

MESSUNGEN DER VISKOSITÄT VON WASSER UND WASSERDAMPF BIS ZU 700°C UND 800 AT*

F. MAYINGER

Institut für Technische Thermodynamik, Technische Hochschule München

(Received 22 February 1962)

Zusammenfassung—Es wird über Messungen der Viskosität von Wasser und Wasserdampf nach der Kapillarmethode mit stationärem Durchfluss bis zu Temperaturen von 700°C und Drücken von 800 at berichtet. Der Druckabfall in der Kapillare wurde mit einem neuartigen Differenzdruckmanometer gemessen, das einem U-Rohr mit Quecksilberfüllung entspricht, bei dem die Kuppen der Quecksilbersäulen mit einer Spiegeloptik gut sichtbar sind. Das Gerät arbeitet bis 1000 at und gestattet Druckdifferenzen mit Hilfe einer angebauten Vergrößerungsoptik auf $\pm 0,05$ mm Quecksilbersäule genau zu ermitteln. Die Unsicherheit der Messergebnisse wird auf höchstens $\pm 1,5$ Prozent geschätzt.

FORMELZEICHENEN

- d , Durchmesser der Kapillare;
- L , Länge der Kapillare;
- m , Masse;
- Δp , Druckdifferenz;
- p , absoluter Druck;
- t , Temperatur;
- u , mittlere Strömungsgeschwindigkeit;
- V , Durchsatzvolumen;
- τ , Zeit;
- α , Wärmeausdehnungskoeffizient;
- μ , dynamische Viskosität;
- ν , kinematische Viskosität;
- ρ , Dichte;
- Re , Reynoldsche Zahl.

I. EINLEITUNG

NEUERDINGS wächst das Bedürfnis an zuverlässigen Messwerten der Viskosität von Wasser und Wasserdampf. Besonders bei hohen Drücken und Temperaturen liegen nur wenige Messungen vor, deren Unterschiede den Streubereich der jeweiligen Messgenauigkeit erheblich überschreiten. Einige Arbeiten, hauptsächlich über die Druckabhängigkeit der Viskosität von Wasser und Wasserdampf seien in chronologischer Reihenfolge erwähnt.

Als einer der ersten untersuchte im Jahre 1934 Schugajew [1] nach der Kapillarmethode

mittels eines Rankine Viskosimeters die Viskosität von Wasserdampf bei Temperaturen von 100° bis 400°C und Drücken von 1 bis 93 at.† Er fand bei Umgebungsdruck zwischen 100° und 400°C einen linearen Anstieg der dynamischen Viskosität. Der Druck änderte nach seinen Messungen im Bereich 1–93 at die Viskosität um nicht mehr als 6 Prozent.

Nach dem Durchflussverfahren bestimmte Sigwart [2] 1936 die Viskosität von Wasser und Wasserdampf bei hohen Drücken und Temperaturen. Aus seinen Versuchen, die sich bis 270 at und 380°C erstrecken, schloss er, dass die Viskosität des flüssigen Wassers nur von der Dichte abhängt, während sie bei Dampf eine Funktion von Druck und Temperatur ist. Seine Versuchsergebnisse bestätigen die von de Haas [3] gemessenen und von Hevesy [4] berechneten Viskositätswerte von Wasser. Mit den für Dampf bestimmten Viskositätswerten von Schugajew [1] stimmen sie annähernd überein, von den bereits früher von Speyerer [5] und Schiller [6] bei Drücken über 1 at gefundenen Ergebnissen weichen sie ab. Nach Sigwarts Messungen ist für Dampf unterhalb 275°C der Anstieg der dynamischen Viskosität längs einer Isotherme bis zum Sättigungsdruck zu vernachlässigen, darüber beträgt er etwa 5 Prozent bei 100 at Druckzunahme.

* Gekürzte Fassung der Dissertation des Verfassers, Technische Hochschule München, 1961.

† 1 at = 1 kp/cm² = 98066,5 N/m²

Schugajew erweiterte 1939 zusammen mit Sorokin [7] seine Messungen ins kritische Gebiet bis 280 at und 400°C. Dabei bestätigte sich die geringe Druckabhängigkeit bei Schugajews erster Messreihe.

Drei getrennte Versuchsreihen führten Hawkins *et al.* [8] durch. Die erste Messreihe arbeitete nach dem Verfahren der fallenden Kugel und mit der Lawaczekschen Theorie [9]. In einer zweiten und dritten Messreihe verwendeten sie [10] eine einmal ringförmig, das andere Mal spiralig aufgewundene sehr lange Kapillare, um den während des Einlaufvorganges beim Aufbau des laminaren Geschwindigkeitsprofils entstehenden Druckabfall klein zu halten gegen die gesamte gemessene Druckdifferenz. Sie fanden eine bedeutend grössere Druckabhängigkeit als die vorher erwähnten Autoren.

Fast gleichzeitig mit Hawkins, Solberg und Potter berichtete 1940 Timroth [11] über Viskositätsmessungen an Wasser und Wasserdampf bei Temperaturen von 20° bis 600°C und Drücken von 90 bis 350 at. Dabei wurde sowohl der Druckabfall längs der 38 cm langen Platinkapillare als auch die durchgesetzte Dampfmenge durch eine mit Quecksilber gefüllte Ringwaage bestimmt. Nach Kestin [12] kann Timroths Ergebnissen ein hohes Mass an Zuverlässigkeit zugestanden werden, da sie von allen bisher erwähnten Messungen am wenigsten streuen. Vergleicht man diese Messungen mit den Versuchen von Schugajew und Sigwart, so wird die dort gefundene geringe Druckabhängigkeit der dynamischen Viskosität des Wasserdampfes bestätigt. Geglättete Werte aus Timroths Messungen sind wiedergegeben in den von Vukalowitsch 1956 herausgebrachten Tafeln über die Zustandsgrössen von Wasser und Wasserdampf und in den 1958 veröffentlichten Wasserdampftafeln des Allrussischen Wärmeinstituts (VTI).

Erwähnt seien hier auch die von Bonilla *et al.* [13, 14] mit einem Kapillarviskosimeter gefundenen und in den Jahren 1950 und 1956 mitgeteilten Versuchsergebnisse über die Viskosität des Wasserdampfes bei Umgebungsdruck bis zu Temperaturen von 1450°C. Zieht man vergleichsweise die in jüngster Zeit von Shifrin [15] ebenfalls mit der Kapillarmethode bei 1 at und bei Temperaturen von 150° bis 865°C

gefundenen Messwerte heran, und trägt beide in einem Diagramm auf, so zeigt es sich, dass sich die Bänder ihres jeweiligen Streubereichs selbst bei 1 at nicht überlappen, sondern im Mittel bis zu 4 Prozent von einander abweichen.

Um die Unsicherheit der Bestimmung des Durchmessers einer so engen Kapillare zu umgehen, bauten Jackson und Thomas [16] ein Viskosimeter, dessen Drosselstrecke aus einem von zwei konzentrischen Zylindern gebildeten Ringspalt bestand. Mit dieser Abart des Kapillarviskosimeters wurden Werte für die Viskosität von Dampf in dem Gebiet 200°–460°C und 5–300 at ermittelt. Diese Ergebnisse bilden das Gegenstück zu den Messungen von Hawkins *et al.*, indem sie eine wesentlich geringere Druckabhängigkeit besitzen als die Werte von Schugajew, Sigwart und Timroth.

Eine ganze Reihe von Messungen grosser Genauigkeit mit geringem Streubereich wurden in jüngster Zeit von Moszynski [17] und Kestin und Wang [18] nach der Methode der schwingenden Scheibe im flüssigen Gebiet von 20° bis 186°C sowie von 3 bis 300 at und im Gebiet des gasförmigen Bereichs von 138° bis 267°C sowie von 1,5 at bis zum jeweiligen Stätigungsdruck durchgeführt. Da sich oberhalb einer bestimmten Temperatur Torsionseigenschaften und innere Reibung des Aufhängefadens der Scheibe stark ändern, waren diese Versuche auf Temperaturen unterhalb 270°C beschränkt. Im überhitzten Gebiet bei Temperaturen unterhalb 270°C fand Kestin überraschenderweise einen negativen Druckkoeffizienten, der mit höheren Temperaturen abnimmt und oberhalb von 270°C zu verschwinden scheint und auf die Bildung von Haufenmolekülen (clusters) zurückzuführen ist. Bei Extrapolation seiner Werte auf niedere Drücke fand Kestin sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Shifrin bei Umgebungsdruck.

Die letzten bekannten Messungen führten Whitelaw und Kjeland-Forsterud in einem Rankine-Viskosimeter aus. Kjeland-Forsterud [19] mass längs der 3 Isothermen 380°, 430° sowie 540°C bei Drücken über 200 at, in einigen Punkten bis 1000 at. Whitelaw [20] bearbeitete das ganze Gebiet zwischen 380° und 650°C sowie zwischen 200 und 800 at. Gegenüber Timroth liegen Whitelaws Ergebnisse um

einige Prozente tiefer. Die Abweichung übersteigt den von Whitelaw mit 2 Prozent angegebenen Streubereich.

II. MESSVERFAHREN

1. Hagen-Poiseuille'sche Gleichung

Als Messverfahren zur Bestimmung der Viskosität von Wasser und Wasserdampf wird in der vorliegenden Arbeit die Kapillarmethode mit offenem Durchfluss verwendet. Hierbei ergibt sich bei laminarer Strömung und bei ausgebildetem Parabelprofil der Strömung für eine Newtonsche Flüssigkeit in einer Kapillare von der Länge L und dem Durchmesser d die dynamische Viskosität μ aus der Druckdifferenz Δp_0 und dem in der Zeit z durchgeflossenen Volumen V aus der Hagen-Poiseuille'schen Gleichung

$$\mu = \Delta p_0 \cdot \frac{\pi d^4 z}{128 L V}. \quad (1)$$

2. Einlaufkorrektur

Die an den beiden Enden einer stumpf abgeschnittenen Kapillare gemessene Druckdifferenz Δp ist aber von Δp_0 etwas verschieden, wobei die Differenz $\Delta p - \Delta p_0$ nötig ist zum Aufbau des parabelförmigen Strömungsprofils, für die erhöhten Reibungsverluste in der nicht laminaren Einlaufstrecke sowie für etwaige Einflüsse der ungleichmässigen Strömung unmittelbar vor der Eintrittskante der Kapillare. Schreibt man die Hagen-Poiseuille'sche Gleichung (1) in die Form

$$\Delta p_0 = \frac{128 \mu L z}{\pi d^4 V}, \quad (1a)$$

führt man darin die mittlere Strömungsgeschwindigkeit

$$u = \frac{V/z}{\pi d^2/4} = \frac{m/z}{(\pi d^2/4)\rho}, \quad (2)$$

ein, wobei V/z der Volumenstrom und m/z der Massenstrom ist und benützt man den mittleren Staudruck $\frac{1}{2} \rho u^2$, um damit den Druckabfall Δp_0 dimensionslos zu machen, so erhält man

$$\frac{\Delta p_0}{\frac{1}{2} \rho u^2} = 64 L \frac{\mu}{u d^2 \rho}, \quad (3)$$

oder wenn man die kinematische Viskosität

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \quad (4)$$

und die Reynoldsche Zahl

$$Re = \frac{u d}{\nu}, \quad (5)$$

einführt

$$\frac{\Delta p_0}{\frac{1}{2} \rho u^2} = \frac{64 L}{Re d}. \quad (3a)$$

In den Gleichungen (1a) und (3a) ist Δp_0 der Druckabfall in einer Kapillare von der Länge L , wenn zu Anfang und Ende dieser Länge parabolische Geschwindigkeitsverteilung vorhanden ist. Bei dieser Verteilung ist die Höchstgeschwindigkeit u_0 in der Rohrachse wie man leicht einsieht gerade doppelt so gross wie die mittlere Geschwindigkeit u . Nimmt man an, dass die Geschwindigkeit vor Eintritt in die Kapillare vernachlässigbar klein ist, so braucht man den Druck $\frac{1}{2} \rho u^2$, um das Medium auf die mittlere Geschwindigkeit u zu beschleunigen. Nun ist aber die Geschwindigkeit parabolisch über den Rohrdurchmesser verteilt mit einem Maximum in der Rohrachse, das doppelt so hoch ist als die mittlere Geschwindigkeit. Um die kinetische Energie dieser parabolischen Geschwindigkeitsverteilung zu erzeugen, ist nach Hagenbach der Druck $\frac{1}{2} \rho u^2$ erforderlich und man erhält

$$\Delta p = \Delta p_0 + 2 \frac{1}{2} \rho u^2. \quad (6)$$

Dabei ist aber nicht berücksichtigt, dass in dieser Anlaufstrecke infolge der noch nicht parabolischen Geschwindigkeitsverteilung die Reibung höher ist als in der nachfolgenden laminaren Strömung. Deshalb erhöhte Couette [21] den Druckabfall um 10 Prozent und schreibt näherungsweise

$$\Delta p = \Delta p_0 + \frac{2,2 \rho u^2}{2}. \quad (7)$$

An weiteren theoretischen Arbeiten auf diesem Gebiet liegt eine Lösung von Schiller [22] vor. Schiller berücksichtigte, dass sich an der Einlaufkante einer scharf abgeschnittenen Kapillare ein Wirbel bildet, der die Strömung einschnürt,

sodass sie erst in einem Abstand von der Einlaufkante, der gleich dem Durchmesser des Rohres ist, wieder zum Anliegen kommt. Bei Vernachlässigung der Reibung in der Einlaufstrecke fand Schiller für die Couettesche Konstante C in der Beziehung

$$\frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho u^2} = \frac{64 L}{Re d} + C \quad (8)$$

den Wert 2,16.

