

# Versuche über Zusammenhänge von Turbulenzreibung und Konstitution von Flüssigkeiten

Von

FRANZ GRIENGL, OSWALD KOFLER und MARIA RADDA

Aus dem Physikalisch-chemischen Institut der Universität in Graz

(Mit 4 Textfiguren)

(Vorgelegt in der Sitzung am 17. November 1932)

Zwecks Verfolgung des Wertes der Valenzbetätigung der Komponenten binärer Gemische unter dem Einfluß äußerer Kraftfelder schien R. KREMANN, H. ROTH und R. SPRINGER<sup>1</sup> die Untersuchung der inneren Reibung eine geeignete Methode zu sein, und sie konstruierten zu diesem Zwecke einen in Fig. 1 ihrer Abhandlung schematisch in Seiten- und Grundriß wiedergegebenen Apparat. In diesem Apparat waren von vornherein die Bedingungen für POISEUILLESCHES Strömung, für die bislang allein die Zusammenhänge mit der Konstitution von Flüssigkeiten bzw. binärer Flüssigkeitsgemische untersucht worden waren, nicht gegeben.

Vergleicht man nämlich die relativen Reibungswerte der einzelnen Komponenten der von den oben genannten Autoren untersuchten binären Systeme, gemessen in dem von ihnen verwendeten Apparat mit den im OSTWALDSCHEN Apparat gemessenen relativen Werten der POISEUILLESCHEN Reibung, z. B. für 0°, so sieht man, daß die bei gleicher Temperatur im KREMANN-SPRINGER-ROTHSCHEN Apparat gemessenen Werte der relativen Viskositäten höher sind und eine ganz andere Reihung aufweisen als die im OSTWALDSCHEN Viskosimeter gemessenen POISEUILLESCHEN Viskositäten.

Aus dieser Tatsache schon wird die von obgenannten Autoren von vornherein gemachte Annahme, daß in ihrem Apparat eine Turbulenz- oder hydraulische Strömung vorliegt, wahrscheinlich.

Während bei der dem bekannten HAGEN-POISEUILLESCHEN

<sup>1</sup> R. KREMANN, R. SPRINGER und H. ROTH, Z. physikal. Chem. 130, Cohen-Festband, 1927, S. 415 und Monatsh. Chem. 56, 1930, S. 1, bzw. Sitzb. Ak. Wiss. Wien (IIb) 139, 1930, S. 271.

Gesetz<sup>2</sup> gehorchenden, laminaren Strömung die Strömungsrichtung überall parallel den Wänden gerichtet und die Geschwindigkeitsverteilung in jedem Querschnitt die gleiche ist und die Impulsübertragung zwischen benachbarten Schichten molekular erfolgt, wird bei der bei größeren Geschwindigkeiten auftretenden turbulenten oder hydraulischen Reibung die Hauptbewegung von Strömungsbewegungen überlagert, die auch Querbewegungen enthalten. Bei letzterer wächst der Druckabfall schneller mit der Geschwindigkeit, und die Impulsübertragung zwischen benachbarten Schichten geht hier in größeren, unregelmäßigen Gebilden (Molekülkomplexen) vorstatten.

Nach OSBORNE REYNOLD<sup>3</sup> bedingt die kinematische Viskosität, d. i. der Viskositätskoeffizient  $\eta$ , dividiert durch die Dichte, den Typus der Strömung, und die Bedingungen für die Strömung in einer beliebigen Röhre und für eine beliebige Flüssigkeit können durch die nach ihm benannte REYNOLDSsche Zahl  $R = \frac{u \cdot r \cdot d}{\eta}$  charakterisiert werden<sup>4</sup>. Diejenige REYNOLDSsche Zahl, welche den sehr plötzlich erfolgenden Übergang der laminaren Strömung zur turbulenten kennzeichnet, hat man als kritische REYNOLDSsche Zahl  $R_k$  bezeichnet, wengleich ihr Wert sich sehr stark beeinflussen läßt, so daß man im allgemeinen von einer *unteren* und *oberen* Grenze der kritischen Zahl sprechen muß, wobei sich ergab, daß die kritische Zahl sehr hoch hinaufgedrückt werden kann, wenn man auf möglichst störungsfreien Einlauf achtet. Anderseits erhält man einen sehr niederen Wert für die  $R$ -Zahl, wenn man für möglichst viel Störungen beim Einlauf sorgt, etwa durch lebhaftere Bewegung der Flüssigkeit im Reservoir oder Verwendung eines scharfkantigen Einlaufes.

Während die obere Grenze der REYNOLDSchen Zahl sehr schwankt und von der äußeren Bedingung abhängig ist<sup>5</sup>, hat

<sup>2</sup> G. HAGEN, Pogg. Ann. 46, 1839, S. 423; POISEUILLE, Compt. rend. 11, 1840; 12, 1841; Mém. des Savants étrangers 9, 1846.

<sup>3</sup> O. REYNOLD, Phil. Trans. 2, Papers Band, 1883, S. 81.

<sup>4</sup>  $u$  = mittlere Geschwindigkeit, Durchflußmenge : Querschnitt (cm/s),  $r$  = Durchmesser (cm),  $d$  = Dichte (g/cm<sup>3</sup>),  $\eta$  = Zähigkeitskoeffizient, definitionsgemäß gegeben durch die Form „Druck“ : Geschwindigkeitsgefälle (g/cms).

<sup>5</sup> REYNOLD, loc. cit. BARNES H. P., Proc. of the Roy. Soc. of London 74, 1905, S. 341; COKER und CLEMENT S. B., Phil. Trans. of the Roy. Soc. of London (A) 201, 1903, S. 45; WALFRIED v. ECKMAN(N), Ark. f. Math., Astr. och Fysik 6, Nr. 12, 1911.

L. SCHILLER<sup>6</sup> bei seinen systematischen Untersuchungen der Abhängigkeit der kritischen Zahl vom Einlauf als untere Grenze den Wert von 1160 erhalten. Auch für Röhren mit vom Kreis abweichender Berandung, z. B. für alle quadratisch oder rechtwinklig begrenzten Röhren<sup>7</sup>, für das Strömen von Wasser durch ringförmige Spalten zwischen zwei coaxialen Zylindern<sup>8</sup> verschiedener Spaltweiten<sup>9</sup> sowie für offene Gerinne<sup>10</sup> existieren je kritische Zahlen, deren Werte jeweils sehr verschieden sind und durch die jeweiligen Versuchsbedingungen bestimmt werden.

Nach L. SCHILLER<sup>11</sup> bzw. S. PRANDTL<sup>12</sup> bildet sich vornehmlich an scharfen Kanten eine Trennungsschicht, die dann in Wirbel zerfällt und dadurch Störungen in der Strömung hervorruft, so daß dieselbe turbulent wird.

Während nach L. SCHILLER<sup>11</sup> die Rauigkeit zurücktritt gegen die Kantigkeit des Einlaufes, indem er bei scharfkantigem Einlauf sowohl bei rauhem als glattem Rohr die gleiche kritische Zahl von 1400 aber durch Abrundung beim Einlauf bei  $R = 10.000$  noch Laminarströmung erhielt, fand W. RUCKES<sup>13</sup> bei seinen Versuchen mit Eisenkapillaren von  $0.4\text{ mm}$  l. W. mit großer relativer Rauigkeit  $R = 200\text{—}250$  und K. FROMM<sup>14</sup> erhielt als Resultat, daß gerade beim kleinsten Durchmesser, d. h. der größten relativen Rauigkeit, bei den niedrigen  $R$ -Werten bis zu  $R_R = 1250$  noch Laminarströmung herrscht, während die Rohre mit kleiner relativer Rauigkeit dort schon auf erhöhten Widerstand hinweisen<sup>15</sup>.

