©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Theorie der Wärmeleitung der Flüssigkeiten

Dr. **Gustav Jäger.**

Wie es sich mir bei der kinetischen Theorie der inneren Reibung der Flüssigkeiten[1] darum handelte, die Übertragung von Bewegungsgrösse von den schneller bewegten Schichten auf die benachbarten Schichten von geringerer Geschwindigkeit durch blosse Molecularbewegung zu erklären, so liegt mir im Folgenden daran, auf analoge Weise einen Ausdruck für die Wärmeleitungsfähigkeit der Flüssigkeiten aufzustellen, indem ich die Molecularbewegung als Ursache der Übertragung von lebendiger Kraft von Schichten höherer Temperatur zu jenen tieferer ansehe.

Stellen wir uns vorerst zwei parallele, ebene, horizontale Platten vom Abstande a vor. Zwischen denselben befinde sich eine Kugel vom Radius r, welche eine Bewegungsrichtung senkrecht gegen die beiden Platten besitzt. So oft die Kugel eine der Platten trifft, wird sie reflectirt, so dass sie beständig zwischen den beiden Platten hin und her fliegt. Wir setzen nun voraus, dass, so oft die Kugel die obere Platte verlässt, sie mit einer Geschwindigkeit c_1 nach unten fliegt. Nach der Reflexion an der unteren Platte soll sie jedoch mit der Geschwindigkeit c_2 wieder emporfliegen. Ist die Masse der Kugel m, so folgt daraus, dass durch das Hin- und Herfliegen der Kugel beständig Energie von der oberen Platte an die untere abgegeben werden muss, wenn $c_1 > c_2$ ist. Und zwar ist nach jedem

[1] Diese Ber., CII. S. 253. ff.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Hin- und Hergange der Kugel die übertragene Energiemenge $\frac{mc_1^2}{2} - \frac{mc_2^2}{2}$.

Da der Weg, welchen die Kugel von einer Platte bis zur andern zurücklegt, gleich $a-2r$ ist, so folgt für die Zeit, welche bei einem Hin- und Hergange verfliesst

$$\frac{a-2r}{c_1} + \frac{a-2r}{c_2} = (a-2r)\left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2}\right) = (a-2r)\frac{c_1+c_2}{c_1c_2}.$$

Nehmen wir noch an, dass c_1 von c_2 sehr wenig verschieden sei, so können wir, da wir es hier nicht mit der Differenz beider Grössen zu thun haben, die eine mit der anderen vertauschen, also

$$\frac{c_1+c_2}{c_1c_2} = \frac{2}{c_1} = \frac{2}{c_2} = \frac{2}{c}$$

setzen, wobei c das Mittel von c_1 und c_2 sein soll. Demnach beträgt die Zeit eines Hin- und Herganges $2\frac{a-2r}{c}$, mithin die Zahl der Stösse, welche eine Platte in der Zeiteinheit von der Kugel erfährt

$$Z = \frac{c}{2(a-2r)}.$$

Die Energiemenge, welche demnach durch die Kugel von der oberen Platte auf die untere in der Zeiteinheit übertragen wird, ist $\frac{mc(c_1^2-c_2^2)}{4(a-2r)}$. Sind anstatt einer Kugel deren N vorhanden, so erhalten wir die Energiemenge

$$E = \frac{Nmc(c_1^2-c_2^2)}{4(a-2r)} = \frac{Nmc(c_1^2-c_2^2)}{4\lambda},$$

wenn wir $a-2r = \lambda$ setzen, wobei, wie schon gesagt, λ die Weglänge ist, welche eine Kugel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstössen zurücklegt. Diesen Fall wollen wir nun auf die Flüssigkeiten übertragen und damit eine Erklärung für die Wärmeleitungsfähigkeit der Flüssigkeiten geben.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Übereinstimmung zwischen der Theorie der inneren Reibung und der Wärmeleitungsfähigkeit ist dabei so gross, dass es nichts Anderes hiesse, als sich selbst abschreiben, wollte ich den ganzen Gang der Entwicklung hier ausführlich darlegen. Ich verweise desshalb in dieser Beziehung auf meine bereits angeführte Abhandlung »Über die Theorie der inneren Reibung der Flüssigkeiten«.