In neuerer Zeit hat Goldstein [23] diese Konstante noch etwas erhöht. Er geht bei seiner Berechnung aus von den auf den Fall des Rohres angewandten Navier-Stoke'schen Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ &+ \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \\ &+ \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) \end{aligned}$$

und kommt mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung, der verallgemeinerten Lösung von Blasius für die zweidimensionale Grenzschichtgleichung zu einer Lösung für den Druckabfall in der Einlaufstrecke in Abhängigkeit von l/rRe , wobei l die Länge der Einlaufstrecke angibt. Für kleine Werte von l/rRe wurde zur Lösung eine Methode von Boussinesq [24] zu Hilfe genommen. Bringt man diese Lösung auf die Form der Gleichung (8), so ergibt sich die Einlaufkonstante $C = 2,41$.

Sorgfältige Versuche über die Strömung in der Einlaufstrecke eines Rohres stammen ebenfalls von Schiller [22]. Er fand für die Konstante C der Gleichung (8) die Werte: $C = 2,115$; $2,35$; $2,36$ und $2,45$.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden ebenfalls Versuche zur Ermittlung der Einlaufkorrektur mit sorgfältig gereinigter und getrockneter Luft durchgeführt. Hierbei ergab sich im Mittel im Bereich $100 < Re < 400$ für die Konstante C der Wert 2,3. Möglicherweise steigt bei höheren Reynoldszahlen durch Vergrössern der Einlaufwirbel dieser Wert etwas an.

Eine nähere Beschreibung dieser Versuche ist in [25] zu finden.

Auf Grund der vorangegangenen Betrachtungen liegt die Korrekturkonstante im Bereich 2,2–2,4 mit einer Unsicherheit von ± 5 Prozent. Da bei den nachfolgenden Viskositätsmessungen die Einlaufkorrektur nie mehr als 6 Prozent des gesamten Messwertes erreicht, beläuft sich die von den Einlaufvorgängen herrührende Unsicherheit der gemessenen Viskositätswerte auf höchstens $\pm 0,3$ Prozent.

3. Eichen der Kapillare

Da der Radius der Kapillare in die Hagen-Poiseuille'sche Gleichung (1) zur Bestimmung der Viskosität in der vierten Potenz eingeht, ist es erforderlich, ihn mit der grössten erreichbaren Genauigkeit zu bestimmen. In der vorliegenden Arbeit wurde der Kapillardurchmesser nach dem Durchflussverfahren mit einem Medium bekannter Viskosität ermittelt. Nimmt man für die Konstante der Einlaufkorrektur den Wert 2,3 an, setzt Gleichung (3a) in Gleichung (7) ein, so errechnet sich der Durchmesser der Kapillare unter Berücksichtigung der Gleichungen (2) und (5) bei bekannter Länge L zu:

$$d^4 = \frac{1}{\Delta p} \left[\frac{128 L}{\pi} \mu \frac{V}{z} + 1,15 \left(\frac{4}{\pi} \right)^2 \rho \left(\frac{V}{z} \right)^2 \right] \quad (9)$$

Als Eichmedium bietet sich in erster Linie Stickstoff an, dessen Viskosität bei Temperaturen und Drücken in der Nähe des Umgebungszustandes genau bekannt ist. Neuere Messungen über die Viskosität von Stickstoff z.B. die Messungen von Vasilescu [26], Kestin und Wang [27] und Kestin und Leidenfrost [28] unterscheiden sich um weniger als 0,2 Prozent. Der Eichung der Kapillare wurde als Viskosität des 99,99 Prozent reinen Stickstoffstoffs der von Kestin und Leidenfrost ermittelte Wert von $1,752 \cdot 10^{-4}$ Poise zugrunde gelegt.

Aus diesen Versuchen ergab sich für die beiden im Laufe der Viskositätsmessungen verwendeten Kapillaren:

$$(1) \text{ Kapillare: } d^4 = 103,877 \cdot 10^{-16} \text{ m}^4; \\ (d = 0,31925 \text{ mm}).$$

$$\text{Länge: } L = 0,5013 \text{ m};$$

(2) Kapillare: $d^4 = 656,910 \cdot 10^{-16} \text{ m}^4$;
 ($d = 0,50628 \text{ mm}$).

Länge: $L = 0,5002 \text{ m}$.

Jede der beiden Kapillaren wurde sowohl vor, als auch nach den jeweiligen Versuchsreihen mehrmals geeicht. Hierbei war die Streuung der einzelnen Ergebnisse stets kleiner als $\pm 0,2$ Prozent und es konnte keine Veränderung der Kapillare durch Dampfeinwirkung festgestellt werden.

III. VERSUCHSANORDNUNG

1. Schema der Versuchsanordnung

Die wesentlichsten Bestandteile der Versuchseinrichtung zeigt Abb. 1 schematisch. Doppelt destilliertes Wasser gelangt aus einem verschlossenen Glasbehälter in den Thermostaten a. Um das Wasser zu entgasen, wird es hier einige Stunden auf Siedetemperatur gehalten, und dann unter Luftabschluss über das Filter m zur Hochdruckpumpe b gebracht, wobei es sich wieder auf Umgebungstemperatur abkühlt. Die Hochdruckpumpe b arbeitet als Tauchkolben-

Dosierpumpe ohne jedes Schmiermittel, wobei der Tauchkolben durch eine Stopfbuchsenpackung aus Teflonscheiben abgedichtet ist. Über ein zweites Filter und ein Ventil fördert die Hochdruckpumpe das verdichtete Wasser durch den Verdampfer c und den anschliessenden Überhitzer d, wo das Medium bereits die gewünschten Zustandsgrößen von Druck und Temperatur erreicht, in den Versuchszylinder e, der die Kapillare enthält. Der beim Durchströmen der Kapillare entstehende Druckabfall wird mittels des für diesen Zweck eigens entwickelten Differenzdruckmanometers g bestimmt. Kurz hinter dem Versuchszylinder e ist die Einrichtung zum Messen des Gesamtdruckes angeschlossen. Sie besteht im wesentlichen aus zwei sorgfältig geeichten Bourdonfeder-Manometern h und einer Druckwaage i, nebst Verdrängerpumpe k, die über die Vorrichtung l, die Wasser und Öl auseinander hält, mit der Versuchseinrichtung verbunden sind. Danach wird der Dampf im Kondensator f abgekühlt und kondensiert und das entstandene Wasser auf Umgebungstemperatur gebracht. In

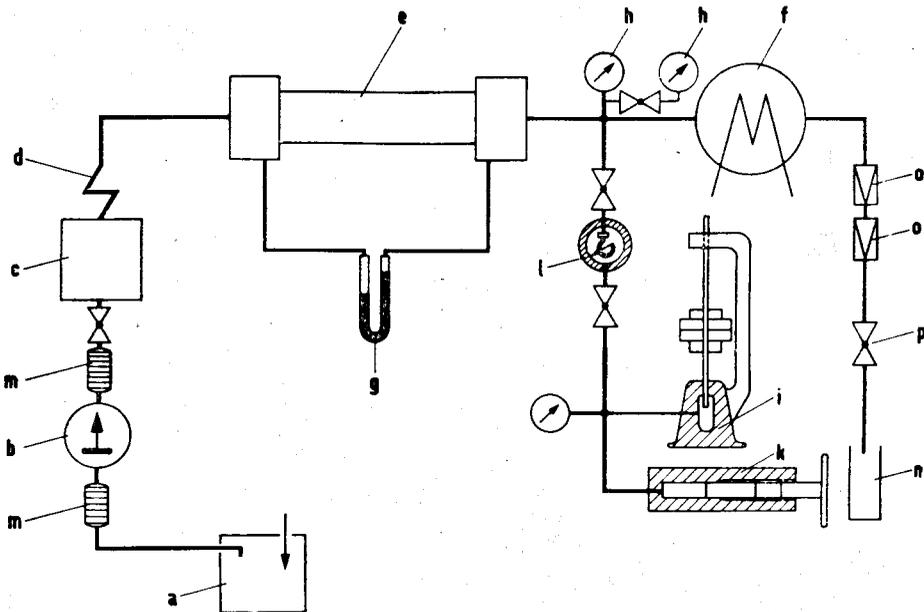


ABB. 1. Schema der Versuchsanordnung. a, Thermostat (Siedetemp.); b, Hochdruckdosierpumpe; c, Verdampfer; d, Überhitzer; e, Versuchszylinder; f, Kondensator; g, Differenzdruckmesser; h, Manometer; i, Druckwaage; k, Verdrängerpumpe; l, Trenneinrichtung (Öl gegen Wasser); m, Filter; n, Mengemessgefäß; o, Ventile; p, Absperrventil.

den beiden Drosselventilen o und dem Absperrventil p entspannt sich das Wasser schliesslich auf Umgebungsdruck und tropft in das Gefäss n, in dem es in bestimmten Zeitabständen mit der auf $\pm 0,1$ mg genau arbeitenden Waage gewogen wird.

2. Verdampfer

Der Verdampfer c von 2,5 l Inhalt besteht aus einem 500 mm langen Rohr von 81 mm innerem Durchmesser und 26 mm Wandstärke mit angeschweissten Deckeln. Verdampfer und Schweissmaterial sind aus hochwarmfestem Böhlerstahl (Legierung: C 0,1, Cr 14, Mo 1). Das Wasser tritt durch ein in den unteren Deckel eingeschweisstes Rohr von 3 mm Innendurchmesser in den senkrecht stehenden Verdampfer ein und verlässt ihn als Dampf oder hocherhitztes Druckwasser durch ein Rohr im oberen Deckel, das zugleich als Überhitzer dient.

Die zum Erhitzen und Verdampfen nötige Wärmemenge wird in aussen auf den Verdampfer gewickelten elektrischen Heizbändern erzeugt. Dabei ist die Heizwicklung des Verdampfers in eine untere und eine obere Zone unterteilt, deren jede für sich über Ringstelltransformatoren und Vorschaltwiderstände stufenlos regelbar ist. So kann der Dampf im Oberteil des Verdampfers noch leicht überhitzt werden.

3. Überhitzer

Dem Verdampfer unmittelbar nachgeschaltet ist der Überhitzer. Er besteht aus einem Rohr hochwarmfesten Materials (Legierung: C 0,1, Prozent; Si 0,5; Mn 1,2; Cr 16; Ni 16; Mo 1,8 + Nb), das an beiden Enden Anschlussklemmen für hohe Stromstärken eines auf geringe Spannung transformierten Wechselstromes trägt.