Auch die Körpergestalt eines in die Strömungsrichtung eingebrachten Körpers spielt für den Übergang von Laminar- zur Turbulenzreibung, also den Wert der kritischen REYNOLDSCHEN Zahl, eine Rolle. Wenn eine Flüssigkeit an einen quer zur Strömungsrichtung derselben gestellten Körper, z. B. eine Platte, anströmt, so haftet die Flüssigkeit an der Platte und es entsteht

<sup>6</sup> SCHILLER L., Forschungsarbeiten a. f. d. Gebiete des Ingenieurwesens (H.) 248, 1922.

<sup>7</sup> SCHILLER L., Z. ang. Math. und Mech. Band 3/10, 1923.

<sup>8</sup> BECKER, Forschungsarbeiten a. f. d. Gebiete des Ingenieurwesens (H.) 48, 1907.

<sup>9</sup> LONSDALE TH., Phil. Mag. (6) 46, 1923, S. 163—169.

<sup>10</sup> HOPF L., Z. ang. Math. und Mech. 3, 1923, S. 329.

<sup>11</sup> SCHILLER, loc. cit.

<sup>12</sup> PRANDTL S., Verh. d. 3. Intern. Math. Ver. Heidelberg 1905.

<sup>13</sup> W. RUCKES, Diss., Würzburg 1908; Ann. Physik (4) 25, 1908, S. 983.

<sup>14</sup> FROMM, Z. ang. Math. und Mech. 3, 1923, S. 339.

<sup>15</sup> Vgl. HOPF, cit. 10.

somit eine Stauung, es bildet sich eine Grenzschicht, die stromabwärts wächst, und es erhält die Grenzschicht um so leichter eine derartige Dicke, daß der Umschlag zur turbulenten Grenzschichtströmung erfolgt, je länger und je unsymmetrischer der in die Strömungsrichtung gebrachte Körper ist. Auch hier kann wieder die kritische Zahl wesentlich herabgedrückt werden, wenn für Unruhe in der ausströmenden Flüssigkeit, also für das Entstehen turbulenter Bewegung in der Grenzschicht gesorgt wird oder man die Platten oder Streben noch besonders anraucht<sup>16</sup>.

Wir sehen also, daß in dem KREMANN-SPRINGER-ROTHSCHEN Apparaturtypus unzweifelhaft der kritische Wert der REYNOLDSCHEN Konstanten überschritten wird und es zu einer turbulenten Strömung kommen muß. In dem in Fig. 1 der Abhandlung von R. KREMANN, SPRINGER und ROTH<sup>1</sup> schematisch dargestellten Apparat, der als Ausflußrohr eine Art von den sogenannten PONCELET-Kanälen enthält, wurden drei verschiedene Typen I. II und III derselben ausprobiert, die sich durch verschiedene Gerinne (vgl. Tabelle 1 dieser Arbeit) auszeichneten.

Die Flüssigkeit tritt hiebei aus dem Reservoir durch einen schmalen, senkrechten Spalt aus und strömt dann die erste Rauigkeitsgröße, eine rechteckige Platte, z. B. bei Apparat II mit dem Seitenverhältnis 1 : 2, an.

Die Platte wird nur einseitig umflossen und bildet jeweils mit der Kammerwand wiederum einen Spalt. Wir sehen, daß die Platten nicht sich gegenüberstehen, sondern daß in gleichen Abständen eine Platte und ein Stück Wand den schon angeführten Spalt bilden. Das ganze Kammerbild gleicht einem rechteckigen Rohre, welches immer in gleichen Abständen in abwechselnder Richtung rechtwinklig gekrümmt ist. Die Platten sind 2 mm dick, die Plattenfronten sind nicht poliert, sondern rau gehalten. Die Einströmstelle ist ein schmaler Spalt von 2 cm Höhe und 2 mm Breite. Die Dicke der einen Einströmungsplatte ist 2 mm stark und besitzt zwei scharfe Kanten, die andere Einströmfläche zeigt eine scharfe Ecke und bildet mit der ersten Platte einen rechten Winkel. Der Durchmesser beträgt, da alle Platten 2 mm voneinander entfernt sind und jeder Ausflußspalt 2 mm

<sup>16</sup> Vgl. H. BLASIUS, Z. Math. und Physik 56, Heft 1, 1908. K. FROMM, L. SCHILLER, L. HOPF, loc. cit. sowie J. M. BURGERS und B. G. VAN DER HEGGE ZIJNEN, Versl. Ak. Amsterdam 13, S. 32. Handbuch der Physik, herausgegeben von H. GEIGER und K. SCHIEL, Verlag Springer, Berlin, 7, 1927, S. 154.

weit ist, 2 mm. Im ganzen sind 14 Platten und ebenso viele Knicke angebracht. Hinter der letzten Platte ist eine größere Kammer gebildet, an deren Vorderseite ein Loch gebohrt ist, an welches ein kurzes Messingrohr angesetzt ist. Beim Ausfließen der Flüssigkeit beobachtet man, daß dies nur stoßweise vor sich geht.

Wenn wir also, was für die Reproduzierbarkeit der Meßresultate, wie wir noch sehen werden, von größter Bedeutung ist, eine vollkommen beruhigte Flüssigkeit in unseren Apparat strömen lassen, so wird nach unseren früheren Ausführungen die Strömung gleich bei der Einströmstelle von Störungen überlagert. Die Einströmstelle verursacht durch ihre scharfen Kanten Störungen, da sich ja, wie oben erwähnt, an scharfen Kanten eine Trennungsschicht bildet, die leicht in Wirbel zerfällt, die ihrerseits Turbulenz hervorrufen. Die nun schon mit Wirbel versehene Flüssigkeit strömt die erste Platte an, dadurch entsteht eine Stauung an derselben und im weiteren die oben besprochene Grenzschicht, die nun eine ziemliche Dicke erreichen kann, da die Platten im Verhältnis zur anströmenden Flüssigkeitsmenge lang sind, was aber wieder einen raschen Umschlag zur turbulenten Grenzschichtströmung bedingt.

Diese Erscheinungsfolge wiederholt sich in jeder Kammer von neuem bis zur Austrittsstelle. Die Bildung der turbulenten Grenzschichten wird aber noch erleichtert durch die aus der Eintrittsstelle mitgebrachten Störungen, wie auch durch die Rauigkeit der Platten selbst. Im Sinne dieser Darlegungen dürfte der KREMANN-SPRINGER-ROTHSCHE Apparat den Grenzfall höchster Rauigkeit darstellen, in dem der Großteil der Energie der Flüssigkeit in Wirbelbildung aufgeht, und die Annahme einer turbulenten Strömung in demselben sicher berechtigt sein.

Gleichwohl haben R. KREMANN, R. SPRINGER und H. ROTH bzw. R. SPRINGER und H. ROTH<sup>17</sup> durch Untersuchung der inneren Reibung einer größeren Anzahl binärer Gemische gezeigt, daß man aus den Kurven der mit dem von ihnen konstruierten Apparate gemessenen inneren Reibung binärer Flüssigkeitsgemische bei positivem Verlauf auf Assoziationserscheinungen, auf die Existenz von Verbindungen mit ungefähr der gleichen Sicherheit schließen kann wie aus dem Verlauf der korrespondierenden Kurven der reinen POISEUILLESCHEN Reibung.

<sup>17</sup> R. KREMANN, R. SPRINGER und H. ROTH, Z. physikal. Chem. 130, Cohen-Festband, 1927, S. 415 und Monatsh. Chem. 56, 1930, S. 1, bzw. Sitzb. Ak. Wiss. Wien (II b) 139, 1930, S. 271.