Indem wir durch die Flüssigkeit parallele Ebenen vom Abstande des Durchmessers einer Molekel legen, erhalten wir für die Zahl der Stösse, welche die Flächeneinheit einer solchen Ebene in der Zeiteinheit von den Molekeln erhält, $\frac{rNc}{3\lambda}$, wenn N die Zahl der Molekeln in der Volumeinheit ist. Für die entsprechende Energiemenge, welche in der Zeiteinheit übertragen wird, ergibt sich $\frac{rNmc}{6\lambda}(c_1^2 - c_2^2)$, wenn c_1 und c_2 jene mittleren Geschwindigkeiten der Molekeln sind, welche den Temperaturen t_1 und t_2 der beiden benachbarten Ebenen entsprechen. Dabei muss noch vorausgesetzt werden, dass die Molekeln jene Geschwindigkeit im Mittel annehmen, welche den Schichten zukommt, in denen die Zusammenstösse stattfinden.

Es ist bekannt, dass sich die Temperatur als eine Function der kinetischen Energie der fortschreitenden Bewegung einer Molekel auffassen und diese wiederum sich durch

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{mc_0^2}{2}(1 + \gamma t)$$

darstellen lässt, wobei γ eine Constante, t die Temperatur und $\frac{mc_0^2}{2}$ die entsprechende Energie der Molekel bei 0° bedeutet. Nebenbei sei jetzt schon bemerkt, dass für grössere Temperaturintervalle γ nicht mehr als constant, sondern als Function der Temperatur aufgefasst werden muss.

Indem wir als Wärmeleitungsfähigkeit jene Energiemenge verstehen, welche infolge der Molecularbewegung beim Temperaturgefälle Eins in der Zeiteinheit durch die Querschnittseinheit transportirt wird, so erhalten wir für die Wärmeleitungsfähigkeit

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

$$k = \frac{rNmc}{6\lambda}(c_1^2 - c_2^2) = \frac{rNmc}{6\lambda} c_0^2 \gamma (t_1 - t_2).$$

Da aber der Abstand unserer zwei Ebenen gleich $2r$ ist, so ist auch für das Temperaturgefälle Eins

$$t_1 - t_2 = 2r,$$

mithin

$$k = \frac{r^2 Nmc}{3\lambda} c_0^2 \gamma = \frac{r\rho c}{6\left(1 - \sqrt[3]{\frac{b}{v}}\right)} c_0^2 \gamma,$$

da $Nm = \rho$, d. i. die Dichte der Flüssigkeit, und die mittlere Weglänge

$$\lambda = 2r\left(1 - \sqrt[3]{\frac{b}{v}}\right)$$

ist. In der Formel für λ, deren Ableitung ebenfalls in der bereits mehrmals genannten Abhandlung über die innere Reibung zu finden ist, bedeutet v das specifische Volumen der Flüssigkeit, b jenes entsprechende Volumen, welches die Molekeln wirklich mit Materie ausfüllen.

So wie wir die Formel für die Wärmeleitung vor uns haben, lässt sich wenig Allgemeines aus ihr herauslesen. Höchstens, dass die Wärmeleitung von der Temperatur nicht unabhängig sein wird, da ρ, c und v, vielleicht auch r Functionen der Temperatur sind.

Wenn wir überlegen, dass γ den reciproken Werth einer Temperatur $\left(\frac{1}{T}\right)$ bedeutet, indem ja das Product aus γ und einer Temperatur eine blosse Zahl ergeben muss, so lässt sich aus unserer Gleichung für das Product kT die Dimension lmt^{-3} finden. Zum selben Ausdruck — wie es ja sein muss, wenn unsere Formel richtig sein soll — gelangen wir aber auch, wenn wir überlegen, dass die Wärmeleitungsfähigkeit, multiplicirt mit einem Temperaturgefälle $\left(\frac{T}{l}\right)$, eine Wärmemenge gibt, welche in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit geht,

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

d. h. eine Energie, dividirt durch das Quadrat einer Länge und durch die erste Potenz der Zeit.

Mehr Interesse gewinnt unsere Gleichung für die Wärmeleitungsfähigkeit, wenn wir sie in Beziehung mit der inneren Reibung bringen. Für den Reibungscoëfficienten fanden wir

$$\mu = \frac{rpc}{3\left(1 - \sqrt[3]{\frac{b}{v}}\right)},$$

woraus folgt

$$\frac{k}{\mu} = \frac{c_0^2 \gamma}{2} \tag{1}$$

Bedenken wir noch, dass sich sowohl k als μ mit der Temperatur und zwar in verschiedener Weise ändern, so folgt, dass auch, wie wir schon oben bemerkten, γ von der Temperatur abhängig ist.