Die Rohrwand dient also unmittelbar als Heizwiderstand, was den Vorteil geringer Trägheit und rascher Regelbarkeit hat. Die Abmessungen des Rohres (5 mm Innendurchmesser und 10 mm Aussendurchmesser) in Zusammenhang mit der Zeitstandfestigkeit des Materials begrenzte bei Temperaturen über 400°C den höchst erreichbaren Wert des Druckes auf 600 at. Die Heizleistung im Überhitzerrohr wurde jeweils so bemessen, dass der Dampf beim Übergang vom Überhitzer in den Versuchs-

zylinder bereits die vorgesehene Messtemperatur erreicht hatte.

4. Versuchszylinder

Das Kernstück der Anlage, der Versuchszylinder, mit der Kapillare darin, ist in Abb. 2 dargestellt. Fast alle Teile dieses Druckbehälters einschliesslich Zuganker und Anschlußschrauben für die Druckleitungen bestehen aus Nimonic 90 (Legierung: C 0,1 Prozent; Ti 1,8–3,0; Cr 18–21; Al 0,8–2,0; Si 1,5; Mg 1,0; Fe 5,0; Co 15–21; Rest Ni).

Die Abdichtung zwischen dem Hohlzylinder a und den von sechs vorgespannten Zugankern h angepressten Deckeln b und c ist selbstdichtend ausgeführt. Dazu dient eine ringförmige Linsendichtung i aus Nickel mit im Querschnitt leicht balligem pfeilförmigen Profil in eingedrehten, glatten Keilnuten. Vor dem Zusammenbau ist ihr Aussendurchmesser einige Millimeter grösser als der der Keilnut. Beim Anziehen der Zuganker wird der Dichtungsring durch die konischen Flächen der Keilnut nach innen gepresst und damit teils elastisch teils plastisch in die in der Abbildung dargestellte Lage geschrumpft. Innerer Überdruck bewirkt unvermeidlich ein elastisches Dehnen der Zuganker, was zu einem Vergrössern des Spaltes zwischen Hohlzylinder und Deckel führt. Unterstützt von dem auf die innere Ringfläche der Linsendichtung wirkenden Druck verschieben die Rückstellkomponenten der Schrumpfkraft den Dichtungsring nach aussen und stellen damit die ursprüngliche Anpresskraft wieder her.

Die Anschlüsse für die Druckleitungen sind mit Konusdichtungen p versehen, welche von Druckscheiben, die mittels Gewinde auf dem Druckrohr befestigt sind, auf der einen Seite in den Kegelsitz des Deckels auf der anderen Seite an die konische Dichtfläche des Druckrohres gepresst werden. Wegen ihrer kleinen Bohrung ist diese Dichtungsart nur bedingt selbstdichtend, aber druckunabhängig, das heisst, die Anpresskraft zwischen den Dichtflächen wird durch steigenden Druck nicht verringert. Diese Dichtkörper waren zuerst aus V4A-Stahl, später aus Nickel hergestellt. Bei der Wahl des Dichtungsmaterials wurde neben den Ansprüchen hinsichtlich chemischer Beständigkeit, Zunderfreiheit und mechanischer Eigenschaften bei hohen Tempera-

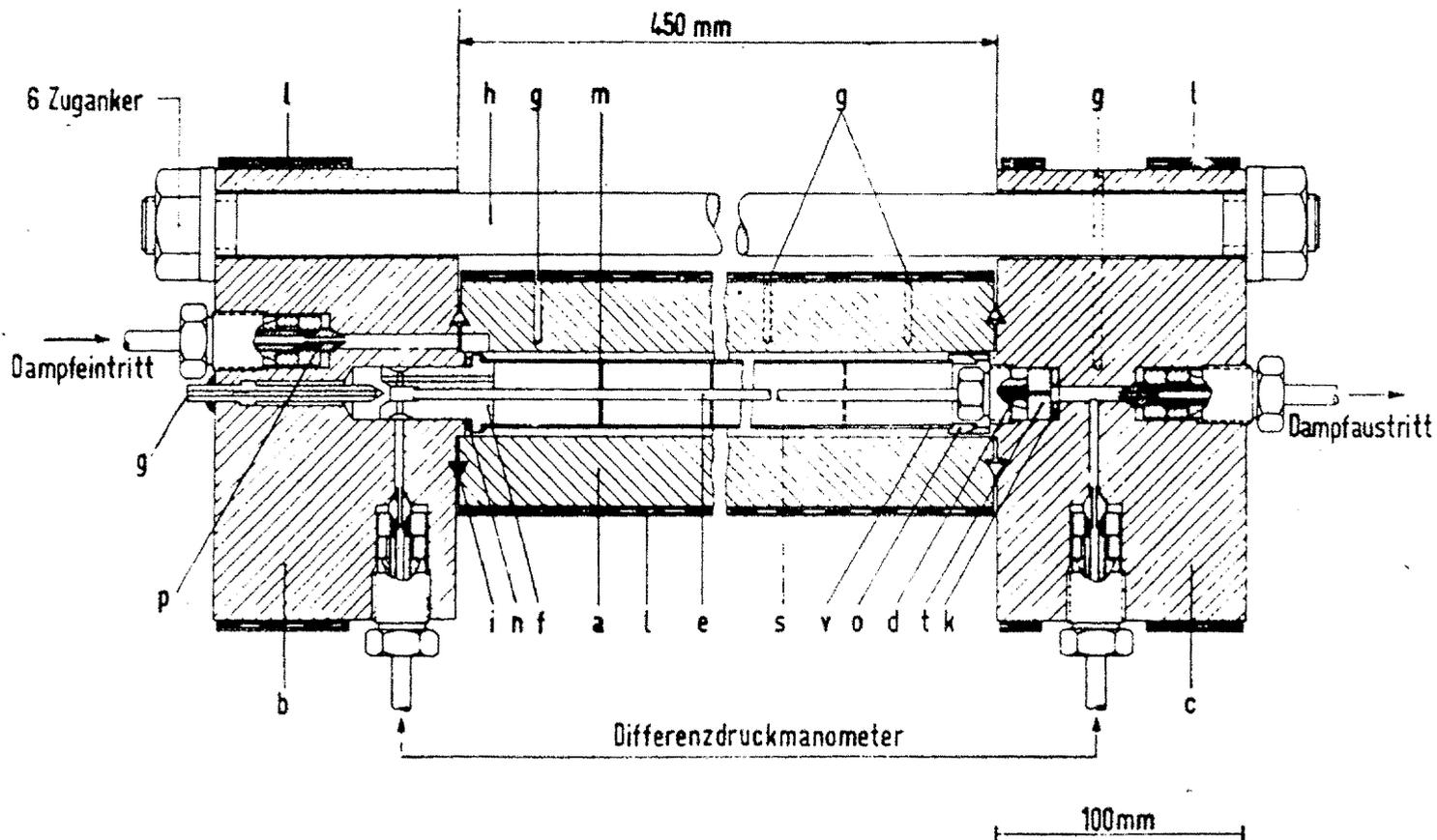


ABB. 2. Versuchszylinder. a, Hohlzylinder; b, Deckel (Dampfeintrittsseite); c, Deckel (Dampfaustrittsseite); d, Platinkapillare; e, Schutzrohr für Kapillare; f, Haltekörper für Schutzrohr; g, Temperaturmessstellen; h, Zuganker; i, Linsendichtungen; k, Dichtungsscheibe für Kapillare; l, Schutzheizungen; m, Stützscheiben mit Löchern; n, Dichtring für Haltekörper; o, Spannringe; p, Prismendichtungen; s, Führungsrohre; t, Halte-scheibe für Kapillare; v, Bohrungen für Durchtritt des Dampfes.

turen auch darauf geachtet, dass der Wärmeausdehnungskoeffizient gleich oder grösser ist, als der der Anschlusskörper, da sonst mit steigender Temperatur die Flächenpressung zwischen den zu dichtenden Teilen abnimmt.

Die Platinkapillare d ist in den beiden Deckeln b und c zentrisch gelagert und mit einem Schutzrohr e umgeben. Die Kapillare wurde mit der aus Nimonic 90 bestehenden Druckscheibe t verlötet. Anschliessend wurde das Schutzrohr e über die Kapillare geschoben und ebenfalls mit der Druckscheibe t verlötet. Die Dichtigkeit der Lötstellen wurde mit einem Halogenlecksuchgerät höchster Empfindlichkeit überprüft.

In dem Deckel c auf Dampfaustrittsseite ist die Kapillare mittels der Druckscheibe t, die von einer Schraube gegen die im Deckel c liegende Dichtungsscheibe k gepresst wird, druckfest eingeschraubt. Das andere freie Ende der Kapillare ist verschieblich in dem im Deckel b gelagerten Haltekörper f geführt. Der Dampf gelangt durch vier Bohrungen im Haltekörper zur Öffnung der Kapillare.

Sinn und Zweck der übrigen Einbauten lässt sich am besten an Hand der Führung des Dampfes erläutern, der vor Eintritt in den Versuchszylinder als Flüssigkeit in der Dosierpumpe auf den gewünschten Druck gebracht wurde, im Verdampfer und der anschliessenden Überhitzerstrecke bereits die Messtemperatur erreicht. Um Wärmeverluste zu vermeiden, ist der Versuchszylinder mit einer in mehrere Abschnitte aufgeteilten elektrischen Schutzheizung versehen. Thermoelemente in sieben über den ganzen Versuchszylinder und seine Abschlussdeckel b und c verteilten Bohrungen überwachen Temperaturniveau, Temperaturkonstanz und Temperaturverteilung. Der Dampf tritt durch eine Bohrung des Deckels b in den Versuchszylinder ein, durchströmt den 1 mm weiten Ringspalt (in der Zeichnung ist der Spalt der Deutlichkeit halber etwas breiter gezeichnet) zwischen der Innenwand des Hohlzylinders a und dem Führungsrohr s und tritt dann durch die Bohrlöcher v in dessen Innenraum, den er, das Schutzrohr der Kapillare umspülend,

rücklaufend durchströmt. Dabei durchfließt er drei Wirbelscheiben *m* mit Löchern, die den Dampf gründlich durchmischen und zugleich als Zwischenstützen für das Schutzrohr und die Kapillare dienen, um deren Durchbiegen bei hohen Temperaturen durch das eigene Gewicht zu vermeiden. Der Dampf tritt dann durch die vier Bohrungen im Haltekörper *f* in einen von diesem und vom Deckel *b* gebildeten Hohlraum, in dem von der Deckelseite her ein Thermoelementstutzen *g* zur Temperaturmessung hineinragt und gelangt von da vorbei an der ersten Druckentnahmestelle des Differenzdruckmanometers in die Kapillare. Durch diese Art der Dampfführung mit zweimaligem Umlenken wird konstante Temperatur über die ganze Länge der Kapillare erreicht.

Das Führungsrohr *s* drückt mit Hilfe der konischen Spannringe *o* den Haltekörper *f* gegen den zwischen diesen und dem Abschlussdeckel *b* gelegten Dichtungsring *n* und verhindert so ein direktes Übertreten des Dampfes von der Eintrittsbohrung im Deckel zur Einlaufstrecke der Kapillare unter Umgehung des vorher beschriebenen Weges. Die Bohrung im Deckel *c*, durch die der Dampf nach Verlassen der Kapillare an der zweiten Druckentnahme für das Differenzdruckmanometer vorbei aus dem Versuchszylinder in die Kondensationsstrecke gelangt, hat den gleichen Durchmesser wie die Zulaufstrecke im Haltekörper vor dem Eintritt in die Kapillare. Die Kapillare selbst ist an beiden Enden scharf abgeschnitten. Nickel, aus dem das Schutzrohr gefertigt ist, hat einen größeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten als Platin und deshalb wird bei höheren Temperaturen die Wärmedehnung der lose im Schutzrohr liegenden Kapillare nicht behindert.