Es schien daher von Interesse, zu untersuchen, ob die Zusammenhänge zwischen POISEUILLESCHER innerer Reibung und chemischer Konstitution reiner Flüssigkeiten auch bezüglich der turbulenten Reibung jenes Grades, wie sie im genannten Apparat von R. KREMAN, ROTH und SPRINGER gemessen wird, vorliegen.

#### Versuchsmethode und Auswahl der Apparate.

Die aus einem Stück gefrästen vorerwähnten Apparate waren untereinander gleich dimensioniert bis auf die Dimensionen des Gerinnes, des Ausflußrohres und der Kammer vor demselben, wie sie in der folgenden Tabelle 1 angegeben sind. Bei den systematischen Viskositätsmessungen wurde für genaue Horizontaleinstel-

Tabelle 1.

Apparat	Reservoir			Gerinne			Kammer			Ausflußrohr	
	Länge mm	Breite mm	Höhe mm	Länge mm	Breite mm	Höhe mm	Länge mm	Breite mm	Höhe mm	Durch- messer mm	Länge mm
I	100·4	80·0	21·1	54·0	6·7	21·8	16·6	6·7	21·9	3·8	37·0
II	100·5	78·7	20·3	54·0	11·6	20·0	11·7	11·6	20·3	6·2	32·0
III	101·3	79·7	21·7	54·0	22·0	22·0	13·0	22·0	22·0	6·0	37·0

lung der Apparate gesorgt. Die Apparate befanden sich in einem auf 0·1° konstant gehaltenen Thermostaten, durch dessen seitlichen Ansatz das durch ein mit einem rechtwinkligen, am Ende schief abgeschliffenen Glasrohr verlängerte Ausflußrohr den Ausfluß aus dem Reibungsapparat gestattet. Der Reibungsapparat wurde mit 150 cm<sup>3</sup> der betreffenden Flüssigkeit gefüllt und nach Erreichung der Temperaturkonstanz die Zeit gemessen, die nach Verwerfung der ersten 20 cm<sup>3</sup> notwendig war, um weitere 70 cm<sup>3</sup> ausfließen zu lassen. Aus diesen Ausflußzeiten  $t$  wurden die relativen Reibungswerte  $\eta$  der Versuchsflüssigkeiten nach der Formel:  $\eta = \eta_0 \frac{s \cdot t}{s_0 t_0}$  berechnet, wo  $t_0$  die Ausflußzeit,  $s_0$  das spezifische Gewicht des Wassers bei 0° und  $s$  das spezifische Gewicht derselben bedeutet und  $\eta_0 = 1$  gesetzt wurde.

Für Messungen im Temperaturintervall von 0—35°, wie sie zuerst vor allem mit MARIA RADDA durchgeführt wurden, wurden die genannten Apparate ohne Kühlaufsatz verwendet. Für Messungen bei höheren Temperaturen erwies sich die Verwendung eines entsprechenden Kühlaufsatzes notwendig.

Wichtig ist es, die nach einem Versuch ausgeflossene und in das Reservoir zurückgegossene Flüssigkeit erst vollkommen zur Ruhe kommen zu lassen, weil man nur dann reproduzierbare Werte erhält. Bei Aichung mit Wasser bei 0° erhielten wir die folgenden Ausflußzeiten in Sekunden: für Apparat I = 69 Sekunden, für Apparat II = 53 Sekunden und für Apparat III 75 Sekunden, wobei für jeden Apparat die Mittelwerte aus drei bis acht Messungen genommen wurden.

Es zeigen also diese Ausflußzeiten in Abhängigkeit von der Gangbreite ein Minimum, und zwar für den Apparat II. In Übereinstimmung steht, daß die auf eine Ausflußzeit von Wasser bei 0° bezogenen Reibungswerte von Methylalkohol bei verschiedenen Temperaturen, wie sie in der folgenden Tabelle 2 wiedergegeben sind, in den Apparaten I und III im allgemeinen höher sind und untereinander näher übereinstimmen als die etwas geringeren Werte im Apparat II.

Tabelle 2.

Apparat	$\eta$ bei				
	0°	11°	15°	20°	35°
I	1.115	1.102	0.9827	0.9694	0.9016
II	1.116	1.026	0.9837	0.9500	0.9098
III	1.152	1.066	0.9977	0.964	0.9021

Diese Verschiedenheiten sind darauf zurückzuführen, daß die verschiedenen Gerinne und Gerinnkammerdimensionierungen verschiedene Turbulenzgrade bedingen, weshalb wir uns für unsere Messungen stets des gleichen Apparates bedienen.

Denn wie aus den Daten der folgenden Tabelle 3 der inneren Reibung von Alkohol in den Apparaten I, II und III bei 25°

Tabelle 3.

Stoff	Apparat I			Apparat II			Apparat III		
	$\eta$ rel.	$\eta$ abs.	$\frac{\eta}{Mv} \cdot 10^6$	$\eta$ rel.	$\eta$ abs.	$\frac{\eta}{Mv} \cdot 10^6$	$\eta$ rel.	$\eta$ abs.	$\frac{\eta}{Mv} \cdot 10$
Methylalkohol .	0.9644	0.01752	23.7	0.950	0.01726	23.3	0.964	0.01752	23.7
Äthylalkohol . .	1.18	0.02144	20.1	1.261	0.02291	21.5	1.220	0.02217	20.8
Propylalkohol .	1.538	0.03547	24.1	1.674	0.03042	23.3	1.68	0.03053	22.4
n-Butylalkohol .	1.494	0.04337	16.2	1.931	0.03509	21.0	2.226	0.04045	24.2
iso-Amylalkohol	—	—	—	2.464	0.04477	22.5	—	—	—

bzw. ihrer graphischen Darstellung in Fig. 1 zu sehen ist, ist sowohl die A. E. DUNSTANSCH<sup>18</sup> lineare Beziehung zwischen den Logarithmen der absoluten Viskositäten und dem Molgewicht

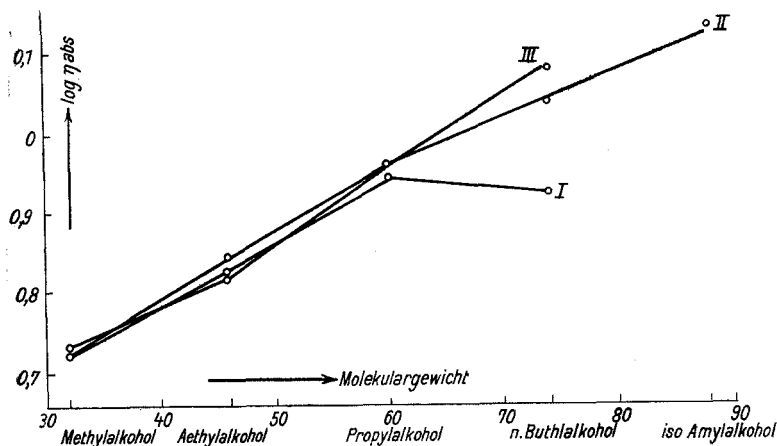


Fig. 1.

innerhalb homologer Reihen:  $M = a + b \log \eta$ , als auch die A. E. DUNSTAN- und F. B. THOLESCHE<sup>19</sup> Beziehung:  $\frac{\eta}{Mv} \cdot 10^6$ , der Konstanz des Quotienten aus innerer Reibung und Molvolumen innerhalb homologer Reihen am besten für Apparat II erfüllt, trotzdem es sich hier um assoziierte Stoffe handelt.

