581	0.6504
	31.29	1.489	0.6193		39.41	1.531	0.6350		59.64	1.584	0.6518
	31.30	1.494	0.6213		39.42	1.527	0.6333		59.64	1.575	0.6481
	31.31	1.488	0.6188		39.43	1.512	0.6271		59.65	1.591	0.6547
	31.32	1.486	0.6180		39.44	1.526	0.6329		59.65	1.580	0.6502
	31.33	1.492	0.6205		39.45	1.523	0.6316		59.66	1.570	0.6460
	31.34	1.491	0.6201		39.45	1.521	0.6308		59.66	1.575	0.6481
	31.35	1.487	0.6184		39.46	1.530	0.6345		59.67	1.578	0.6493
60	31.35	1.497	0.6226		39.46	1.525	0.6325		59.68	1.570	0.6460
	30.24	1.497	0.6228	130	39.47	1.541	0.6391	200	59.68	1.573	0.6473
	30.25	1.498	0.6232		39.48	1.540	0.6387		59.69	1.572	0.6469
	30.26	1.496	0.6224		39.48	1.536	0.6370		59.69	1.594	0.6559
	30.28	1.484	0.6174		40.20	1.515	0.6281		59.69	1.574	0.6477
	30.29	1.492	0.6207		40.22	1.526	0.6327		59.71	1.571	0.6464
	30.30	1.474	0.6132		40.24	1.531	0.6348		59.72	1.586	0.6526
	30.31	1.476	0.6141		40.25	1.535	0.6364		59.74	1.577	0.6489
	30.32	1.475	0.6136		40.27	1.535	0.6364		59.75	1.582	0.6509
	30.33	1.481	0.6161		40.28	1.518	0.6294		59.76	1.593	0.6555
					40.29	1.535	0.6364		59.78	1.576	0.6485

Tabelle 2 (Fortsetzung)