Die elektrische Schutzheizung ist als Heizband unter Zwischenlegung einer 0,5 mm dicken Isolierschicht aus Amber-Glimmer in vier einzeln regelbaren Zonen direkt auf den Versuchszylinder aufgewickelt. Darüber liegt eine zweite, von Nickelbandagen zusammengehaltene Glimmerschicht. Als Wärmeschutz nach aussen dienen drei konzentrische, den ganzen Versuchszylinder und seine Stirnflächen umgebende, polierte Nickelschalen mit einem gegenseitigen Abstand von 10 mm und darum ein 0,4–0,5 m dicker Mantel aus lose geschichteter Steinwolle.

Das Ganze ist dann von einem Blechbehälter umschlossen, der bei Undichtwerden des Versuchszylinders zugleich vor austretenden heißen Dampfstrahlen schützt.

5. Differenzdruckmesser

Zum Messen kleiner Druckdifferenzen bei hohen Drücken hat E. Schmidt im Prinzip ein Messgerät angegeben, das wie ein Quecksilber-U-Rohr arbeitet, wobei die Auslenkung der Kuppen der Quecksilbersäulen durch die Druckdifferenz mit einer Spiegeloptik gut ablesbar gemacht wird.

Diese in Abb. 3 schematisch dargestellte Spiegeloptik besteht mit Ausnahme der dünnen Silberschicht *a* aus dem leicht gelblich getönten, durchsichtigen Kunstharz Araldit. In ihrer Mitte enthält sie den im Querschnitt quadratischen Vierkantstab *b*. Beim Herstellen der Spiegeloptik wird zunächst dieser Vierkantstab *b* gefräst, optisch genau geschliffen und poliert. Auf die vier Längsseiten dieses Stabes wird nun im Hochvakuum der Silberspiegel *a* aufgedampft. Um diesen Spiegelstab als Achse wird in einer quaderförmigen Kokille weiteres Araldit gegossen. Der so entstandene Rohling wird zu dem in Abb. 3 angegebenen Sichtkörper *c* weiterverarbeitet und an den Längsseiten optisch einwandfrei poliert. An den Silberschichten *a* wird, wie die gestrichelten Linien zeigen, ein von aussen kommender Lichtstrahl zu den in die Stahlkammern *e* und *d* eingefrästen, bis zur halben Höhe mit Quecksilber gefüllten Kanälen *f* reflektiert. Somit lassen sich beide Quecksilberkuppen unmittelbar nebeneinander beobachten und ihre Höhe durch ein Kathetometer genügender Ablesegenauigkeit vermessen. Die Stahlkammern werden von kräftigen Bolzen zusammengepresst und auf jeder Seite gegen die Spiegeloptik durch den Gummiring *g* abgedichtet, der um eine an den Block *c* angefräste und über die ganze Länge des Kanals *f* sich erstreckende Nase gelegt ist. Diese Ausführung hat den Vorteil der Selbstdichtung, da mit steigendem Überdruck im Kanal *f* der Dichtungsring *g* immer stärker in den Keil zwischen Aralditblock und Stahlkammer gepresst wird.

Der Differenzdruckmesser ist für Absolutdrücke bis zu 1000 at geprüft. Er misst Druckdifferenzen bis 120 mm Quecksilbersäule, die

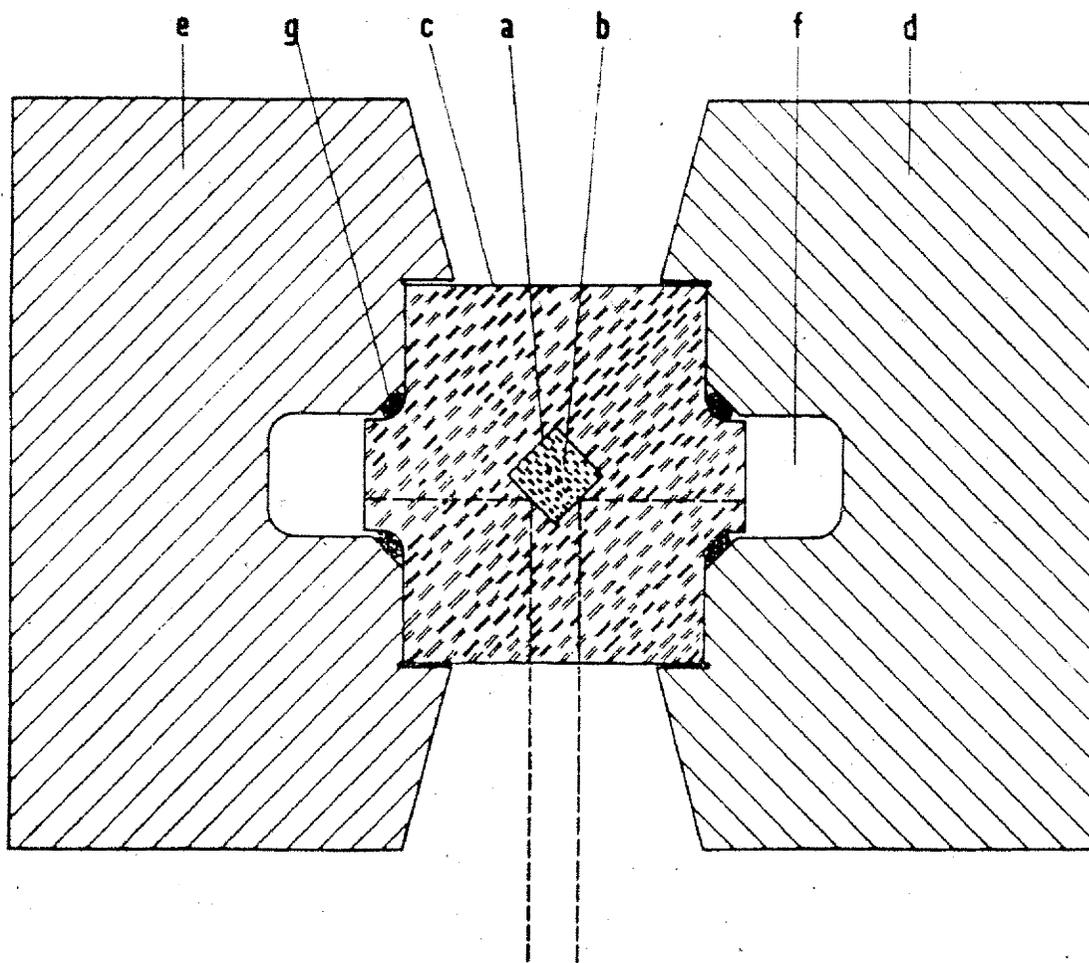


ABB. 3. Spiegeloptik. a, Silberschicht; b, Vierkanstab aus Araldit; c, Sichtkörper aus Araldit; d, Stahlkammer; e, Stahlkammer; f, Kanäle für Quecksilbersäulen; g, Dichtungsringe.

mit Hilfe des angebauten Kathedometers auf 0,05 mm genau gemessen werden können.

Die beiden Anschlussleitungen von 3 mm innerem Durchmesser und 80 cm Länge haben vom Versuchszylinder zum Differenzdruckmesser 4 mm Gefälle. Ihr erstes Drittel ist elektrisch beheizt und wird auf Versuchszylindertemperatur gehalten. Das letzte unmittelbar an den Druckmesser anschliessende Drittel ist durch Leitungswasser gekühlt. Der Übergang von Dampf zu Wasser liegt damit im mittleren Drittel des Anschlussrohres und die Unsicherheit der Höhe der über dem Quecksilber stehenden Wassersäule beträgt höchstens 1,3 mm WS.

Im Differenzdruckmanometer sind alle Rohranschlüsse nach Bridgman [29] selbstdichtend ausgeführt. Dabei sitzt die aus Hartgummi bestehende Dichtungsscheibe zwischen aufgeschraubtem Rohrflansch und Dichtungsschraube, so dass steigender Innendruck die Dichtung fester anpresst.

6. Druckwaage und Manometer

Zur Messung des absoluten Druckes diente die Kolbendruckwaage *i* in der Abb. 1 von

wahlweise 2 und 4 mm Kolbendurchmesser mit Gewichtsbelastung. Im Öl der Druckwaage wird ein dem zu messenden Dampfdruck gleicher Druck hergestellt. Zur Feststellung der Gleichheit beider Drücke und zugleich zur Trennung des Öls der Druckwaage von dem Kondensat des Dampfes dient ein Nullmanometer 1 von gleicher Art wie es Kirillin [30] für seine p , v , T Messungen an Wasserdampf benutzte.

Da das Arbeiten mit der Druckwaage etwas umständlich ist, dienen der Druckmessung auch die Feinmessmanometer *h*, zwei Bourdonfeder-manometer, das eine für 0–400 at, das andere für 0–1000 at, die mit Hilfe der Druckwaage geeicht waren. Die begrenzte Genauigkeit der Ablesung dieses Ausschlaginstrumentes ist ausreichend, da die Viskosität nur in geringem Masse vom Druck abhängt.

Um bei nicht genau konstantem Mengestrom durch die Kapillare Fehler seiner Messung durch das Speichervermögen bei Druckänderungen zu vermeiden, muss das Volumen der Apparatur zwischen Kapillare und der Druck- und Mengemessung möglichst klein sein. Deshalb

werden kurze Verbindungsrohre von nur 3 mm lichter Weite benutzt.

IV. MESSUNG DER VISKOSITÄT

1. Prüfen und Eichen der Messvorrichtungen

Die zur Temperaturmessung verwendeten Nickelchromkonstantan Thermopaare von 0,5 mm Drahtdurchmesser wurden vor ihrem Einbau in die Versuchseinrichtung nach zwei verschiedenen Methoden geeicht. In der ersten Eichreihe wurde die thermoelektrische Kraft der Elemente mit der Anzeige eines bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt geprüften Platinwiderstandsthermometers bis zu einer Temperatur von 630°C verglichen, in der zweiten Eichreihe wurde die thermoelektrische Kraft der Nickelchromkonstantanpaare bei den als thermometrische Fixpunkte festgelegten Schmelzpunkten von Zinn, Cadmium, Zink, Antimon und Silber ermittelt.

Die Bourdonfeder-Manometer wurden bei steigendem und fallendem Druck in der Regel vor und nach jeder Versuchsreihe mehrmals mit der Druckwaage geeicht, wobei die Abstände zwischen den Prüfpunkten so eng gewählt wurden, dass jede Welligkeit der Manometeranzeige erfasst werden konnte. Sowohl bei der Eichung, als auch bei den Versuchen wurden die Manometer niemals höher als mit 90 Prozent ihres Skalenendwertes belastet. Auf Dichtheit wurde die Apparatur zunächst mit dem Halogenlecksuchgerät geprüft. Dazu wurde die Versuchseinrichtung nach sorgfältiger Reinigung von Fett, Staub und Schmutz zusammengebaut und unter Vakuum mit Frigen 12 (CF_2Cl_2) gefüllt. Dann wurden die leckverdächtigen Stellen mit dem sogenannten Schnüffler des Halogenlecksuchers abgetastet, der mittels eines Ventilators die angesaugte Luft über eine glühende Platinanode führt. Sind in der Luft Halogene enthalten, so bilden sich am Platin positive Ionen, die einen elektrischen Strom durch ein angeschlossenes Messgerät fließen lassen, dessen Ausschlagen die Leckstelle anzeigt. Mit dieser Methode lassen sich noch Lecks von einem Durchlassvermögen von weniger als $0,03 \text{ cm}^3$ pro Tag feststellen.

Nachdem das Frigen durch Evakuieren und Nachspülen mit Stickstoff aus der Apparatur entfernt war, wurde diese unter Vakuum mit

destillierten, entgasten Wasser gefüllt, das mit der Dosierpumpe solange nachgespeist wurde, bis ein Druck von 850 at erreicht war und danach wurde die Apparatur bei möglichst genau konstant gehaltener Raumtemperatur einige Tage sich selbst überlassen. Diese Dichtheitsprobe wurde nur dann als befriedigend angesehen, wenn während dieser Zeit keine anderen Druckänderungen auftraten, als sie den sehr kleinen Temperaturschwankungen des Raumes entsprachen.