### Die Wiedergabe der experimentiellen Messungen.

Die Messungen der inneren Reibung im Apparat II mit Methyl-, Äthyl-, Propyl-, *n*-Butyl-, Amyl-, Iso-Propyl-, Iso-Amylalkohol sind in der Tabelle 4, die mit Anilin, Dimethylanilin, Diäthylanilin in Tabelle 5 und die mit Benzol, Nitrobenzol, Toluol und *m*-Xylol in der Tabelle 6 wiedergegeben und in den Figuren 2—4 dargestellt. In den Tabellen 4—6 sind in der ersten Spalte die Temperaturen in Celsiusgraden, in der zweiten Spalte die Werte der relativen POISEUILLESCHEN Reibung  $\eta_P$ , in der dritten die durch Multiplikation der relativen inneren Reibung in unserem Turbulenzapparat mit dem von RELLSTAB<sup>20</sup> angegebenen

<sup>18</sup> A. E. DUNSTAN, Z. physikal. Chem. 56, 1906, S. 370.

<sup>19</sup> A. E. DUNSTAN und F. B. THOLE, J. chim. phys. 7, 1909, S. 205.

<sup>20</sup> RELLSTAB, Dissertation, Bonn 1868.



Tabelle 4.

Charakteristik des Systems	I	II	III	IV	V	VI
	$t^\circ$	$\eta_P$	$\eta_{\text{Turb. abs.}}$	$Z_A / \sqrt[6]{\eta_T}$	$\Delta$	$\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$
Methylalkohol	0*	0·5192	0·02031	29·33·10 <sup>21</sup>	8·83	0·1792
	11*	0·3753	0·01860	28·77	9·28	0·1726
	15*	0·4592	0·01787	29·44	9·52	0·1702
	20	0·3275	0·01728	29·45	9·75	0·1687
	25*	0·3965	0·01726	29·26	10·00	0·1726
	30	0·2865	0·01618	29·45	10·22	0·1656
	35*	0·3649	0·01692	29·14	10·46	0·1769
	40	0·2510	0·01504	29·47	10·67	0·1644
	50	0·2218	0·01492	29·53	11·15	0·1621
	60	0·1959	0·01400	29·58	11·68	0·1610
Äthylalkohol	0*	1·0600	0·02851	19·25	12·55	0·3577
	11*	0·8041	0·02461	19·49	13·15	0·3236
	15*	0·8041	0·02398	19·96	13·29	0·3184
	20	0·6571	0·02257	19·61	13·77	0·3112
	30	0·5458	0·02055	19·65	14·40	0·2952
	35*	0·5716	0·02028	19·62	14·63	0·2967
	40	0·4668	0·01899	19·69	15·07	0·2862
	50	0·3856	0·01748	19·72	15·77	0·2760
	60	0·3379	0·01610	19·74	16·50	0·2673
	70	0·2800	0·01500	19·76	17·28	0·2627
n-Propylalkohol	0*	2·3560	0·04974	13·64	14·95	0·7432
	11*	1·8001	0·04116	13·93	15·67	0·6449
	15*	1·1443	0·03546	14·23	15·92	0·5645
	20	1·2140	0·03361	14·27	16·39	0·5509
	25*	1·0950	0·03042	14·45	16·72	0·5086
	30	0·9786	0·02734	14·55	17·54	0·4796
	35*	0·8893	0·02478	14·82	17·40	0·4312
	40	0·7725	0·02020	14·32	17·91	0·3941
	50	0·6206	0·01789	15·41	18·56	0·3171
	60	0·5065	0·01452	15·37	19·65	0·2853
	70	0·4187	0·01197	15·40	20·63	0·2478
	80	0·3480	0·00997	15·68	21·51	0·2145
90	0·3011	0·00832	15·98	22·66	0·1882	
Butylalkohol	0*	2·9230	0·06330	0·7275	13·47	1·2480
	11*	—	0·04570	0·7620	14·69	0·6712
	15*	1·9120	0·04414	0·7641	14·96	0·6603
	20	1·6231	0·03954	0·7639	15·67	0·6591
	25*	1·4040	0·03509	0·7848	16·02	0·5621

(Zu Tabelle 4.)

Charakteristik des Systems <sup>1)</sup>	I	II	III	IV	V	VI
	$t^{\circ}$	$\eta_P$	$\eta_{\text{Turb. abs.}}$	$Z_A / \sqrt[6]{\eta_T}$	$\Delta$	$\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$
Butylalkohol	30	1·2480	0·03323	0·7766	16·83	0·4933
	35*	1·1311	0·03060	0·7982	17·55	0·5064
	40	0·9801	0·02695	0·7955	18·49	0·5100
	50	0·7769	0·02269	0·8032	20·72	0·4702
	60	0·6277	0·01847	0·8243	21·48	0·3969
	70	0·5120	0·01575	0·8408	22·53	0·3548
	80	0·4209	0·01289	0·8528	24·47	0·3410
	90	0·3506	0·01118	0·8614	25·48	0·2846
	100	0·2966	0·00934	0·8680	26·67	0·2584
	110	0·2530	0·00830	0·8841	27·87	0·2315
<i>n</i> -Amylalkohol	10	3·4980	0·07806	87·09	18·18	1·4190
	20	2·5099	0·05558	91·39	19·47	0·9686
	30	1·7974	0·04361	94·25	20·47	0·8926
	40	1·4346	0·03171	105·4	21·47	0·6807
	50	1·0657	0·02430	103·9	22·87	0·5556
	60	0·8110	0·01959	104·5	23·77	0·4656
	70	0·6326	0·01557	107·8	24·47	0·3810
	80	0·5020	0·01245	111·1	25·37	0·3158
	90	0·4057	0·01049	113·4	26·27	0·2757
	100	0·3357	0·00875	116·1	27·17	0·2365
	110	0·2799	0·00753	117·9	28·27	0·2130
	120	0·2288	0·00670	119·4	28·97	0·1940
<i>iso</i> -Propylalkohol	0	2·5120	0·0569	13·01	15·71	0·6124
	10	1·7859	0·0440	13·90	16·49	0·5972
	20	1·3048	0·0309	14·13	17·86	0·5526
	30	0·9665	0·0205	14·83	18·76	0·4932
	40	0·7330	0·0177	15·00	19·86	0·3517
	50	0·5658	0·0154	15·49	20·91	0·2807
	60	0·4487	0·0109	16·05	21·54	0·2344
	70	0·3560	0·0089	16·44	22·51	0·1992
	80	0·2886	0·0047	16·97	23·17	0·1703
<i>iso</i> -Amylalkohol	0	4·8031	0·12290	54·77	15·89	1·9530
	11*	2·6301	0·07424	77·33	18·89	1·8130
	15*	2·8220	0·06550	59·97	17·29	1·1330
	20*	2·2050	0·04775	63·08	17·69	0·8446
	25*	2·0320	0·04477	63·39	18·29	0·8189
	30*	1·7800	0·04941	62·34	18·69	0·9234
	35*	1·528	0·03754	64·74	19·19	0·7204

(Zu Tabelle 4.)

Charakteristik des Systems	I	II	III	IV	V	VI
	$f^0$	$\eta_P$	$\eta_{\text{Turb. abs.}}$	$Z_A / \sqrt[6]{\eta_T}$	$\Delta$	$\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$
iso-Amylalkohol	40	1·3485	0·03033	66·71	19·79	0·6601
	50	1·0245	0·02382	68·73	20·89	0·4976
	60	0·7646	0·01815	104·5	22·19	0·4028
	70	0·6300	0·01484	106·9	23·39	0·3471
	80	0·5101	0·01197	109·60	24·89	0·2980
	90	0·4087	0·00981	111·30	26·59	0·2609
	100	0·3436	0·00836	113·80	27·19	0·2268
	110	0·2600	0·00691	116·60	28·09	0·1940
	120	0·2146	0·00573	118·50	29·89	0·1743

Tabelle 5.