Zwar liegen für den Temperaturcoëfficienten der Wärmeleitungsfähigkeit noch keine exacten Messungen vor, immerhin ist aber zur Genüge erwiesen, dass derselbe als positiv anzunehmen ist, dass also die Wärmeleitungsfähigkeit mit der Temperatur zunimmt,[1] während bei der inneren Reibung das Gegentheil vorkommt. Daraus ersieht man, dass γ mit der Temperatur sehr rasch wachsen muss, was in vollständiger Übereinstimmung mit bereits früher von mir dargelegten Anschauungen über die Geschwindigkeit der Molekeln im flüssigen Zustande steht. Ich habe damals[2] gezeigt, dass die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsmolekeln bedeutend geringer ist, als die im gasförmigen Zustande. Da sich aber mit wachsender Temperatur die Flüssigkeit immer mehr dem Gaszustande nähert, so muss die Grösse γ im Mittel erheblich grösser ausfallen, als der constante Ausdehnungscoëfficient der Gase. Doch ist bei all dem nie zu vergessen, dass wir es nur mit angenäherten Formeln zu thun haben, die nur dann anwendbar sind, wenn die Temperatur der Flüssigkeit noch weit vom kritischen Punkt entfernt ist.

---

[1] S. Graetz, Wied. Ann., XXV, S. 356.

[2] Diese Sitzungsber., XCIX, S. 860; C, S. 286; CI, S. 920.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Was den Werth von c_0^2 anbelangt, so kann derselbe bei den verschiedenen Flüssigkeiten sehr verschieden ausfallen, indem ja seine Grenzen zwischen Null und jener Zahl liegen, die den gasförmigen Molekeln zukommt, welch' letztere etwa zwischen 10^8 und 10^{10} sich bewegt. Daraus ersieht man ohneweiters, dass der Quotient $\frac{k}{\mu}$ je nach der Natur der Flüssigkeit die verschiedensten Werthe annehmen kann, was die Beobachtung ja auch thatsächlich ergeben hat.

Gerade aber dieser Umstand hat Andere bewogen, eine Beziehung zwischen der Wärmeleitungsfähigkeit und der inneren Reibung der Flüssigkeiten zu leugnen. So macht auch Graetz den Versuch,[1] zu einer kinetischen Theorie Andeutungen zu geben, indem er die Ansicht äussert, dass bei der Wärmeleitung lediglich die Molecularbewegung, bei der inneren Reibung hingegen hauptsächlich die gegenseitige Anziehung der Molekeln eine Rolle spiele, woraus sich sofort ergebe, »dass Reibung und Wärmeleitung der Flüssigkeiten in keiner wesentlichen Beziehung stehen«.

Ich halte es für überflüssig, auf eine Widerlegung der Graetz'schen Ansicht einzugehen, da wir es hier nicht mit einer ausgearbeiteten Theorie, sondern nur mit der Andeutung einer solchen zu thun haben. Es würde sich nämlich zeigen, dass der flüssige Zustand in beiden Fällen verschieden definirt wird, was nothwendigerweise zu Inconsequenzen führen muss, gerade so, wie van der Waals durch Vermengung der dynamischen und statischen Theorie der Gase zur Ansicht kam, dass zwischen den Gasmolekeln Anziehungskräfte vorhanden seien, während man, wie ich in der Abhandlung »Über die Art der Kräfte, welche Gasmolekeln auf einander ausüben«[2] gezeigt habe, bei consequenter Anwendung der kinetischen Theorie zum geraden Gegentheil geführt wird.

Es ist nun nicht zu vergessen, dass sich unsere Theorie eigentlich nur auf einatomige Molekeln bezieht, so dass bei der Anwendung derselben auf mehratomige Molekeln man von vorn-

---

[1] L. c., S. 339.

[2] Diese Sitzungsber., CI, S. 1520 ff.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

herein nur angenäherte Resultate erwarten kann. Mehr haben wir aber überhaupt nicht verlangt, indem wir uns immer gegenwärtig halten müssen, dass wir einen wirklichen Einblick in das Wesen des flüssigen Zustandes nur dann erlangen, wenn wir bei der Entwicklung der Theorie alles Nebensächliche unberücksichtigt lassen.