Nr.	t °C	a · 10 ⁷ m ² /s	λ W/mgrd	Nr.	t °C	a · 10 ⁷ m ² /s	λ W/mgrd	Nr.	t °C	a · 10 ⁷ m ² /s	λ W/mgrd
210	59.79	1.586	0.6526	270	69.34	1.611	0.6601	330	87.15	1.661	0.6730
	59.80	1.577	0.6489		69.36	1.603	0.6568		87.15	1.663	0.6758
	59.81	1.581	0.6505		69.36	1.610	0.6597		87.16	1.660	0.6746
	59.82	1.594	0.6559		69.38	1.612	0.6605		87.16	1.647	0.6693
	59.83	1.592	0.6550		69.39	1.607	0.6585		87.16	1.655	0.6725
	59.63	1.588	0.6535		69.39	1.624	0.6654		87.16	1.654	0.6721
	59.64	1.588	0.6534		69.33	1.611	0.6601		89.69	1.659	0.6734
	59.64	1.576	0.6485		69.34	1.600	0.6556		89.71	1.660	0.6738
	59.65	1.581	0.6506		69.35	1.615	0.6617		89.72	1.663	0.6750
	59.65	1.585	0.6522		69.36	1.623	0.6650		89.73	1.663	0.6750
220	59.66	1.573	0.6473	280	69.38	1.619	0.6634	340	89.75	1.659	0.6733
	59.67	1.583	0.6514		69.39	1.618	0.6630		89.76	1.658	0.6729
	59.68	1.574	0.6477		69.40	1.628	0.6671		89.77	1.664	0.6754
	59.68	1.578	0.6493		69.41	1.618	0.6630		89.78	1.663	0.6750
	59.69	1.587	0.6530		69.42	1.642	0.6728		89.79	1.665	0.6758
	59.70	1.567	0.6448		69.43	1.618	0.6629		89.80	1.666	0.6762
	59.71	1.574	0.6477		69.44	1.627	0.6666		89.81	1.675	0.6798
	59.72	1.580	0.6501		69.45	1.635	0.6699		89.82	1.670	0.6778
	59.73	1.582	0.6510		79.10	1.633	0.6661		89.51	1.664	0.6755
	59.75	1.585	0.6522		79.10	1.631	0.6653	350	89.52	1.658	0.6730
230	59.76	1.585	0.6522	290	79.10	1.631	0.6653		89.53	1.663	0.6750
	59.77	1.579	0.6497		79.12	1.632	0.6657		89.54	1.674	0.6795
	59.78	1.577	0.6489		79.13	1.632	0.6657		89.55	1.639	0.6653
	59.79	1.570	0.6460		79.13	1.614	0.6584		89.55	1.649	0.6694
	59.80	1.567	0.6448		79.14	1.648	0.6722		89.56	1.665	0.6758
	59.82	1.562	0.6427		79.14	1.637	0.6677		89.57	1.662	0.6746
	59.83	1.580	0.6501		79.14	1.660	0.6771		89.57	1.667	0.6767
	59.83	1.581	0.6505		79.14	1.620	0.6608		89.58	1.682	0.6827
	59.84	1.598	0.6575		79.26	1.636	0.6673		89.59	1.659	0.6734
	69.80	1.606	0.6579		79.26	1.638	0.6681		89.59	1.664	0.6754
240	69.81	1.609	0.6591	300	79.27	1.644	0.6706	360	89.60	1.670	0.6779
	69.82	1.601	0.6559		79.28	1.642	0.6697		89.69	1.653	0.6709
	69.83	1.618	0.6628		79.29	1.642	0.6697		89.70	1.667	0.6766
	69.84	1.603	0.6567		79.30	1.645	0.6710		89.71	1.660	0.6738
	69.85	1.595	0.6534		79.63	1.626	0.6631		89.73	1.659	0.6734
	69.86	1.597	0.6542		79.64	1.636	0.6672		89.74	1.668	0.6770
	69.87	1.608	0.6587		79.65	1.632	0.6656		89.76	1.675	0.6798
	69.87	1.599	0.6550		79.66	1.635	0.6668		89.77	1.661	0.6742
	69.88	1.612	0.6604		79.67	1.639	0.6684		89.78	1.673	0.6790
	69.89	1.601	0.6558		79.68	1.650	0.6729		89.80	1.659	0.6733
250	69.89	1.613	0.6608	310	79.69	1.636	0.6672	370	89.81	1.668	0.6770
	69.17	1.607	0.6585		79.70	1.638	0.6680		89.82	1.668	0.6770
	69.17	1.605	0.6577		79.70	1.642	0.6696		89.84	1.671	0.6782
	69.18	1.616	0.6622		79.71	1.646	0.6712		89.85	1.664	0.6753
	69.18	1.617	0.6626		79.73	1.641	0.6692		89.86	1.693	0.6871
	69.19	1.609	0.6593		79.73	1.653	0.6741				
	69.20	1.619	0.6634		79.60	1.639	0.6684				
	69.21	1.622	0.6647		79.62	1.640	0.6688				
	69.21	1.603	0.6569		79.64	1.635	0.6668				
	69.22	1.620	0.6638		79.65	1.636	0.6672				
260	69.22	1.610	0.6597	320	79.66	1.634	0.6664				
	69.23	1.622	0.6646		79.67	1.629	0.6643				
	69.24	1.621	0.6642		79.69	1.629	0.6643				
	69.25	1.612	0.6605		79.70	1.633	0.6659				
	69.27	1.607	0.6585		79.71	1.630	0.6647				
	69.29	1.604	0.6573		79.72	1.648	0.6721				
	69.30	1.617	0.6626		79.73	1.646	0.6712				
	69.31	1.611	0.6601		79.74	1.647	0.6716				
	69.32	1.620	0.6638		87.14	1.658	0.6738				
	69.33	1.604	0.6572		87.14	1.646	0.6689				

sind die Meßwerte der Temperaturleitfähigkeit $a = \lambda v / c_p$ mit Hilfe der Formulation for Industrial Use [23, 24] auf die Werte der Wärmeleitfähigkeit λ umgerechnet, sowie die Meßpunktnummer und die Bezugs-

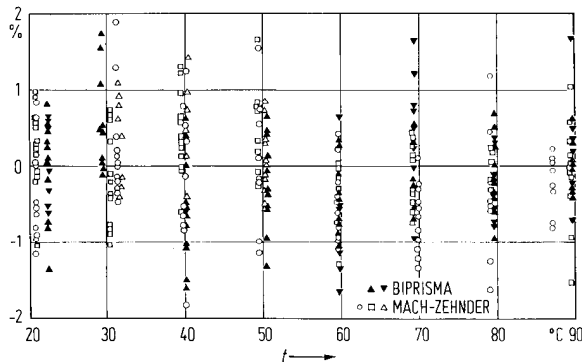


Bild 9. Prozentuale Abweichungen der Meßwerte der Wärmeleitfähigkeit λ gegenüber der internationalen Interpolationsgleichung [24, 25] aufgetragen über der Celsius-Temperatur t .