Charakteristik des Systems	I	II	III	IV	V	VI
	$f^0$	$\eta_P$	$\eta_{\text{Turb. abs.}}$	$Z_A / \sqrt[6]{\eta_T}$	$\Delta$	$\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$
Benzol	11*	—	0·0213	13·09·10 <sup>21</sup>	19·69	0·4194
	15*	0·465	0·0203	13·10	20·32	0·4225
	20	0·359	0·0196	13·13	20·61	0·4040
	25*	0·410	0·0185	13·14	21·62	0·3909
	30	0·312	0·0183	13·15	21·74	0·3978
	35*	0·376	0·0174	13·18	22·21	0·3864
	40	0·247	0·0171	13·24	22·89	0·3914
	50	0·244	0·0161	13·07	24·08	0·3877
	60	0·219	0·0154	13·03	25·29	0·3894
	70	0·198	0·0147	12·90	26·54	0·3902
80	0·184	0·0142	12·85	27·71	0·3935	
Toluol	0*	0·4794	0·0208	13·27	18·47	0·3842
	11*	0·4387	0·0201	13·47	21·87	0·4396
	15*	0·4187	0·0199	13·56	22·37	0·4452
	20	0·3246	0·0196	13·67	22·97	0·4501
	25*	0·3925	0·0194	13·76	23·47	0·4553
	30	0·2886	0·0191	13·86	24·07	0·4598
	35*	0·3729	0·0189	13·96	24·57	0·4644
	40	0·2586	0·0185	14·08	25·27	0·4675
	50	0·2340	0·0182	14·27	26·37	0·4799
	60	0·2130	0·0176	14·51	27·67	0·4870
	70	0·1950	0·0172	14·71	28·97	0·4972
	80	0·1710	0·0167	14·99	30·17	0·5028
	90	0·1648	0·0164	15·22	31·67	0·5198
	100	0·1531	0·0156	15·54	33·27	0·5190
110	0·1430	0·0154	15·78	34·67	0·5339	

(Zu Tabelle 5.)

Charakteristik des Systems	I	II	III	IV	V	VI
	$t^0$	$\eta_P$	$\eta_{\text{Turb. abs.}}$	$Z_A / \sqrt[6]{\eta_T}$	$\Delta$	$\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$
<i>m</i> -Xylol	15*	0·4380	0·0206	13·31	22·8	0·4697
	20	0·3412	0·0203	13·44	23·6	0·4791
	25*	0·4064	0·0196	13·55	24·0	0·4704
	30	0·3041	0·0193	13·64	24·5	0·4723
	35*	0·3713	0·0192	13·75	25·1	0·4807
	40	0·2730	0·0187	13·86	25·7	0·4806
	50	0·2476	0·0182	14·06	27·0	0·4901
	60	0·2257	0·0176	14·28	28·3	0·4981
	70	0·2060	0·0172	14·49	29·6	0·5082
	80	0·1895	0·0168	14·63	30·7	0·5158
	90	0·1760	0·0166	14·88	32·4	0·5387
	100	0·1630	0·0164	15·08	33·6	0·5511
	110	0·1485	0·0159	15·34	35·5	0·5645
	120	0·1386	0·0150	15·68	37·1	0·5565
Nitrobenzol	11*	1·424	0·0345	10·45	13·58	0·4685
	15*	1·290	0·0323	10·52	13·88	0·4483
	20	1·112	0·0307	11·07	14·38	0·4169
	25*	1·072	0·0292	10·57	14·68	0·4287
	30	0·918	0·0273	10·72	14·88	0·4157
	35*	0·964	0·0270	10·89	15·28	0·4125
	40	0·775	0·0238	11·00	15·58	0·4069
	50	0·680	0·0209	11·19	16·28	0·3403
	70	0·539	0·0173	11·26	17·08	0·3034
	80	0·465	0·0156	11·29	18·28	0·3008
	90	0·429	0·0147	11·42	19·38	0·2849
	100	0·345	0·0139	11·47	20·18	0·2805
	110	0·280	0·0127	11·51	20·98	0·2667
	120	0·220	0·0118	11·58	21·58	0·2547

Tabelle 6.

Charakteristik des Systems	I	II	III	IV	V	VI
	$t^0$	$\eta_P$	$\eta_{\text{Turb. abs.}}$	$Z_A / \sqrt[6]{\eta_T}$	$\Delta$	$\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$
Anilin	0*	5·692	0·1181	9·86·10 <sup>21</sup>	11·83	1·3970
	11*	3·542	0·0654	10·58	12·44	1·3396
	15*	2·953	0·0545	10·85	12·88	0·7020
	20	2·438	0·0458	11·13	13·22	0·6055
	25*	2·137	0·0394	11·50	13·70	0·5399
	30	1·772	0·0354	11·61	14·16	0·5017

(Zu Tabelle 6.)

Charakteristik des Systems	I	II	III	IV	V	VI
	$t^0$	$\eta_P$	$\eta_{\text{Turb. abs.}}$	$Z_A / \sqrt[6]{\eta_T}$	$\Delta$	$\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$
Anilin	35*	1·623	0·0301	11·78	14·32	0·4302
	40	1·305	0·0272	11·81	15·61	0·4246
	50	1·018	0·0212	12·31	15·71	0·3331
	60	0·859	0·0173	12·64	16·49	0·2853
	70	0·699	0·0140	12·95	17·53	0·2455
	80	0·599	0·0118	13·22	18·22	0·2140
	90	0·519	0·0102	13·45	19·12	0·1950
	100	0·454	0·0090	13·60	19·93	0·1786
	110	0·401	0·0082	13·70	20·76	0·1700
Dimethylanilin	11*	0·968	0·0274	87·83	17·9	0·4793
	15*	0·885	0·0256	88·67	18·2	0·4659
	20	0·776	0·0244	89·01	18·7	0·4563
	25*	0·767	0·0228	89·37	19·6	0·4469
	30	0·661	0·0218	89·95	19·8	0·4469
	35*	0·697	0·0208	90·37	20·2	0·4202
	40	0·572	0·0199	91·04	20·4	0·4059
	50	0·502	0·0185	91·27	21·4	0·3959
	60	0·446	0·0171	92·08	22·4	0·3831
	70	0·392	0·0157	92·51	23·3	0·3658
	80	0·353	0·0149	92·60	24·2	0·3606
	90	0·319	0·0143	92·63	25·1	0·3589
	100	0·281	0·0133	92·73	26·1	0·3471
110	0·259	0·0125	92·79	27·1	0·3388	
120	0·235	0·0118	92·83	28·0	0·3304	
Diäthylanilin	11*	1·479	0·0375	65·97	9·27	0·3476
	15*	1·348	0·0332	68·84	9·77	0·3244
	20	1·199	0·0303	68·19	10·47	0·3152
	25*	1·064	0·0270	69·19	11·17	0·3016
	30	0·950	0·0254	69·51	11·67	0·2876
	35*	0·886	0·0241	69·80	12·37	0·2791
	40	0·782	0·0214	71·36	13·27	0·2763
	50	0·770	0·0182	72·31	14·77	0·2597
	60	0·361	0·0156	73·83	15·77	0·2445
	70	0·429	0·0136	75·07	16·07	0·2185
	80	0·428	0·0118	76·67	16·87	0·2091
	90	0·347	0·0107	76·71	19·87	0·2026
	100	0·319	0·0099	76·78	21·27	0·2058
110	0·310	0·0093	76·94	22·67	0·2017	
120	0·260	0·0089	77·18	24·07	0·1942	