Da Dampf bei hohen Temperaturen Eisen unter Wasserstoffentwicklung oxydiert und Wasserstoffgehalt in Dampf dessen Viskosität ändert, müssen die vom Dampf berührten inneren Oberflächen der Apparatur möglichst mit einer Eisenoxydhaut überzogen sein, die den Dampfzutritt zur Eisenoberfläche verhindert.

Um das zu erreichen, wurde die mit destilliertem und entgastem Wasser gefüllte Apparatur bei leicht geöffneten Drosselventilen und mäßigen Drücken von 50 bis 80 at erwärmt bis der Verdampfer 400°C, Überhitzer und Versuchszylinder 800°C erreichten. Auf diesen Temperaturen wurde die Anlage acht Tage lang belassen, wobei ständig Wasser hindurchfloss, um die Oxydation in Gang zu halten.

2. Durchführung und Umfang der Versuche

Nach Abschluss dieser vorbereitenden Arbeiten wurde die Versuchseinrichtung auf die für die erste Messreihe gewählte Temperatur gebracht. Sobald der Versuchszylinder konstante und gleichmäßige Temperatur erreicht hatte, wurde mittels Drosselventil und Dosierpumpe der Mengenstrom bei dem für den Messpunkt gewünschten Druck eingeregelt. Mit der Messung wurde erst begonnen, wenn Differenzdruckmesser und Druckwaage bzw. Bourdonfedermanometer mindestens 1 Stunde lang unveränderte Werte angezeigt hatten. Während der Messung wurden beide Schenkel des Differenzdruckmessers mittels des Kathetometers jede Minute abgelesen. Die Messdauer, d.h. die Zeit, während der das aus dem Abschlussventil abtropfende Kondensat in den Messbechergelangt, betrug je nach Durchsatzmenge 6-30 Minuten und wurde mit einer von Hand betätigten, auf 0,1 Sekunden genau anzeigenden Stoppuhr gemessen.

Die aus dem tropfenweisen Anfallen des Kondensats herrührende Unstetigkeit wurde durch eine Abstreifkante an der Schwenkvorrichtung des Messbechers beseitigt, die beim Einschwenken den in diesem Augenblick an der Austrittsdüse hängenden Tropfen abwischte und von der Wägung ausschloss, beim Ausschwenken aber den noch nicht abgelösten Tropfen in den Messbecher gleiten liess. Ein Versuch wurde nur dann als befriedigend betrachtet, wenn 20–30 Minuten vor Beginn und nach Abschluss der Messung keine Änderung im Mengenstrom zu beobachten war.

Nach einer Anzahl von Messpunkten, in der Regel jeden Abend, wurde die Versuchseinrichtung auf Dichtheit geprüft. Zu diesem Zweck wurden das Abschlussventil und das zwischen dem Hochdruckfilter und dem Verdampfer eingebaute Ventil geschlossen, die Dosierpumpe abgestellt, die Heizung von Verdampfer und Überhitzer auf vorher durch Eichversuche bestimmte, nur die Wärmeverluste deckende Werte, zurückgeregelt und die Abnahme der Differenzdruckanzeige auf Null beobachtet.

Versuche wurden angestellt:

Temperature (°C)	Druckbereich (at)
80	50–800
200	100–800
300	100–800
400	200–600
500	200–600
600	200–600
700	300–540

3. Auswertung der Versuche und Genauigkeitsbetrachtung

Wegen der thermischen Ausdehnung sind Länge und Durchmesser der Kapillaren zu berichtigen. Mit Berücksichtigung der Einlaufkorrektur und der Wärmedehnung ergibt sich aus den Gleichungen (2) und (8) zum Berechnen der kinematischen Viskosität die Gleichung:

$$\nu = \frac{\Delta p - B[1/(1 + \alpha t)]^4 \rho (m/z\rho)^2}{A[1/(1 + \alpha t)]^3 (m/z)} \quad (10)$$

Hierin ist:

$A = 128 L/\pi d^4$ die Eichkonstante der Kapillare bei 0°C

$B = 2,3 (4/\pi)^2/2d^4$ die erweiterte Einlaufkonstante

α der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient des Platins

m/z die in der Zeiteinheit durchgesetzte Menge

Δp der gesamte Druckabfall in der Kapillare
 ρ die mittlere Dichte des Mediums in der Kapillare.

Als grösstmöglicher Fehler bei der Kapillareichung kann auf Grund der Streuung der Eichergebnisse ein Wert von $\pm 0,2$ Prozent angenommen werden. Die Länge der Kapillare wurde mit einer auf 0,1 mm genauen Schiebellehre bestimmt. Bei einer Gesamtlänge von 500 mm beträgt die Unsicherheit dieser Messung 0,02 Prozent.

Beim Wägen der Kondensatmenge war noch die rund 0,1 Prozent betragende Korrektur für den Auftrieb in atmosphärischer Luft anzubringen. Die Messfehler der Waage liegen unter 0,1 Prozent, da die Kondensatmengen stets grösser als 2 g waren und die Waage auf $\pm 0,1$ mg genau arbeitet. Etwas grösser ist der Fehler der Zeitmessungen; denn hier ist nicht die Anzeigegenauigkeit der Stoppuhr von 0,1 Sekunde, sondern die Unsicherheit des menschlichen Reaktionsvermögens von schätzungsweise 0,3 Sekunden massgebend. Da dieser Fehler beim Ein- und Ausschwenken des Messbechers auftritt, beträgt die Ungenauigkeit in der Zeitbestimmung im ungünstigsten Falle bei 6 Minuten Messdauer 0,2 Prozent. Fehler durch Verdunsten des Kondensats wurden durch Abschluss des Messgefässes mit einem Deckel vermieden. Stichproben ergaben einen Kondensatverlust des mit einem Deckel verschlossenen Gefässes von weniger als 0,1 mg in 30 Minuten.

Die Ablesungen des Differenzdruckmessers lagen zwischen 10 und 70 mm. Die Ableseunsicherheit des Kathetometers von $\pm 0,05$ mm an jeder Quecksilberkuppe bedingt damit einen

mittleren Messfehler von $\pm 0,25$ Prozent. Sowohl beim Quecksilber als auch bei der darüber stehenden Wassersäule wurde die Abhängigkeit der Dichte von Druck und Temperatur berücksichtigt. Das Profil der Quecksilberkuppen konnte dank der Vergrößerungsoptik des Kathetometers gut beobachtet werden. Bei den grossen und gleichen Querschnitten der beiden Quecksilbersäulen war keine Kapillarkorrektur nötig.

Weitere Fehler können von der Unsicherheit der Trennfläche zwischen Wasser und Dampf in den mit 4 mm Gefälle verlegten Zuleitungen zum Differenzdruckmanometer herrühren. Diese Trennfläche steht im mittleren Drittel des Rohres zwischen der beheizten und der gekühlten Strecke an einer nicht genau bekannten Stelle und ihre Höhe ist auf 1,3 mm unsicher. Bei einer gemessenen mittleren Druckdifferenz von 40 mm Quecksilbersäule bedeutet das einen relativen Fehler von 0,25 Prozent.

Fehler bei der Bestimmung von Temperatur und Gesamtdruck gehen an zwei Stellen in die Berechnung der kinematischen Viskosität ein. Einmal beziehen sie den Messwert auf falschen Druck und Temperatur und zum anderen bewirken sie über die Dichte einen Fehler in der Einlaufkorrektur. Da diese aber bei keiner Messung 6 Prozent des Gesamtwertes überschritt, kann deshalb dieser Fehler hier vernachlässigt werden. Da bei den gemessenen hohen Zustandswerten Druck- und Temperaturgradient der kinematischen Viskosität nicht sehr gross sind, ist auch im ersten Falle der Einfluss dieser Fehler klein. Geht man durch Multiplikation mit der Dichte auf die dynamische Viskosität über, so ist diese mit etwas grösserer Unsicherheit behaftet.

Durch sorgfältige Führung und gründliches Durchmischen des Dampfes war einheitliche Dampftemperatur gewährleistet und jeder Temperaturgradient längs der Kapillare ausgeschlossen.

Fehler in der Temperaturbestimmung werden auf $\pm 0,2$ Prozent geschätzt. Bei der Druckmessung mittels der Röhrenfederanometer, die ja ungenauer arbeiten als die Druckwaage und den Druck nur auf $\pm 0,2$ bis $\pm 0,5$ atm genau messen liessen, konnte man aus der

Reproduzierbarkeit der Eichversuche auf eine Unsicherheit von $\pm 0,1$ Prozent schliessen. Der Druckabfall von Mitte Kapillare bis zur Anschlußstelle der Druckwaage wurde berücksichtigt.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Unsicherheit der Werte für die Dichte von Wasser und Wasserdampf, die für Drücke bis 500 at der neu bearbeiteten Auflage der VDI Wasserdampftafeln [31], darüber hinaus den Dampftafeln von Wukalowitsch [32] entnommen wurden. Beide Dampftafeln sind in dem in Frage kommenden Bereich auf den neuesten Stand der Versuchsergebnisse gebracht und den Messwerten von Kennedy und Holser [33] und Kirillin und Rumjantzev [30] gut angepasst. Die Unsicherheit der Werte dieser Tafeln wird (steigend mit Druck und Temperatur) auf 0,1 bis 0,5 Prozent geschätzt, sie steigt bei sehr hohen Werten der Zustandsgrössen bis auf 1 Prozent.

Bei 700°C begann die Reduktion des Dampfes zu Wasserstoff an den Metallflächen. Da die Innenwände des Überhitzerrohres und des Messzylinders durch die oben erwähnte Vorbehandlung sich bereits mit einer dichten Oxydschicht überzogen hatten, war die Wasserstoffbildung gering und es wurden nur alle 2–3 Stunden an der Austrittsdüse des Abschlussventils kleine Bläschen beobachtet, die bei Umgebungszustand zusammen einen Raum von 0,1 bis 0,2 cm³ einnahmen. Das während der gleichen Zeit bei diesen Messungen durchgesetzte Kondensatvolumen belief sich auf 150–250 cm³. Da die Löslichkeit von Gasen in Wasser mit fallendem Gesamtdruck abnimmt, wird vermutet, dass sich der Wasserstoff erst nach der Entspannung in dem Verbindungsrohr zwischen dem zweiten Drosselventil und dem Abschlussventil aus dem Wasser absonderte, sich in einem toten Raum sammelte und von dort alle 2 bis 3 Stunden einmalaustrat. Die eigentlichen Messzeiten wurden so gelegt, dass in ihnen Wasserstoffblasen nicht auftraten.

Berücksichtigt man bei der Auswertung der Messungen die im Wasser noch verbliebene gelöste Gasmenge, so bleibt bei Ermittlung des Durchsatzes eine Unsicherheit von $\pm 0,1$ Prozent. Der Einfluss des Wasserstoffes auf den Druck-

abfall in der Kapillare ist wegen seines kleinen Anteils vernachlässigbar.

Schwer abzuschätzen ist der Fehler durch Temperaturschwankungen im Kondensator, die durch Änderungen der Kühlwassertemperatur oder der Menge des durchfliessenden Kondensates hervorgerufen werden können. Sinkt die mittlere Temperatur des Kondensators, so wird ein Teil der durch die Kapillare geflossenen Menge im Kondensator aufgespeichert und geht der Mengemessung verloren. Bei Temperaturanstieg ist dagegen die austretende Menge grösser als der Durchsatz der Kapillare. Im Bereich unterkritischer Drücke kommt noch eine Verschiebung der Trennfläche Wasser—Dampf im Kondensator hinzu. Am Differenzdruckmesser oder am Absolutdruckmanometer muss dieser Vorgang nicht unbedingt erkennbar sein. Die Kühlwassertemperatur zeigte Schwankungen von 1 bis 2 Grad, mit einer Periode von rund 24 Stunden. Die Durchsatzmenge wurde nur langsam und in sehr kleinen Schritten geändert. Der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Messungen war so gross, dass sicher Beharrungszustand herrschte. Selbst im ungünstigsten Falle bei unterkritischen Drücken dürfte bei der geringen Speicherkapazität des Kondensators von 10 cm³ und den langsamen Temperaturschwankungen des Kühlwassers dieser Fehler 0,2 Prozent nicht überschreiten. Das Hagen—Poiseuille'sche Gesetz für den Druckabfall in der Kapillare gilt nur für laminare Strömung. Die Reynoldszahl für den Umschlag zur Turbulenz ist abhängig von der Beschaffenheit und Gleichmässigkeit des durchflossenen Rohres, sowie von den Bedingungen, die vor Eintritt in das Rohr herrschen. Für die vorliegende Versuchsanordnung ergaben Versuche eine kritische Reynoldsche Zahl zwischen 2000 und 2500, bei der die Strömung zeitweise turbulent wird. Der Umschlag in die Turbulenz konnte am Differenzdruckmanometer beobachtet werden, da in diesem Bereich kleine Druckschwankungen auftraten. Nach Goldstein [23] ist diese Erscheinung auf periodisches Ablösen von Wirbeln an der Einströmkante zurückzuführen.