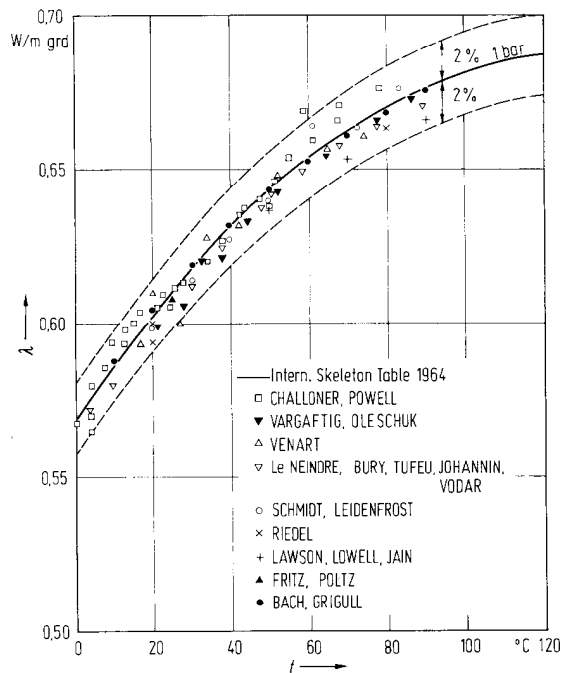


Bild 10. Meßwertvergleich. Wärmeleitfähigkeit λ bei 1 bar über der Temperatur t .

temperatur mitgeteilt. Die Kenntnis der genauen Werte des spezifischen Volumens v und der isobaren spezifischen Wärmekapazität c_p , die in diesem Temperaturbereich in sehr großer Genauigkeit vorliegen, gestattet es, die gemessenen Werte der Wärmeleitfähigkeit λ mitzuteilen. In Bild 9 sind die prozentualen Abweichungen der Meßergebnisse der Wärmeleitfähigkeit zur internationalen Interpolationsgleichung [24, 25] über der Temperatur aufgetragen. Nur sehr wenige Meßpunkte liegen über 1%.

In Bild 10 sind die mittleren Meßwerte der Wärmeleitfähigkeit dieser Arbeit, die durch ein Polynom dritten Grades dargestellt wurden, mit Messungen anderer Autoren verglichen und über der Celsius-Temperatur t aufgetragen. Das Toleranzband von $\pm 2\%$, bezogen auf die Rahmentafellinie, ist eingetragen. Auffallend ist, daß sich vor allem ab Temperaturen von 30°C die Mehrzahl der Meßpunkte unter der Rahmentafellinie befindet. Nur die Werte von CHALLONER und POWELL [1] liegen in diesem Bereich höher. Diese Autoren teilten die meisten Meßwerte mit.

Zur Aufstellung der Rahmentafel 1964 wurden im Wassergebiet bei 1 bar die Messungen von CHALLONER und POWELL, VARGAFTIK und OLESCHUK [9], VENART [26], SCHMIDT und LEIDENFROST [5], RIEDEL [3], LAWSON et al. [6] und FRITZ und POLTZ [2] herangezogen. Die Messungen von VODAR et al. [7] bei 1 bar und die Ergebnisse dieser Arbeit wurden erstmals zur 7. Wasserdampfkonferenz 1968 in Japan vorgelegt [27].

Alle in Bild 10 mitgeteilten Messungen der Wärmeleitfähigkeit, mit Ausnahme dieser Arbeit, wurden mit stationären Methoden durchgeführt, meistens nach der Zylindermethode. Die vorliegende Arbeit zeigt, daß es möglich ist, mit instationären Verfahren die Genauigkeit der klassischen Verfahren zu erreichen.

Literatur

1. CHALLONER, A. R., u. R. W. POWELL: The Thermal Conductivity of Liquids. New determinations for seven liquids and appraisal of existing values. Proc. Roy. Soc. A 238 (1956) S. 90/106. The Thermal Conductivity of Water. An Investigation of a Reported Anomaly. Phil. Mag. Bd. 4 (1959) Nr. 46, S. 1183/1186.
 2. FRITZ, W., u. H. POLTZ: Int. J. Heat Mass Transfer 5 (1962) S. 307/316.
 3. RIEDEL, L.: Chem. Ing. Technik 23 (1951) S. 321.
 4. SCHMIDT, E., u. W. SELLSCHOPP: Wärmeleitfähigkeit des Wassers bei Temperaturen bis zu 270°C . Forsch. Ing.-Wes. 3 (1932) S. 277.
 5. SCHMIDT, E., u. W. LEIDENFROST: Wärmeleitfähigkeit-Messungen an Wasser, Äthylenglykol-Wasser-Mischungen und Kalziumchlorid-Lösungen im Temperaturbereich von 0 bis 100°C . Forsch. Ing.-Wes. 21 (1955) S. 176.
 6. LAWSON, A. W., R. LOWELL, u. A. L. JAIN: J. of Chem. Phys. 30 (1959) Nr. 3, S. 643.
 7. BURY, P., LE NEINDRE B., R. TUFEU, P. JOHANNIN, u. B. VODAR: Resultats Expérimentaux sur la Conductivité Thermique de l'Eau et de l'Eau Lourde en Phase Liquide, jusqu'à une Temperature de 370°C et leurs Discussions. Laboratoire des Hautes Pressions. C. N. R. S. Bellevue - 92 - France.
 8. TIMROT, D. L., u. N. B. VARGAFTIK: Wärmeleitfähigkeit des Wassers. J. techn. Phys. (USSR) 10 (1940) S. 1063.
 9. VARGAFTIK, N. B., u. O. N. OLESCHUK: Experimental investigation of the heat conduction of water. Teploenergetika 6 (1959) S. 70/74.
 10. Encyclopädie der Mathem. Wissenschaften. Kapitel Wärmeleitung V 1. Teil, S. 218/231 (1905).
 11. GILLAM, D. G., u. O. LAMM: Precision Measurements of the Thermal Conductivities of certain Liquids using the Hot Wire Method. Acta Chem. Scand. 9 (1955) S. 657/660.
- GILLAM, D. G., L. ROMBÉN, H. E. NISSEN u. O. LAMM: Accurate Determination of Thermal Conductivities. Acta Chem. Scand. 9 (1955) S. 641/656.