Zähigkeitswert für Wasser bei  $0^\circ = 0,0018168$  erhaltenen Werte einer absoluten Turbulenzreibung  $\eta_{\text{Turb, abs.}}$  eingetragen. Sofern die in der zweiten Spalte angegebenen Werte der relativen

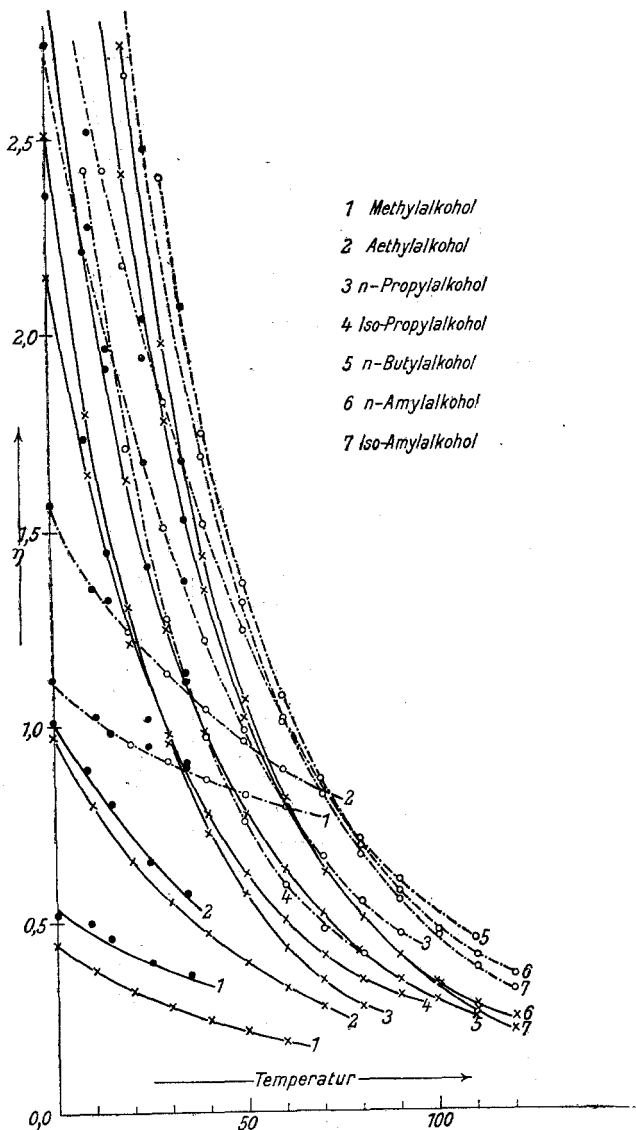


Fig. 2.

POISEUILLESCHEN Reibung nicht den Messungen mit RADDa, die durch ein Sternchen bei der Temperaturangabe gekennzeichnet sind, entstammen, sind sie den Tabellen im LANDOLT-BÖRNSTEIN, u. zw.

meist den Zahlen von THORPE und RODGER<sup>21</sup> entnommen und zu Vergleichszwecken mit der oben erwähnten RELSTABSCHEN Konstanten in relative  $\eta_P$ -Werte umgerechnet.

In den Figuren 2—4 entsprechen die ausgezogenen Kurvenzüge dem Verlauf der POISEUILLESCHEN Reibungswerte; die strichpunktierten Kurvenzüge den der in unserem Apparate II ge-

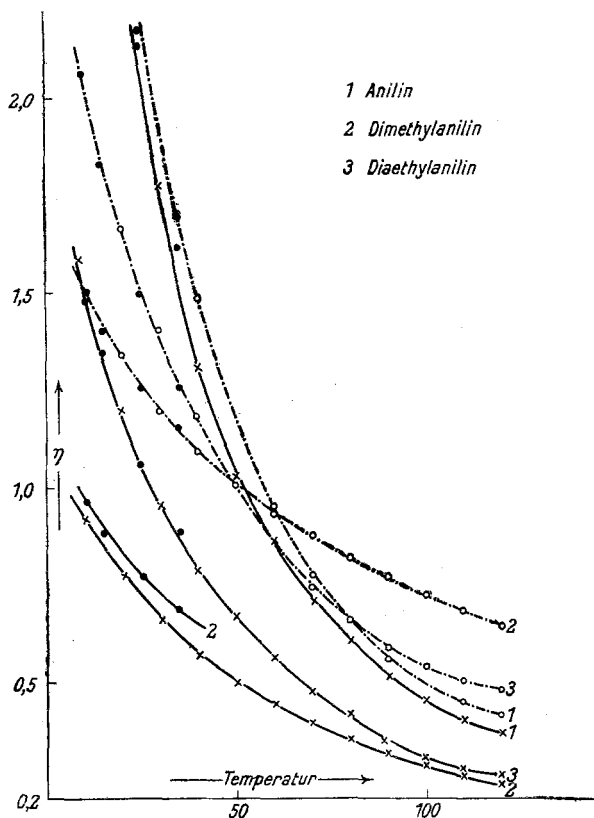


Fig. 3.

messenen Turbulenzreibungen in Abhängigkeit von der Temperatur. Hierbei sind die Messungen mit KOFLER mit  $\circ$ , die Messungen mit RADDA mit  $\bullet$  und die Literaturwerte mit  $\times$  gekennzeichnet. Wir sehen aus den Figuren 2—4, daß für sämtliche untersuchten Substanzen die in unserem Apparat II gemessenen Werte der Turbulenzreibung durchaus höher liegen, aber die Temperaturkurven beider Reibungsarten einander fast parallel gehen. Die von uns gemessenen POISEUILLESCHEN Reibungswerte passen sich meist

<sup>21</sup> THORPE und RODGER, Phil. Trans. London 185, A 397, 1894.

den Literaturwerten gut an, manchmal, besonders bei Methylalkohol, Äthylalkohol, Benzol, Toluol und *m*-Xylol liegen sie etwas höher.

Diese Symbasie zwischen den beiden Reibungsarten kommt im weiteren aus dem Zutreffen einer Reihe von Beziehungen, die für die POISEUILLESCHE Reibung erkannt wurden, auch für die in

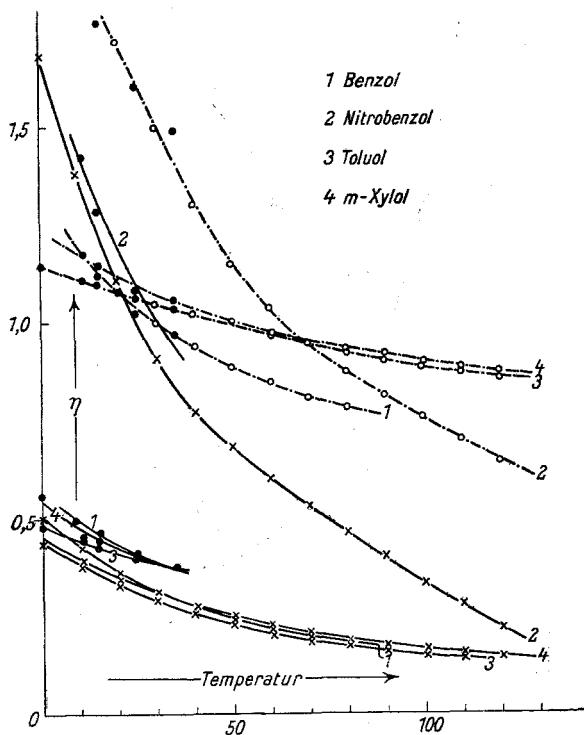


Fig. 4.