Bei den Messungen der Viskosität wurde der Durchsatz so gewählt, dass einerseits Turbulenz sicher vermieden wurde, andererseits nicht

unnötig kleine Anzeigen die Messung ungenau machten. Wie aus den Tabellen 1 und 2 ersichtlich ist, sind Messpunkte mit grossen Werten der Reynoldszahlen meist auch durch Messungen bei kleineren Werten bestätigt.

Das Hagen—Poiseuille'sche Gesetz gilt streng genommen nur für inkompressible Medien. Man kann es jedoch auch für den Durchfluss von Gasen anwenden, wenn das spezifische Volumen als Mittelwert zwischen Anfang und Ende der Kapillare angegeben wird und der Druckabfall in der Kapillare klein gegen den absoluten Druck ist. Die Druckunterschiede bei den Versuchen dieser Arbeit waren immer kleiner als 0,02 Prozent des absoluten Druckes vor der Kapillare, sodass der Fehler, der durch Vernachlässigung dieser minimalen isothermen Expansion entsteht, vernachlässigbar klein ist.

Tabelle 1. Viskosität von Wasser—

(Messungen mit der Kapillare von 0,5 mm Durchmesser)

t (°C)	p (kp/cm ²)	μ (10 ⁻⁴ P)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)	ρ (kg/m ³)	Re
291,2	110,0	9,130	0,1240	736,11	1710
291,2	108,5	9,165	0,1246	735,84	1779
295,5	741,0	10,600	0,1326	799,36	1655
295,5	504,0	9,973	0,1275	782,35	1591
296,1	217,5	9,276	0,1246	744,66	1856
300,0	316,5	9,420	0,1251	752,79	1434
195,0	511,0	14,928	0,1656	901,55	1261
195,0	511,5	14,930	0,1656	901,55	1675
198,2	588,0	14,794	0,1640	902,28	1272
198,2	780,5	15,510	0,1701	911,58	1174
198,2	698,5	15,049	0,1658	907,44	1190
197,9	462,5	14,565	0,1626	895,98	1081
197,7	384,5	14,459	0,1622	891,58	1226
203,0	290,5	13,798	0,1568	880,13	1644
203,0	308,5	13,637	0,1547	881,29	868
202,5	196,0	13,790	0,1577	874,43	1830
202,2	215,0	13,536	0,1545	876,04	1194
195,7	112,0	13,642	0,1557	876,27	1110
194,4	90,0	13,869	0,1583	876,27	1275
78,8	734,0	38,152	0,3804	1003,01	413
78,8	581,5	37,670	0,3779	996,71	344
78,9	496,5	37,116	0,3738	992,85	467
78,9	488,0	37,177	0,3745	992,75	485
84,5	404,5	34,377	0,3486	986,10	446
84,5	301,5	34,216	0,3484	982,03	436
84,4	201,0	34,176	0,3495	977,80	246
83,3	108,0	34,264	0,3516	974,47	408
83,3	57,0	34,224	0,3520	972,29	326

Tabelle 2. Viskosität von Wasserdampf

t (°C)	p (kp/cm ²)	μ (10 ⁻⁴ P)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)	ρ (kg/m ³)	Re	t (°C)	p (kp/cm ²)	μ (10 ⁻⁴ P)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)	ρ (kg/m ³)	Re
a. Messungen mit der Kapillare von 0,3 mm Durchmesser						b. Messungen mit der Kapillare von 0,5 mm Durchmesser					
386,0	235,5	3,259	0,1835	177,62	954	386,0	207,0	2,844	0,2508	113,38	1009
387,3	235,5	3,169	0,1866	169,78	620	388,5	235,0	3,202	0,1976	162,07	1761
391,0	308,3	5,550	0,1227	452,49	597	497,0	210,5	3,130	0,4428	70,67	1782
391,5	315,5	5,177	0,1129	458,72	1495	497,0	223,5	3,126	0,4101	76,22	1994
392,2	322,4	5,123	0,1101	465,12	1137	593,5	416,5	3,810	0,2941	129,53	1681
389,2	401,3	6,524	0,1187	549,45	628	595,8	463,0	3,906	0,2648	147,49	1821
390,3	403,8	6,677	0,1222	546,45	512	597,0	508,0	3,977	0,2394	166,11	1612
390,3	402,9	6,554	0,1199	546,45	480	595,0	620,5	4,579	0,2102	217,86	1689
392,2	516,5	7,313	0,1207	606,06	496	594,0	319,0	3,637	0,3910	93,02	1569
395,3	517,5	7,281	0,1231	591,72	476	594,0	319,5	3,633	0,3898	93,20	1230
395,3	518,0	7,313	0,1236	591,72	466	594,5	222,0	3,449	0,5649	61,05	790
396,5	586,0	7,498	0,1230	609,76	519	594,5	212,0	3,364	0,5803	57,97	1087
396,5	590,5	7,129	0,1169	609,76	619	700,5	343,5	4,031	0,4841	83,26	1088
396,8	596,0	7,387	0,1204	613,50	588	701,5	415,0	4,097	0,4002	102,35	1617
500,5	304,8	3,353	0,2934	114,29	663	703,5	424,0	4,204	0,4010	104,82	1330
501,0	311,5	3,399	0,2889	117,65	619	703,5	509,0	4,339	0,3358	129,20	1492
501,0	313,6	3,333	0,2807	118,76	947	706,5	540,5	4,491	0,3260	137,74	1410
492,5	415,0	3,778	0,1972	191,57	871						
494,3	401,5	3,620	0,2016	179,53	1363						
498,6	381,0	3,497	0,2168	161,29	1012						
498,6	382,3	3,568	0,2201	162,07	1013						
500,2	507,0	4,234	0,1664	254,45	1379						
500,5	511,5	4,246	0,1652	257,07	1326						
501,0	515,8	4,175	0,1607	259,74	1072						
493,5	504,8	4,183	0,1577	265,25	1245						
498,6	521,5	4,333	0,1612	268,82	723						
499,3	607,0	4,948	0,1470	336,70	1116						
499,3	609,5	4,998	0,1479	337,84	1052						
499,8	607,0	4,908	0,1463	335,57	1079						
501,0	513,0	4,251	0,1649	257,73	1048						
501,6	501,8	4,089	0,1652	247,52	975						
497,4	208,1	3,075	0,4418	69,60	689						
598,2	188,0	3,366	0,6674	50,43	356						
598,2	188,0	3,338	0,6620	50,43	362						
598,2	188,0	3,365	0,6672	50,43	359						
597,0	390,8	3,769	0,3182	118,43	519						
597,0	393,6	3,870	0,3239	119,49	497						
597,5	598,0	4,441	0,2172	204,42	779						
597,0	598,0	4,360	0,2129	204,75	802						

Addiert man alle Einflüsse, so ergibt sich eine Unsicherheit der Messwerte von höchstens $\pm 1,5$ Prozent.

4. Vergleich mit den Messergebnissen anderer Autoren

Die in den Tabellen 1 und 2 aufgeführten Messwerte der Viskosität von Wasser und Wasserdampf sind in den Abb. 4–8 mit den Messwerten von Whitelaw, Timroth, Moszynski und Shifrin verglichen.

Im flüssigen Gebiet stimmen, wie die Abb. 4 und 5 zeigen, die Ergebnisse dieser Arbeit mit den von Moszynski mitgeteilten Versuchswerten gut überein. Timroths Messungen liegen längs der 200° und 300°C Isothermen um 3–8 Prozent höher. Die in der VTI Dampftafel (1958) [34] des Allrussischen Wärmeinstituts enthaltenen Viskositätswerte für Wasser sind dagegen nur um 1–2 Prozent grösser.

Die Viskositätswerte von Wasserdampf stimmen bei Temperaturen von 400°–500°C gut überein mit den Ergebnissen von Timroth und von Sigwart. Bei 600°C weichen Timroths Werte nach oben ab. Whitelaw mass fast durchweg kleinere Werte. Seine grösste Abweichung beträgt –5 Prozent und liegt bei 650°C und 400 at. Im Gebiet höherer Drücke und niedriger Temperaturen werden die Differenzen zwischen Whitelaws Ergebnissen und unseren Messungen merklich kleiner und liegen meist innerhalb des Streubereichs der beiden Versuchsserien. Abb. 6 gibt den Wertevergleich für die kinematische Viskosität, Abb. 7 den für die dynamische Viskosität. Bei der dynamischen Viskosität ist zu beachten, dass als weitere Fehlerquelle die Unsicherheit der Dichte des Dampfes eingeht. In Abb. 8 ist längs einiger Isothermen die dynamische Viskosität des Wasserdampfes über der Dichte aufgetragen. Extrapoliert man in

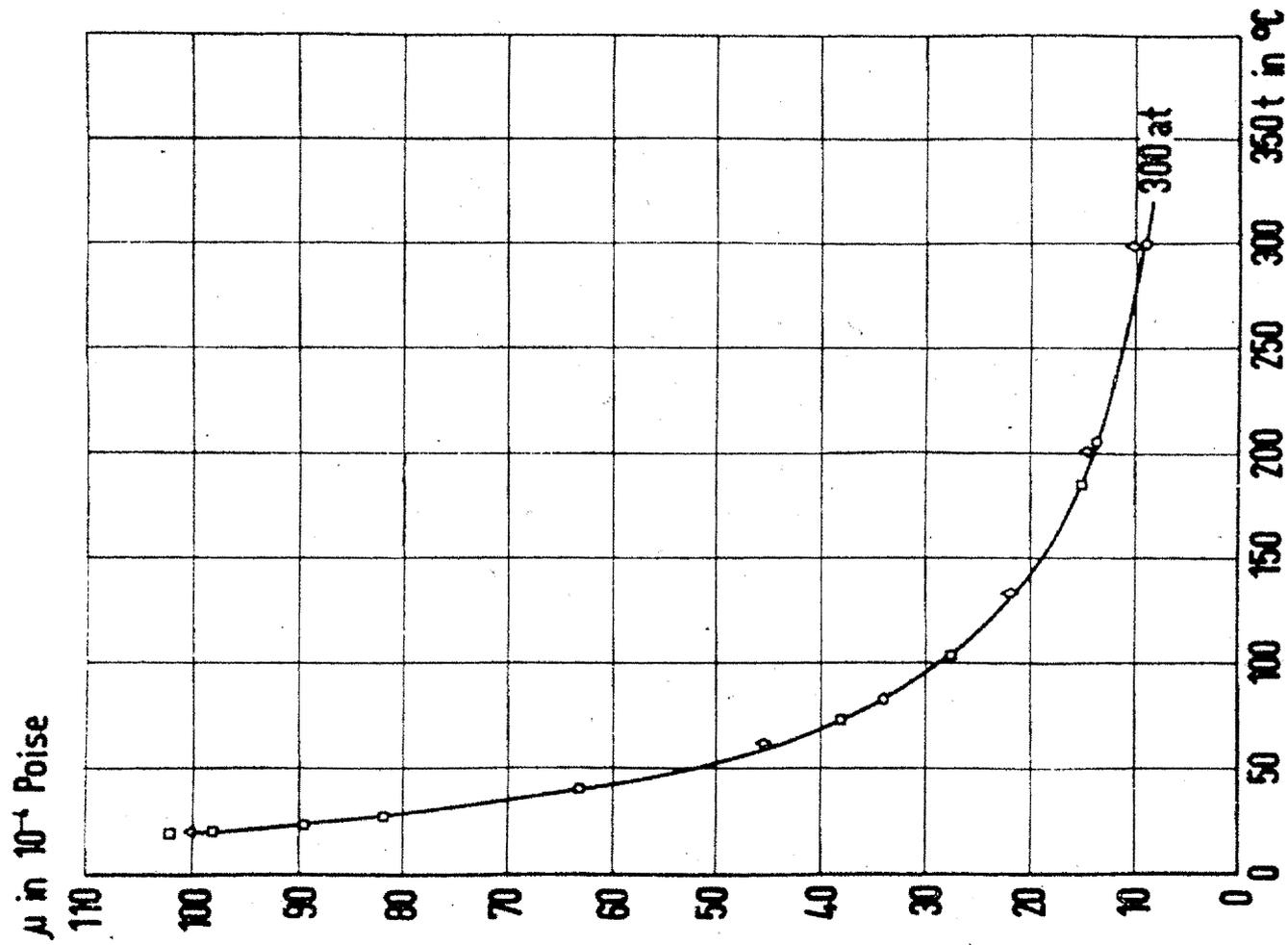


ABB. 5. Dynamische Viskosität μ von Wasser.
(Wertevergleich der 300-at-Isobare.)