Werfen wir nun einen Blick auf die wirklichen Zahlenverhältnisse. H. F. Weber stellt die Wärmeleitungsfähigkeit des Wassers durch die Formel

$$k = k_0(1 + \alpha t)$$

dar, wobei er für k_0 0·001203, für α 0·00786 findet.[1] Hier ist k_0 in Wärmemass angegeben. Wollen wir absolutes Mass (C. G. S.), so haben wir k_0 mit dem mechanischen Werthe einer Calorie, d. h. $42500 . 981 = 415 . 10^5$ zu multipliciren und erhalten

$$k_0 = 499 . 10^2.$$

Die Grösse der inneren Reibung des Wassers ist nach Poiseuille[2]

$$\mu = \frac{0 \cdot 0178}{1 + 0 \cdot 03368 t + 0 \cdot 000221 t^2}.$$

Daraus folgt

$$\frac{k}{\mu} = \frac{499 . 10^2 (1 + 0 \cdot 00786 t)(1 + 0 \cdot 03368 t + 0 \cdot 000221 t^2)}{0 \cdot 0178} =$$

$$= 280 . 10^4 (1 + 0 \cdot 0425 t + 0 \cdot 000486 t^2),$$

indem wir höhere Potenzen von t vernachlässigen. In meiner Abhandlung über die innere Reibung gab ich für c_0 den Werth 20800 *cm* an. Aus diesen Grössen können wir nun nach Gleichung (1) γ berechnen und erhalten

$$\gamma = 0 \cdot 0129 (1 + 0 \cdot 0425 t + 0 \cdot 000486 t^2).$$

Wie zu erwarten stand, ergibt sich für γ thatsächlich ein bei weitem grösserer Werth als für den Ausdehnungscoëfficienten

---

S. Wüllner, Physik, III, S. 325.

[2] Ebenda, I, S. 386.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

der Gase. Alles dies ist natürlich mit der nöthigen Vorsicht aufzunehmen, wie schon aus Folgendem hervorgeht.

Wie wir wissen, ist $c^2 = c_0^2(1+\gamma t)$, in unserem speciellen Fall also

$$c^2 = c_0^2[1+0\cdot0129t(1+0\cdot0425t+0\cdot000486t^2)] =$$
$$= c_0^2(1+0\cdot0129t+0\cdot00055t^2+0\cdot0000063t^3).$$

Wäre diese Formel für alle Temperaturen giltig, so müsste sie auch noch für den kritischen Punkt gelten. Bei der kritischen Temperatur muss aber wie alle Eigenschaften, so auch die Geschwindigkeit der Molekeln des flüssigen und gasförmigen Zustandes identisch werden, d. h. es muss $c = c'$ werden, wobei $c'^2 = c_0'^2(1+\alpha t)$ ist, wenn c_0' die Geschwindigkeit der Dampfmolekeln bei 0°, α den Ausdehnungscoëfficienten der Gase bedeutet. Man hat dann eine Gleichung, welche bloss t als Unbekannte enthält, da ja die Geschwindigkeit der Gasmolekeln aus dem Mariotte—Gay-Lussac'schen Gesetz leicht ermittelt werden kann.

Dass diese Methode zu einer praktischen Bestimmung der kritischen Temperatur ungeeignet ist, brauchen wir jedoch nicht erst näher zu erörtern. Dazu würde vor Allem eine genaue Kenntniss der Geschwindigkeit der Flüssigkeitsmolekeln erforderlich sein. Auch müsste die innere Reibung und Wärmeleitung wenigstens bis in die Nähe des kritischen Punktes untersucht werden, was bisher noch mit grossen experimentellen Schwierigkeiten verbunden ist. Wenn wir jedoch die Sache umkehren, so bietet sich hier eine Aussicht, mit grosser Annäherung die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsmolekeln bestimmen zu können, indem sich ja die kritische Temperatur ohne besondere Schwierigkeit ermitteln lässt. Dies wäre umso wichtiger, weil sich vielleicht gerade hier der Hebel ansetzen liesse, um zu exacteren Anschauungen über den flüssigen Zustand zu gelangen. Leider ist das vorhandene Beobachtungsmaterial, besonders bezüglich der Wärmeleitung, für andere Flüssigkeiten noch bei Weitem geringer als für Wasser, so dass noch gar keine Möglichkeit vorhanden ist, aus den obigen Formeln Zahlenresultate herzuleiten.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Die Grösse $\frac{mc^2}{2}$ ist die Energie der fortschreitenden Bewegung der Molekel, also ein Theil der Gesammtenergie derselben. $\frac{mc_0^2}{2}\gamma$ ist sodann die Zunahme dieser Theilenergie, wenn die Temperatur der Flüssigkeit um 1° erhöht wird. Beziehen wir dies auf die Masseneinheit der Flüssigkeit, so ist $\frac{c_0^2\gamma}{2}$ ein Theil der specifischen Wärme der Flüssigkeit, da ja die specifische Wärme nichts anderes als die Vermehrung der Gesammtenergie in der Masseneinheit Flüssigkeit bedeutet, wenn die Temperatur derselben um 1° erhöht wird. Nun ist aber