unserem Apparat II gemessenen Turbulenzreibungswerte zum Ausdruck, z. B. für

die PORTERSCHE Beziehung<sup>22</sup>,

nach der das Verhältnis  $T/T_0$  der absoluten Temperaturen, bei denen zwei Flüssigkeiten die gleiche Viskosität besitzen, proportional ist der absoluten Temperatur  $T$ . Wir haben aus den in den Figuren 2—4 gegebenen Kurven solche absolute Temperaturpaare gleicher Viskositäten für die folgenden Flüssigkeitspaare ausgewertet und obige Beziehung  $T/T_0 = aT + b$  geprüft für eine Reihe von gleichen Werten:  $\eta_{gl}$  bei den Temperaturen  $T$

<sup>22</sup> PORTER, Phil. Mag. (6) 23, 1912, S. 458.



und  $T_0$  für zwei Flüssigkeiten. Diese Werte  $\eta_{gl}$  sind nun ihrerseits eine lineare Funktion der Temperaturen  $\eta_{gl} = a'T + b'$ , die korrespondiert mit der RAMSAY JOUNGSCHEM Dampfdruckformel  $f(p) = A + \frac{B}{T}$ . Die bezüglichen Beziehungen sind in der folgenden Übersicht zusammengefaßt. Es gilt für die Stoffpaare:

A. Methylalkohol ( $T$ )-Benzol ( $T_0$ )  $\frac{T}{T_0} = 0 \cdot 00018 T + 0 \cdot 8833$

und  $\eta_{gl} = -0 \cdot 000075 T + 0 \cdot 03917$ ,

B. Äthylalkohol ( $T$ )-Benzol ( $T_0$ )  $\frac{T}{T_0} = -0 \cdot 0001 T + 1 \cdot 064$

und  $\eta_{gl} = -0 \cdot 000116 T + 0 \cdot 0549$ ,

C. Dimethylanilin ( $T$ )-Benzol ( $T_0$ )  $\frac{T}{T_0} = 0 \cdot 0001 T + 1 \cdot 0367$

und  $\eta_{gl} = 0 \cdot 000115 T + 0 \cdot 069$ ,

D. Nitrobenzol ( $T$ )-Dimethylanilin ( $T_0$ )  $\frac{T}{T_0} = \text{konstant } 1$

und  $\eta_{gl} = -0 \cdot 0001 T + 0 \cdot 051$ ,

E. Nitrobenzol ( $T$ )-Diäthylanilin ( $T_0$ )  $\frac{T}{T_0} = 0 \cdot 001 T + 0 \cdot 706$

und  $\eta_{gl} = -0 \cdot 000163 T + 0 \cdot 0745$ ,

F. Anilin ( $T$ )-Butylalkohol ( $T_0$ )  $\frac{T}{T_0} = \text{konstant } 1$

und  $\eta_{gl} = -0 \cdot 00027 T + 0 \cdot 1105$ ,

so daß die Gültigkeit der PORTERSCHEN Beziehung auch für unsere Werte der Turbulenzreibung erfüllt erscheint, was vor allem deshalb von Interesse ist, weil es sich hier zum Teil um Flüssigkeitspaare, wie Methylalkohol-Benzol, Äthylalkohol-Benzol, Anilin-Butylalkohol, handelt, in denen die eine Komponente der Alkohole als assoziiert, die andere Benzol bzw. Anilin als nicht oder erheblich weniger assoziiert angesehen werden können, d. h. der Einfluß der Assoziations- bzw. Dissoziationserscheinungen kommt hier nicht zum Ausdruck. Für den

*Zusammenhang von innerer Reibung  $\eta_{abs.}$  und Molekelanzahl  $Z_A$*

hat HERZ<sup>23</sup> die folgende Beziehung gefunden:  $Z_A / \sqrt[6]{\eta_{Pabs.}} = \text{konst.}$ , d. h. die sechste Wurzel aus der inneren Reibung einer Flüssigkeit ist der Anzahl der Molekel  $Z_A$  im  $cm^3$  proportional, so daß die Quotienten beider Werte für jede Flüssigkeit bei allen Temperaturen nahezu konstant sind.

Diese von HERZ an einem umfangreichen Zahlenmaterial erwiesene Beziehung gilt auch für die von uns gefundenen absoluten

<sup>23</sup> W. HERZ, Z. anorg. Chem. 168, 1928, S. 89.

Werte der Turbulenzreibung  $\eta_{r_{\text{abs.}}}$ , indem der, obiger HERZSCHEN Gesetzmäßigkeit entsprechende Wert  $Z_A / \sqrt[6]{\eta_{r_{\text{abs.}}}}$ , der in der vierten Vertikalreihe der Tabelle 4—6 angegeben ist, befriedigende Konstanz aufweist<sup>24</sup>. Charakteristisch ist, daß, wie schon HERZ festgestellt hat und wir bezüglich unserer Turbulenzreibung gleichfalls feststellen konnten, dieser Ausdruck gerade für Alkohole gilt, obschon diese Stoffe als assoziiert angesehen werden können. W. HERZ<sup>25</sup> hat auch einen

*Zusammenhang zwischen Viskosität und freiem Raum*

an verschiedenen Flüssigkeiten nachgewiesen. Unter freiem Raum  $\Delta$  versteht man nach HERZ die Differenz der Molvolumina und der wirklich von Materie erfüllten Räume, entsprechend  $\Delta = \frac{M}{d} - \frac{M}{d_0}$ , in der  $M$  = Molvolumen,  $d$  = Dichte bei der betreffenden Temperatur und  $d_0$  = Nullpunktsdichte bedeuten. Letztere läßt sich aus der von HERZ angegebenen Formel:  $d_0 = d \cdot 0.77 + 0.64 \frac{T}{T_0}$  berechnen. Die freien Räume  $\Delta$  nehmen mit wachsender Temperatur zu, während die innere Reibung  $\eta$  abnimmt. Würde die Zunahme der freien Räume proportional der Abnahme der Viskosität sein, so müßten die Produkte  $\Delta \cdot \eta$  derselben konstant sein.

Die Berechnungen von HERZ zeigten, daß das zwar nicht strenge der Fall ist, sondern daß die inneren Reibungen schneller abnehmen, als die freien Räume wachsen. Doch stellte HERZ fest, daß das Produkt  $\Delta \cdot \eta$  sich einer Konstanz zu nähern scheint, da die Differenzen bei höheren Temperaturen stetig sinken, d. h. es würden also bei sehr großen Zwischenräumen, entsprechend genügend hohen Temperaturen, innere Reibung und freier Raum im Gesamtvolumen nahe umgekehrt proportional werden. Wir haben versucht, diese HERZSCHEN Beziehungen auf die von uns im Apparat II gemessenen Werte der Turbulenzreibung zu übertragen. In den Tabellen 4 bis 6 sind jeweils in der fünften Spalte die nach der HERZSCHEN Formel berechneten freien Räume  $\Delta$  angegeben<sup>26</sup>.

<sup>24</sup> Die Molanzahl ergibt sich als Quotient aus der Lohschmidtschen Zahl  $6.06 \times 10^{23}$  durch das Molvolumen, das durch  $M/d$  charakterisiert ist.  $M$  = Molgewicht und  $d$  = Dichte.

<sup>25</sup> W. HERZ, Z. anorg. Chem. 136, 1924, S. 325.

<sup>26</sup> Hier und in den übrigen Fällen mußte aus Sparsamkeitsgründen auf die tabellarische Wiedergabe der Zwischenglieder der Berechnungen verzichtet werden.