Maying: Messwerte ○
Messkurve (geglättet) —
Vergleichswerte: Messwerte von Timroth [11] ◇
Messwert von Moszynski [17] □

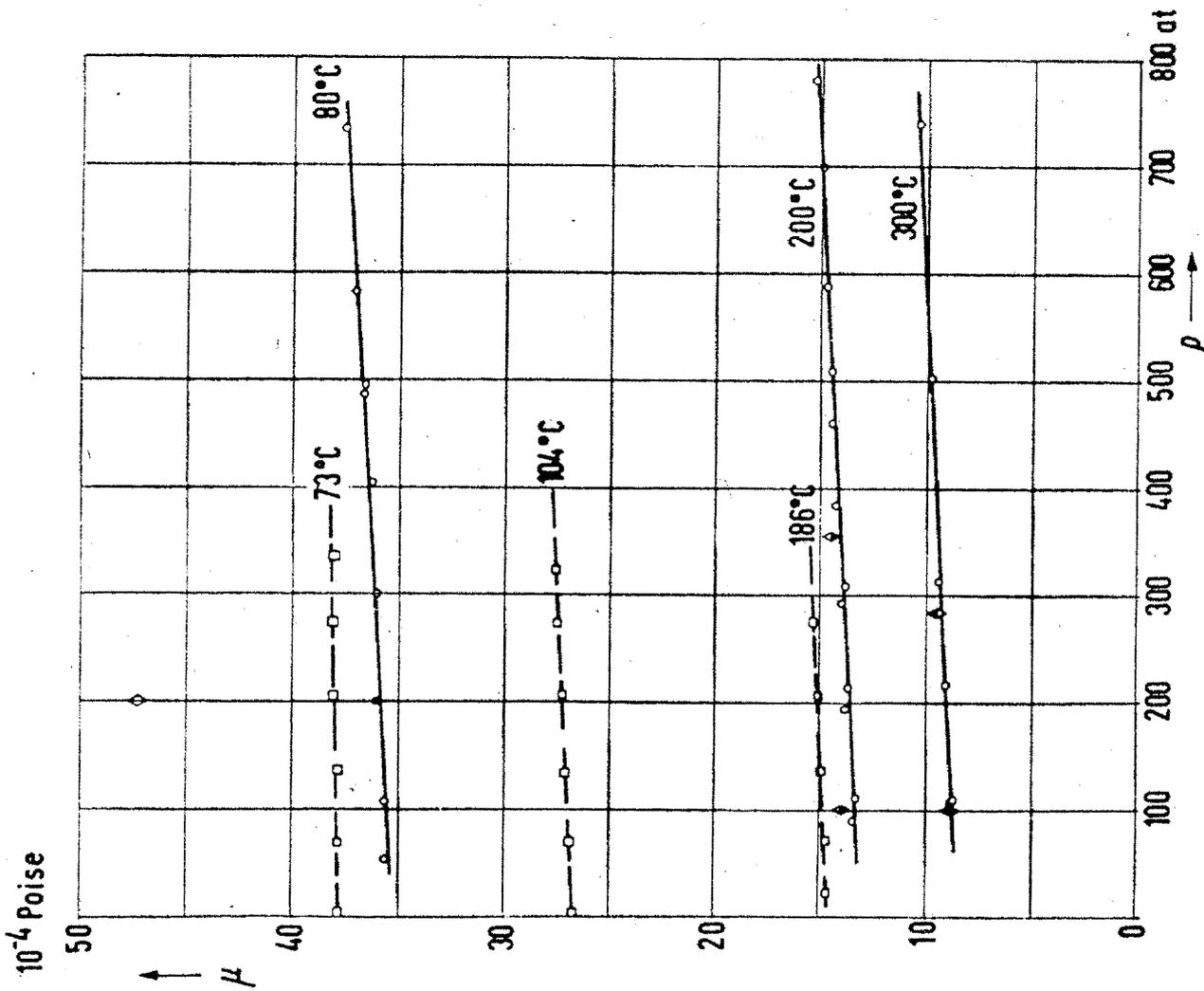


ABB. 4. Dynamische Viskosität μ von Wasser.

Maying: Messwerte ○
Messkurven (geglättet) —
Vergleichswerte: Timroth [11]: Messwerte ◇
Moszynski [17]: Messwerte □
Messkurven (geglättet) ---
60°C ◇
200°C ◇
300°C ◇

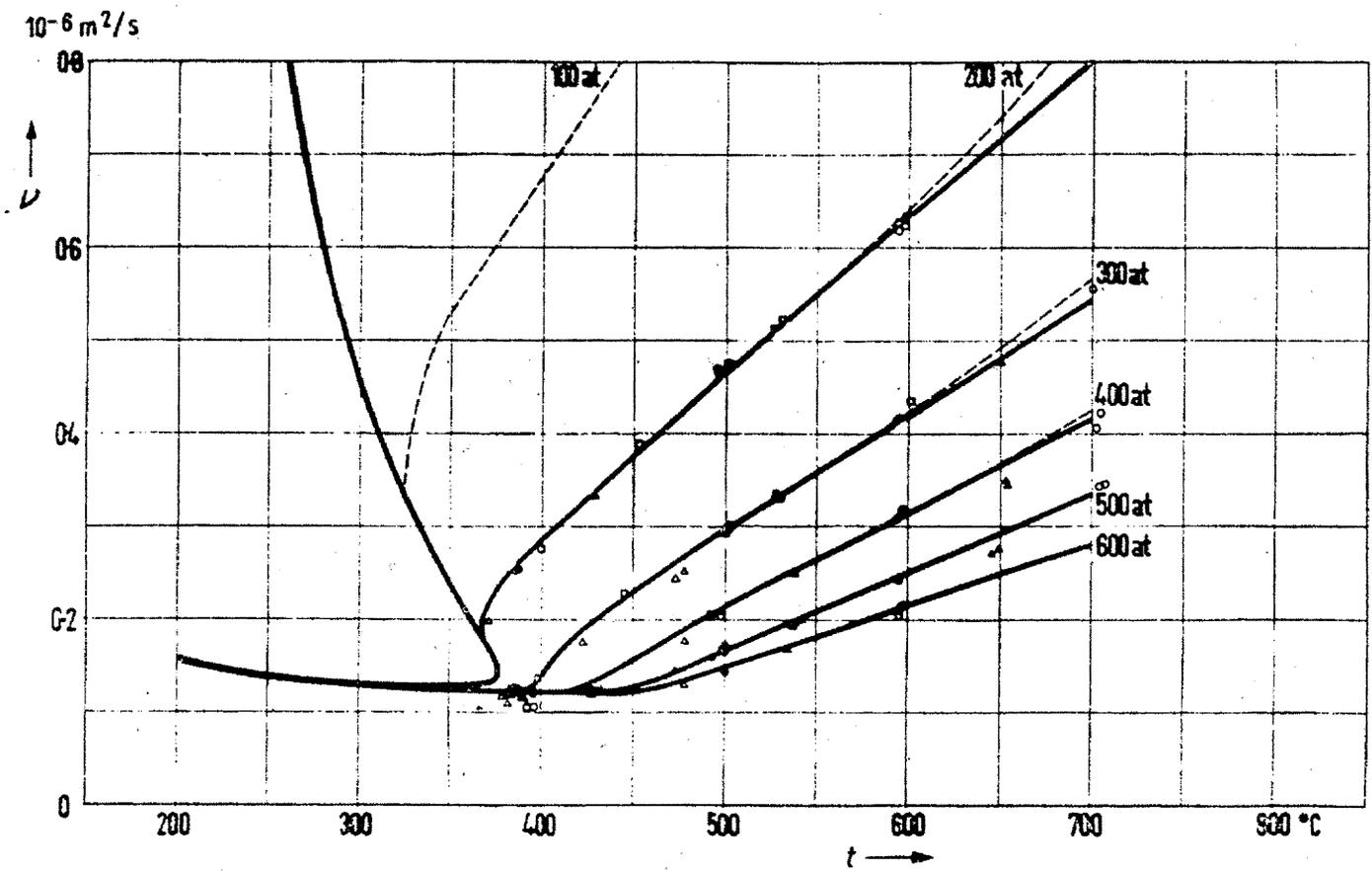


ABB. 6. Kinematische Viskosität ν von Wasserdampf (Wertevergleich).

Mayinger:		Vergleichswerte:	
Messwerte	○	Tafelwerte VTI	
Messkurven		(1958)	--
(geglättet)	—	Whitelaw [20]	△
		Timroth [11]	□

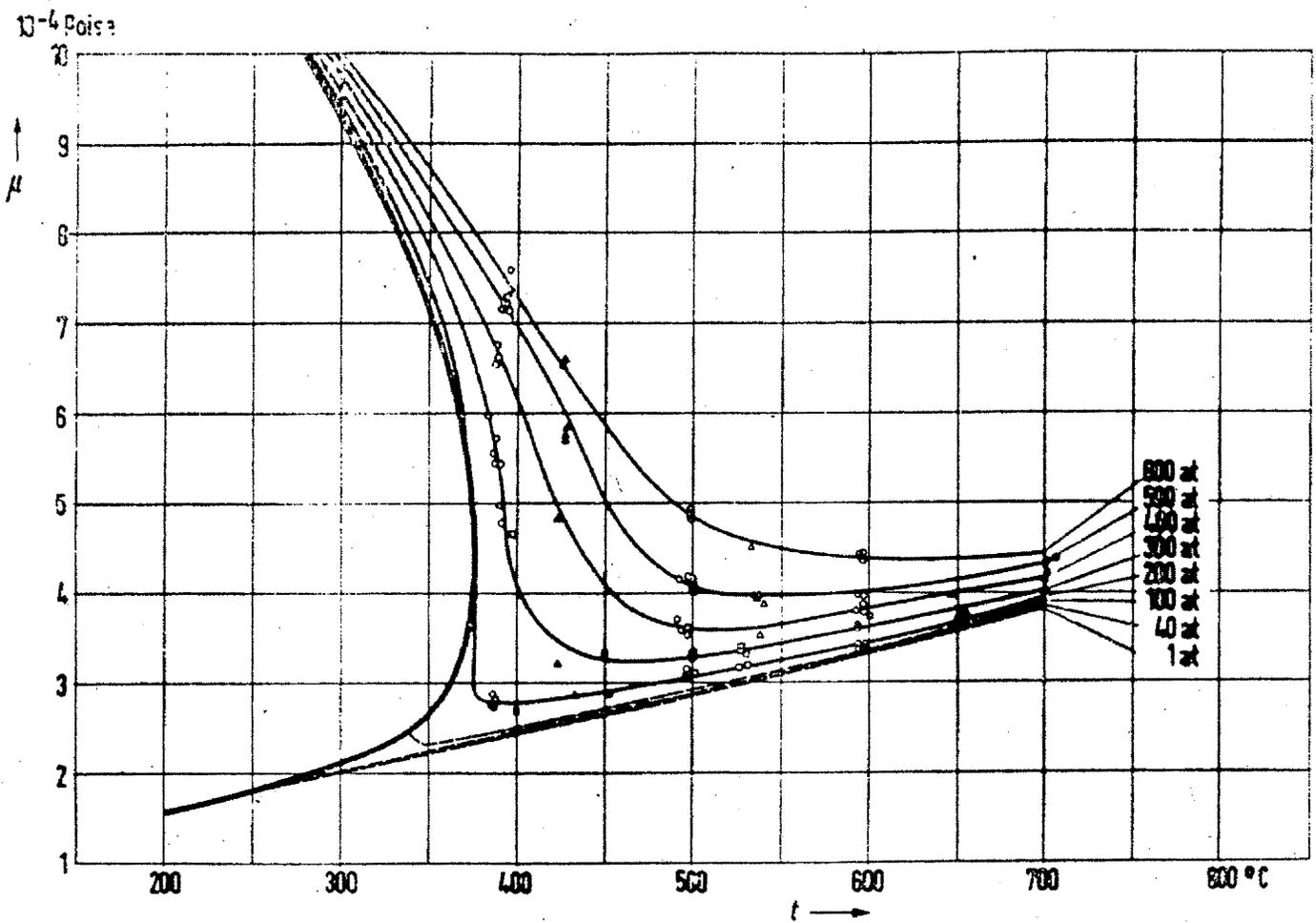


ABB. 7. Dynamische Viskosität μ von Wasserdampf (Wertevergleich).