12. KELEMEN, F.: Eine Wärmeimpulsmethode zur Bestimmung der Temperaturleitzahl und der Wärmeübergangszahl, Z. f. angew. Physik XVII (1964) H. 7, S. 562/565.
13. GRASSMANN, P., u. W. STRAUMANN: Ein instationäres Verfahren zur Messung der Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten und Gasen. Int. J. Heat Mass Transfer 1 (1960) S. 50/54.
14. BRYNGDAHL, O.: Genaue Bestimmungen der Wärmeleiteigenschaften in Flüssigkeiten mit einer scherinterferometrischen Methode. Arkiv För Fysik 21 (1962) Nr. 22, S. 289/369.
15. GUSTAFSSON, S. E.: A Non-Steady-State Method of Measuring the Thermal Conductivity of Transparent Liquids. Z. Naturforsch. 22a (1967) S. 1005.
GUSTAFSSON, S. E., u. R. A. E. KJELLANDER: An Interferometer for Direct Recording of Refractive Index Distributions. Z. Naturforsch. 23a (1968) S. 242.
16. GRIGULL, U.: Temperatúrausgleich in einfachen Körpern. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1964.
17. CARLSLAW, A. S., u. J. C. JÄGER: Conduction of Heat in Solids. London: Oxford Univ. Press 1959.
18. GRÖBER/ERK/GRIGULL: Grundgesetze der Wärmeübertragung. Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1963.
19. BACH, J.: Instationäre Messung der Wärmeleitfähigkeit mit optischer Registrierung. Von der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München genehmigte Dissertation. München, 23. Mai 1969.
20. ROTTENKOLBER, H.: Neue einfache Interferenzverfahren und ihre Anwendung auf thermische Grenzschichten. Fortschr.-Ber. VDI-Z., Reihe 6, Nr. 8 (1965).
21. TILTON, L. W., u. J. K. TAYLOR: Refractive Index and Dispersion of Distilled Water for Visible Radiation at Temperatures from 0 to 60 °C. J. Res. NBS 20 (1938).
22. GRIGULL, U.: Einige optische Eigenschaften thermischer Grenzschichten. Int. J. Heat Mass Transfer 6 (1963) S. 669/679.
23. The 1967 IFC Formulation for Industrial Use. Issued by the International Formulation Committee of the Sixth International Conference on the Properties of Steam. Februar 1967.
24. VDI-Wasserdampf tafeln, 7. Aufl. Berlin/Göttingen/Heidelberg/New York: Springer 1968.
25. GRIGULL, U., F. MAYINGER u. J. BACH: Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und Prandtlzahl von Wasser und Wasserdampf. WuSt. 1 (1968) S. 15/34.
26. VENART, J. E. S.: The Thermal Conductivity of Water/Steam. From "Advances in Thermophysical Properties at Extreme Temperatures and Pressures". The American Society of Mechanical Engineers. New York 1965.
27. GRIGULL, U., u. J. BACH: Measurements and Formulation of Thermal Conductivity of Water and Steam. Report to Area C. 7th International Conference on the Properties of Steam, Tokyo, Japan, September 9th to 13th, 1968.

Dr.-Ing. J. BACH,
bisher Institut A für Thermodynamik der Technischen Hochschule München, jetzt Farbwerke Hoechst AG, Werk Bobingen,
Technische Abteilung
Wärme- und Stoffübertragung
Prof. Dr.-Ing. U. GRIGULL,
Institut A für Thermodynamik der Technischen Hochschule München

Eingegangen am 21. Juli 1969