In Übereinstimmung mit HERZ weist das Produkt  $\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$  eine nur angenäherte Konstanz auf, im Gegensatz zu den Berechnungen von HERZ mit Werten der POISEUILLESCHEN Reibung werden aber die Differenzen des Produktes  $\Delta \cdot \eta_{\text{Turb. abs.}}$  nicht stetig mit steigender Temperatur kleiner, sondern zeigen eine sprunghafte Änderung, was jedenfalls mit dem Charakter der turbulenten Strömungsart in unserem Apparat II zusammenhängt. Denn, wie erwähnt, gehen bei turbulenten Strömungen die Impulsübertragungen zwischen benachbarten Schichten nicht molekular vor sich wie bei der laminaren Strömung, sondern in größeren Gebilden, wodurch natürlich auch die Zwischenräume bzw. freien Räume nicht regelmäßig (stetig) verändert werden. Im weiteren haben wir die HERZSCHEN Beziehungen zwischen Temperaturen gleicher Viskositäten zu den kritischen Temperaturen bzw. zwischen Dichten bei gleichen Viskositäten zu den kritischen Dichten

auf unsere Versuche angewandt. Nach Untersuchungen von HERZ<sup>27</sup> entsprechen die Temperaturen  $T$ , bei denen die Viskosität verschiedener Verbindungen denselben Wert hat, ungefähr gleichen Bruchteilen der kritischen Temperaturen. Das heißt es gilt der Ausdruck:  $T/T_k = \text{konstant}$ ; ebenso stehen die Dichten<sup>28</sup> bei gleichen Viskositäten verschiedener Stoffe zu den kritischen Dichten ungefähr in einem konstanten Verhältnis, d. h. es ist  $d/d_k = \text{konstant}$ .

In Anwendung dieser dem Theorem der übereinstimmenden Zustände entsprechenden Beziehungen haben wir im Sinne der HERZSCHEN Untersuchungen einen bei den verschiedenen Stoffen sehr oft auftretenden absoluten  $\eta_{\text{Turb.}}$ -Wert 0.02031 herausgegriffen und die entsprechenden Dichten bzw. oben erwähnten Verhältnisse von  $T/T_k$  bzw.  $d/d_k$  ermittelt. Die meisten Werte der kritischen Dichten sind nach der von J. J. SASLAWSKY<sup>29</sup> angegebenen Formel berechnet:

$$d_k = \frac{d_t}{1 + 2.73 \sqrt{T/T_0}},$$

in der  $d_k$  die kritische Dichte,  $d_t$  die Dichte bei der Beobachtungstemperatur,  $T$  die Beobachtungstemperatur,  $T_0$  eine Funktion der kritischen Temperatur  $T_k$  und zwar  $1.05 T_k$ , und 2.73 den Modul der Kontraktion bedeuten.

<sup>27</sup> W. HERZ, Z. anorg. Chem. 147, 1925, S. 293.

<sup>28</sup> W. HERZ, Z. anorg. Chem. 173, 1928, S. 411.

<sup>29</sup> J. J. SASLAWSKY, Z. physikal. Chem. 109, 1924, S. 111.

Die Ergebnisse unserer Berechnungen sind in der folgenden Tabelle 7 wiedergegeben.

Tabelle 7.

Stoff	A <sup>30</sup>			B <sup>30</sup>		
	$T$	$T_k$	$T/T_k$	$d$	$d_k$	$d/d_k$
Methylalkohol. . . . .	273	513·0	0·532	0·8100	0·275	2·945
Äthylalkohol . . . . .	308	516·1	0·597	0·7780	0·288	2·708
Propylalkohol . . . . .	313	533·7	0·587	0·7875	0·273	2·880
<i>i</i> -Propylalkohol . . . . .	303	507·6	0·596	0·7750	0·283	2·743
Butylalkohol . . . . .	323	538·0	0·599	0·7660	0·275	2·802
Amylalkohol . . . . .	323	621·0	0·520	0·7946	0·256	3·109
<i>i</i> -Amylalkohol . . . . .	323	579·0	0·558	0·7868	0·265	2·977
Anilin . . . . .	323	698·7	0·462	0·9950	0·325	3·062
Dimethylanilin . . . . .	308	687·5	0·448	0·9473	0·386	2·467
Diäthylanilin . . . . .	313	701·9	0·446	0·9205	0·299	3·079
Benzol . . . . .	288	556·5	0·518	0·8840	0·305	2·916
Toluol . . . . .	284	592·6	0·479	0·8617	0·296	2·939
<i>m</i> -Xylol . . . . .	293	621·5	0·472	0·8653	0·294	2·598

Vergleiche zwischen den von HERZ berechneten Konstanten einerseits, den von uns berechneten andererseits zeigen positive und negative Abweichungen von einem Mittelwert ungefähr gleicher Größenordnung in beiden Fällen.

#### Zusammenfassend

kann man sagen, daß in den von R. KREMANN, H. ROTH und R. SPRINGER<sup>1</sup> verwendeten Reibungsapparaten eine turbulente Strömungsart vorliegt und man bei denselben entsprechenden Turbulenzbedingungen Reibungswerte erhält, die ganz ähnliche Gesetzmäßigkeiten zeigen wie die POISEUILLESCHES oder laminare: z. B. die Gesetze von THOLE und DUNSTAN, PORTER und HERZ, u. zw. scheinen zum Teil diese Gesetzmäßigkeiten im Gegensatz zu den mit den Werten der POISEUILLESCHEN Reibung ausgewerteten auch für assoziierte Stoffe, wie die Alkohole, zu gelten, so daß Assoziationserscheinungen durch Prüfung mit diesen Gesetzmäßigkeiten bei Verwertung von Turbulenzreibung also *nicht* erkannt werden können.

<sup>30</sup> A, Beziehung der Temperaturen gleicher Viskositäten zu den kritischen Temperaturen, und B, Beziehung der Dichten gleicher Viskositäten zu den kritischen Dichten für  $\eta_T = 0·0203 \pm 0·0024$ .

Dies steht in einigem Einklang mit den Versuchen von R. KREMANN, R. SPRINGER und H. ROTH<sup>1</sup> über die Turbulenzreibung binärer Flüssigkeitsgemische im oben erwähnten Apparat II, nach denen sich wohl Assoziationen *verschiedenartiger* Molekel aus der Turbulenzreibung deutlich erkennen lassen, nur unausgeprägt hingegen die Dissoziation assoziierter Einzelkomponenten der Gemische und damit Assoziation derselben zum Ausdruck kommt.

Dies steht im Einklang mit dem Wesen der Turbulenzreibung, bei der sich nicht einzelne Molekulgattungen, sondern höhere Komplexe reiben, und es erscheint einerlei, ob von vornherein in der Flüssigkeit einzelne Moleküle oder höhere Komplexe gleicher Einzelmoleküle vorliegen. Dagegen werden Assoziationen verschiedener artfremder Einzelmoleküle in binären Flüssigkeitsgemischen, ähnlich wie bei der POISEUILLESCHEN Reibung, auch bei turbulenter Reibung ein anderes Reibungsmoment bedingen, als wenn eine solche Assoziation nicht einträte, einerlei, ob Einzelmoleküle solcher Verbindungen oder höhere Gruppen derselben die Reibung bedingen.

Bei der Durchführung und Abfassung vorliegender Arbeit hat uns sowohl der Vorstand des Instituts Prof. Dr. R. KREMANN als auch der Vertreter der theoretischen Physik an der Grazer Universität Herr Prof. Dr. Michael RADAKOVIĆ mit Ratschlägen und zahlreichen Literaturhinweisen bezüglich des Wesens der Turbulenzreibung unterstützt, wofür wir ihnen auch an dieser Stelle unseren herzlichsten Dank sagen möchten.