Mayinger:		Vergleichswerte:	
Messwerte	○	Tafelwerte VTI	
Messkurven		(1958)	--
(geglättet)	—	Whitelaw [20]	△
		Timroth [11]	□

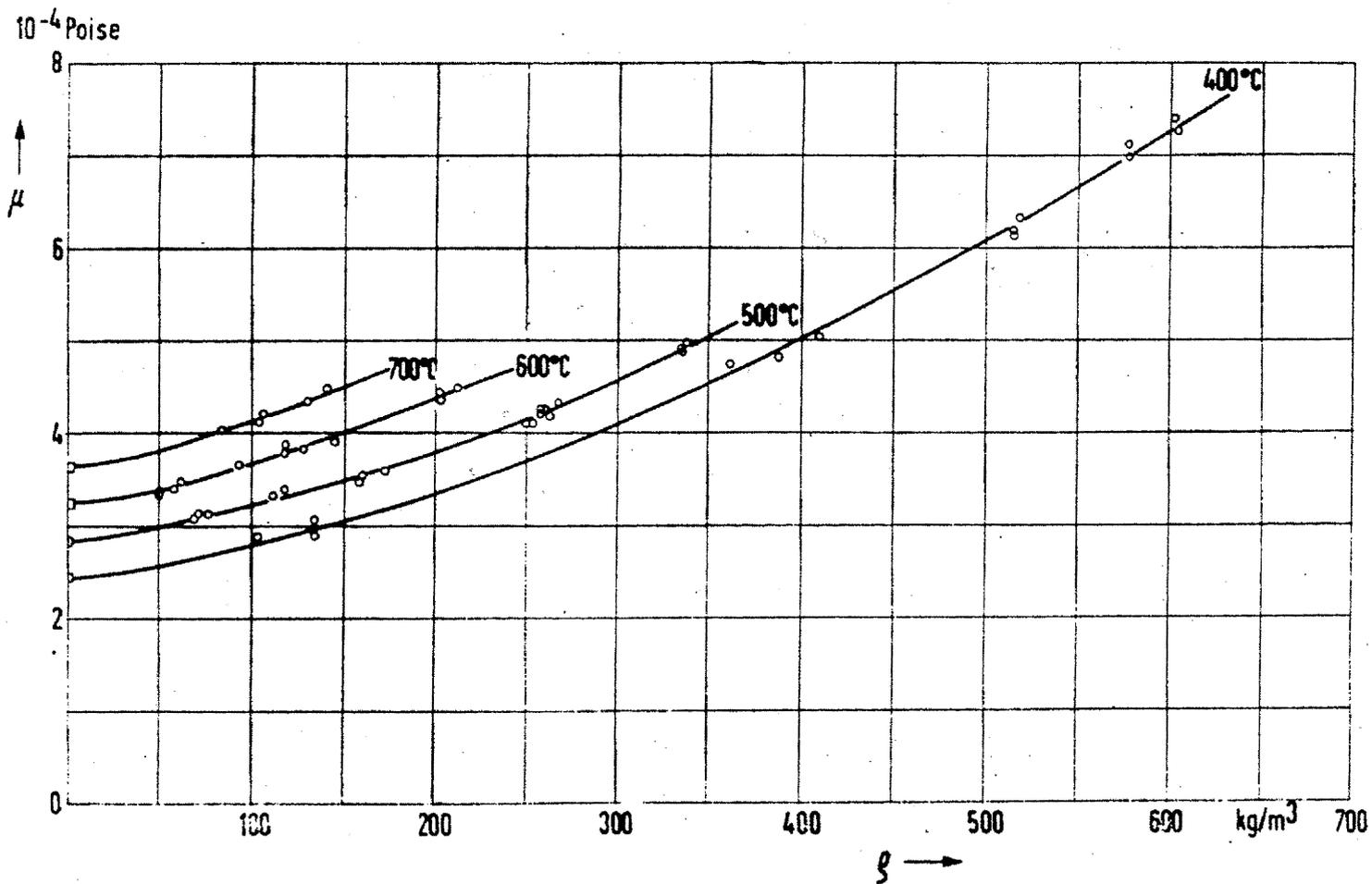


ABB. 8. Dynamische Viskosität μ von Wasserdampf (in Abhängigkeit von Dichte ρ).

Mayinger:	Vergleichswerte:
Messwerte \circ	Messwerte von Shifrin
Messkurven (geglättet) —	bei 1 atm \square

diesem Bild die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Messergebnisse auf das Gebiet kleiner Dichte, so zeigt sich gute Übereinstimmung mit den von Shifrin bei 1 at ermittelten Werten.

ANERKENNUNGEN

Der Verfasser dankt an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. rer. nat. h. c. Dr. Ing. Ernst Schmidt für die Anregung zu dieser Arbeit und für ihre stete Unterstützung.

LITERATUR

1. W. SCHUGAJEW, *Phys. Z. Sowjet.* **5**, 659 (1934).
2. K. SIGWART, *Forsch. IngWes.* **7**, 125 (1936).
3. M. DE HAAS, *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, Nr. 12 (1894).
4. G. V. HEVESY, *Z. Elektrochem.* **27**, 21 (1921).
5. H. SPEYERER, *Forsch. IngWes. Beilage.* **273** (1925).
6. W. SCHILLER, *Forsch. IngWes.* **5**, 71 (1934).
7. W. SCHUGAJEW und S. SOROKIN, *J. Tech. Phys., Moscow*, **9**, 930 (1939).
8. G. A. HAWKINS, H. L. SOLBERG und A. A. POTTER, *Trans. ASME*, **57**, 395 (1935).
9. F. LAWACZECK, *Z. Ver. deutsch. Ing.* **63**, 677 (1919).
10. G. A. HAWKINS, H. L. SOLBERG und A. A. POTTER, *Trans. ASME*, **62**, 677 (1940).
11. D. L. TIMROTH, *J. Phys., Moscow*, **2**, 419 (1940).
12. J. KESTIN und J. R. MOSZYNSKI, Brown University Rep. SPR-2, April (1958).
13. C. F. BONILLA, S. J. WANG und H. WEINER, *ASME Inst. Mech. Engng Heat Transfer Symp.*, 1951, Sect II, S. 167.
14. C. F. BONILLA, S. J. WANG und H. WEINER, *Trans. ASME*, **78**, 1285 (1956).
15. A. S. SHIFRIN, *Teploenergetika*, **6**, Nr. 9, 22 (1959).
16. T. J. JACKSON und F. A. THOMAS, *Trans. ASME*, **57A**, 222 (1935).
17. J. R. MOSZYNSKI, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, **C83**, 111 (1961).
18. J. KESTIN und H. E. WANG, *Physica*, **26**, 575 (1960).
19. E. KJELLAND-FORSTERUD, *J. Mech. Engng Sci.* **1**, 30 (1959).
20. J. WHITELAW, University of Glasgow, Tech. Rep. Nr. 1, Juni (1960).
21. M. COUETTE, *Ann. Chim. Phys.* **21**, 433 (1860).
22. W. SCHILLER, *Forsch. IngWes.* **248**, 1 (1922).
23. S. GOLDSTEIN, *Modern Developments in Fluid Dynamics* Bd. 1, S. 307. Clarendon Press, Oxford (1938).

24. J. BOUSSINESQ, *C.R. Acad. Sci., Paris*, **113**, 9, 49 (1891).
 25. F. MAYINGER, Dissertation, Technische Hochschule München (1961).
 26. V. VASILESCO, *Ann. Phys., Paris*, **20**, 137, 292 (1945).
 27. J. KESTIN und H. E. WANG, *Trans. ASME*, **80**, 11 (1958).
 28. J. KESTIN und W. LEIDENFROST, Brown University Rep., AF 18 (600)-891 (1960).
 29. P. W. BRIDGMAN, *The Physics of High Pressures*. Bell, London (1931).
 30. V. A. KIRILLIN und L. J. RUMJANTZEV, *Beitrag der Russischen Delegation zur V. Internationalen Dampf- tafelkonferenz*, London, 1956, S. 37.
 31. E. SCHMIDT, *VDI Wasserdampf- tafeln 6*. Oldenbourg, Berlin (1962).
 32. M. P. WUKALOWITSCH, *Dampf- tafeln*. VEB, Berlin (1958).
 33. G. C. KENNEDY und W. T. HOLSER, *Properties of Water Part V*. American Documentation Institute, U.S. Library of Congress.
 34. D. L. TIMROTH, *Dampf- tafel des Allruss. Wärmeinsti- tuts*, Moskau (1958).

Abstract—A report is given of measurements of the viscosity of water and steam carried out by the capillary method with a steady-state flow at temperatures of up to 700°C and pressures of 800 atm. The pressure drop in the capillary was measured with a new type of differential pressure gauge which corresponds to a U-tube with a mercury column, the menisci of which are made clearly visible by means of an optical-mirror system. The device operates at pressures of up to 1000 atm and, with the aid of a built-in optical magnifying system, permits accurate determination of pressure differences to ± 0.05 mm Hg. The maximum degree of uncertainty in the results is estimated at ± 1.5 per cent.

Résumé—Il s'agit d'un rapport sur la mesure de la viscosité de l'eau et de la vapeur d'eau par la méthode des capillaires avec un écoulement stationnaire, pour des températures allant jusqu'à 700°C et des pressions allant jusqu'à 800 atmosphères. La perte de charge dans le capillaire est mesurée par un manomètre différentiel d'un type nouveau comportant un tube en U rempli de mercure en sorte que les ménisques soient rendus bien visibles par un système optique à miroirs. L'appareil fonctionne jusqu'à 1000 atmosphères et permet de mesurer des pressions différentielles, à l'aide d'un agrandissement optique, avec une précision de $\pm 0,05$ mm sur la colonne de mercure, la précision des résultats est garantie à mieux de $\pm 1,5\%$.

Аннотация—Приводятся данные измерений вязкости воды и водяного пара, полученные методом стационарного потока тепла в капиллярных трубках при температурах до 700°C и давлениях около 800 атмосфер. Падение давления в капилляре измерялось дифференциальным манометром нового типа, аналогичным U-образной трубке с ртутью. Для лучшего наблюдения за менисками применялась система оптических зеркал. Измерительное устройство работало при давлениях до 1000 атм. Оптическая система увеличения позволяла заметить разницу давления в $\pm 0,5$ мм ртутного столба. Погрешности результатов составляли $\pm 1,5\%$.