$$\frac{c_0^2\gamma}{2} = \frac{k}{\mu},$$

woraus also folgt, dass

$$\frac{k}{\mu} < C$$

sein muss, wenn wir unter C die specifische Wärme der Flüssigkeit verstehen. Diese Folgerung, für deren Verification hinlänglich Beobachtungsmaterial vorhanden ist, trifft, wie aus der folgenden Tabelle zu ersehen ist, auch in allen Fällen zu.

	k		C	$\frac{k}{\mu}$
Wasser	0·00124	0·013	1·000	0·095
Alkohol	0·000487	0·0153	0·566	0·032
Äther	0·000405	0·0026	0·520	0·156
Chloroform.	0·000367	0·0065	0·233	0·056

Die innere Reibung, welche nach den Angaben von Handl und Přibram umgerechnet wurde, bezieht sich auf die Temperatur 10° Die übrigen Zahlen sind Wüllner's Physik entnommen und entsprechen einer etwas niedrigeren Temperatur, was jedoch auf das Gesammtresultat, dass nämlich thatsächlich der Quotient aus der Wärmeleitungsfähigkeit und dem Reibungscoëfficienten nur einen Theil der specifischen Wärme ausmacht, nicht von Einfluss ist.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Eine weitere Stütze für unsere Theorie finden wir in einer Beziehung, welche zwischen der Wärmeleitungsfähigkeit, dem Reibungscoëfficienten und der Verdampfungswärme besteht. In der Abhandlung »Über die Verdampfungswärme«[1] habe ich gezeigt, dass sich die Verdampfungswärme aus drei Theilen zusammensetzt, so dass wir für dieselbe die Formel erhalten

$$r = a + b + c,$$

wobei a die äussere Arbeit, b die Arbeit, welche zur Überwindung der Capillarkräfte nothwendig ist, wenn die Masseneinheit Flüssigkeit in Dampf übergeht, und c die Arbeit zur Änderung der Constitution der Molekeln bei diesem Übergange darstellt. Alle drei Grössen sind Functionen der Temperatur. Speciell für den zweiten Theil haben wir

$$b = b_0(1 - \varepsilon t),$$

wenn ε der Temperaturcoëfficient der Capillaritätsconstanten ist. Daraus folgt, dass dieser Theil der Verdampfungswärme mit wachsender Temperatur abnimmt und zwar für je 1° Temperaturerhöhung um den Betrag $b_0\varepsilon$.

In einer anderen Abhandlung »Über die Art der Kräfte, welche Gasmolekeln auf einander ausüben«[2] gelangte ich zu dem Ergebniss: »Wir können die Capillarität nicht mehr aus der gegenseitigen Anziehung der Molekeln folgern, sondern wir müssen sagen: Weil die kinetische Energie der Molekeln an der Oberfläche einer Flüssigkeit grösser sein muss, als im Inneren derselben, so kann eine Molekel nur mit Aufwand von Arbeit aus dem Inneren einer Flüssigkeit an die Oberfläche gebracht werden. Jener Theil der Verdampfungswärme, welcher zur Überwindung der Capillarkräfte nothwendig ist, muss jetzt als ein Arbeitsaufwand zur Vermehrung der kinetischen Energie der Molekeln angesehen werden, da ja nach unserer Theorie die Geschwindigkeit der Molekeln im Gase viel grösser sein muss, als in der Flüssigkeit.« Daraus folgt ohneweiters, dass $b_0\varepsilon$ nichts anderes als der Zuwachs der Energie in der fort-

---

[1] Diese Sitzungsber., C, S. 1122 ff.

[2] Ebenda, CI, S. 1520 ff.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

schreitenden Bewegung der Molekeln ist, welchen die Masseneinheit Flüssigkeit bei der Temperaturerhöhung von 1° erfährt, indem ja nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie die Gesammtwärme, welche zur Erwärmung der Flüssigkeit und zur Verdampfung verbraucht wird, constant sein muss, bei welcher Temperatur die Verdampfung auch vorgenommen wird, wenn nur die Anfangs- und Endtemperatur des Processes dieselbe bleibt.

Für den bewussten Zuwachs an Energie der fortschreitenden Bewegung haben wir aber auch den Ausdruck $\frac{c_0^2\gamma}{2}$ gefunden. Mithin muss

$$\frac{c_0^2\gamma}{2} = b_0\varepsilon$$

und, da $b_0 < r_0$, so auch

$$\frac{c_0^2\gamma}{2\varepsilon} < r_0$$

oder, was dasselbe ist

$$\frac{k}{\mu\varepsilon} < r$$

sein. Dass diese Forderung vollständig erfüllt ist, zeigt die folgende Tabelle.

			$\frac{k}{\mu\varepsilon}$
Wasser	0·00232	606·5	41
Alkohol	0·00351	236·5	9·1
Äther	0·00607	94·0	26
Chloroform	0·00436	67·0	13

Die Werthe für ε sind jene, welche ich in der Abhandlung »Über die Abhängigkeit der Capillaritätsconstanten von der Temperatur und deren Bedeutung für die Theorie der Flüssigkeiten«[1] veröffentlicht habe. Die Verdampfungswärmen beziehen sich auf die Temperatur 0° Die Angaben stammen von Regnault, wie sie sich in den Tabellen von Landolt und

[1] Ebenda, C, S. 245 ff.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Börnstein vorfinden. Die Werthe von $\frac{k}{\mu\varepsilon}$ wachsen mit der Temperatur zwar beträchtlich, aber sie bleiben immer kleiner als die entsprechenden Werthe von r.

Da

$$\frac{k}{\mu\varepsilon} = b$$

nach unserer Theorie nichts anderes ist, als jener Theil der Verdampfungswärme, welcher als Arbeit zur Überwindung der Capillarkräfte auftritt, so können wir nach dem Vorgange von Sir W. Thomson daraus einen Schluss auf die Grösse der Molekeln ziehen, wenn wir b in entsprechender Weise mit der Capillaritätsconstanten α combiniren.

In der bereits erwähnten Abhandlung »Über die Verdampfungswärme« habe ich gezeigt, dass der Durchmesser einer Molekel

$$\delta = \frac{3\alpha}{b\rho}$$

ist, wenn ρ die Dichte der Flüssigkeit bedeutet. Daraus folgt, dass auch

$$\delta = \frac{3\alpha\mu\varepsilon}{k\rho}$$

ist.

Bei der Temperatur 40° ist für Wasser

$$\alpha = 70, \quad \frac{k}{\mu} = 974 . 10^4 \text{ (C. G. S.)},$$

woraus sich

$$\delta = 50 . 10^{-9} cm$$

berechnet.

Für Äther ist bei der Temperatur 10° die Capillaritätsconstante

$$\alpha = 17, \quad \frac{k}{\mu} = 647 . 10^4 \text{ (C. G. S.)}, \quad \rho = 0 \cdot 709.$$

Aus diesen Zahlen finden wir

$$\delta = 68 . 10^{-9} cm.$$

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Es stimmen diese Zahlen vollständig mit den Ergebnissen anderer Methoden überein. Für niedrigere Werthe der Temperatur wird δ grösser, für höhere kleiner, doch bewegen sich die Zahlen immer in ein und derselben Grössenordnung.

Dieser Weg, die Grösse der Molekeln zu berechnen, dessen Resultate in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den bisherigen Ergehnissen stehen, ist wohl die beste Gewähr für die Berechtigung unseres Vorgehens zur Entwickelung einer kinetischen Theorie der Flüssigkeiten.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1893

Band/Volume: 102_2a

Autor(en)/Author(s): Jäger Gustav

Artikel/Article: Die Theorie der Wärmeleitung der Flüssigkeiten. 483-495