

Untersuchungen an Schwebstoffteilchen im Temperaturfeld

Von K. H. SCHMITT *

Aus dem Institut für angewandte Physik der Universität Mainz
(Z. Naturforschg. 14 a, 870—881 [1959]; eingegangen am 9. Juli 1959)

In einem Schwebekondensator wurde die Geschwindigkeit von Ölträpfchen mit und ohne Temperaturgradient gemessen. Die Abhängigkeit vom Druck des Trägergases, vom Teilchenradius, von der Teilchensubstanz und von der Gasart wurde untersucht. Ohne Temperaturgradient wurden die Konstanten des Widerstandsgesetzes für vier verschiedene Gase und für vier verschiedene Träpfchen-substanzen bestimmt. Mit Temperaturgradient wurde an Träpfchen, die klein gegen die freie Weglänge waren, eine von L. WALDMANN (1959) aufgestellte Formel bestätigt. Die Ergebnisse, die an gegen die Weglänge großen Träpfchen gewonnen wurden, werden mit einer Formel von P. S. EPSTEIN (1929) verglichen.

Die Bewegung von Schwebstoffteilchen im Temperaturgradienten in Richtung abnehmender Temperatur ist von ROSENBLATT und LAMER¹ sowie von SAXTON und RANZ² quantitativ für gegen die freie Weglänge große Teilchen untersucht worden. In beiden Arbeiten werden Einzelträpfchen nach dem MILLIKAN-Prinzip in einem Schwebekondensator beobachtet, in dem ein vertikales elektrisches und ein vertikales Temperaturfeld erzeugt werden können. Die Konvektion wird dadurch ausgeschaltet, daß die obere Kondensatorplatte die höhere Temperatur erhält.

In vorliegender Arbeit wird nach dem im Prinzip gleichen Meßverfahren und mit analoger experimenteller Anordnung vorgegangen. Es werden die Kraft auf ein Teilchen und die Geschwindigkeit eines Teilchens im Temperaturfeld in Abhängigkeit vom Druck des Trägergases, vom Teilchenradius, von der Wärmeleitfähigkeit der Teilchensubstanz und von der Gasart untersucht. Auf nochmalige Prüfung der linearen Abhängigkeit der Kraft und der Geschwindigkeit vom Temperaturgradienten wird verzichtet, da das in den beiden Arbeiten^{1, 2} zur Genüge geschehen ist. Es werden insbesondere die Verhältnisse bei „kleinen Teilchen“ untersucht und nach Formeln von WALDMANN³ diskutiert; die Messungen an „großen Teilchen“ werden mit Formeln von EPSTEIN⁴ verglichen. Aus den Messungen ohne Temperaturfeld, die sich für die Untersuchungen mit Temperaturfeld als notwendig erweisen, läßt sich darüber hinaus die Reibungskraft bei der Bewegung von Schwebstoffteilchen in Gasen in Abhängigkeit vom Aerosolmaterial und von der Gasart ermitteln.

* Auszug aus der Dissertation, Mainz 1959 (D 77).

¹ P. ROSENBLATT u. V. K. LAMER, Phys. Rev. **70**, 387 [1946].

² R. L. SAXTON u. W. E. RANZ, J. Appl. Phys. **23**, 917 [1952].

§ 1. Die Formeln zur Beschreibung der Bewegung von Schwebstoffteilchen im Temperaturfeld

Bei den folgenden Ausführungen sollen die Formeln von WALDMANN³ und EPSTEIN⁴ für kleine bzw. große Teilchen (Teilchenradius klein bzw. groß gegen die Weglänge) zusammengestellt und den Versuchsbedingungen entsprechend spezialisiert werden.

1. Kleine Teilchen

Für kleine Teilchen hat EINSTEIN⁵ erstmals eine die Verhältnisse qualitativ richtig beschreibende Formel angegeben. Sie wird von WALDMANN³ präzisiert, indem er zur Berechnung die Verteilungsfunktion des wärmeleitenden Gases nach der ENSKOG–CHAPMAN-schen Theorie zugrunde legt. Er erhält die Kraft durch Addieren der Impulse, welche die auf das Träpfchen einfallenden Gasmolekülen auf dessen Oberfläche pro Zeiteinheit übertragen. Der Einfluß der reflektierten Moleküle wird ebenfalls mit berücksichtigt; es wird angenommen, daß ein Bruchteil der Moleküle ($1 - \alpha$) elastisch, der Rest (α) völlig diffus reflektiert wird ($\alpha = \text{Akkommodationskoeffizient}$). Die Rechnung ergibt für die Kraft K_t im Temperaturfeld für einen Temperaturgradienten in x -Richtung in sehr guter Näherung [s. Anm.³, Gl. (4.12)]

$$K_t = - r^2 \pi \frac{16}{15} \sqrt{\frac{M}{2 \pi R T}} \cdot \lambda_{tr} \cdot \frac{dT}{dx} \quad (1.1)$$

mit M = Molekulargewicht des Trägergases,

R = allgemeine Gaskonstante,

T = absolute Temperatur,

λ_{tr} = Translationsanteil der Wärmeleitfähigkeit des Gases.

³ L. WALDMANN, Z. Naturforschg. **14 a**, 589 [1959].

⁴ P. S. EPSTEIN, Z. Phys. **54**, 537 [1929].

⁵ A. EINSTEIN, Z. Phys. **27**, 1 [1924].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Das Minuszeichen weist darauf hin, daß die Kraft in Richtung abnehmender Temperatur wirkt. Es fällt auf, daß in (1.1) nicht der Akkommodationskoeffizient eingeht. Der Translationsanteil der Wärmeleitfähigkeit ist näherungsweise nach der EUCKENSchen Theorie [s. Anm.³, Gl. (5.4)] aus der Zähigkeit η des Gases und dem Translationsanteil der spezifischen Wärme $c_{v,\text{tr}}$ zu berechnen:

$$\lambda_{\text{tr}} = 2,5 \cdot c_{v,\text{tr}} \cdot \eta = \frac{15}{4} \frac{R}{M} \cdot \eta. \quad (1.2)$$

Zur Berechnung der Geschwindigkeit v des Tröpfchens muß (1.1) mit der Reibungskraft gleichgesetzt werden, welche das bewegte Teilchen im ruhenden Gas erfährt. Sie wurde von EPSTEIN⁶ exakt abgeleitet und wird von WALDMANN [s. Anm.³, Gl. (3.8)] unter Berücksichtigung der Akkommodation nochmals ausführlich begründet. Er erhält

$$K_r = \frac{16}{3} r^2 \pi p \sqrt{\frac{M}{2 \pi R T}} \left(1 + \frac{\pi}{8} a\right) v. \quad (1.3)$$

Die Reibungskraft ist also im Gegensatz zu (1.1) von der Wechselwirkung der Gasmoleküle mit der Tröpfchenoberfläche abhängig; auch geht jetzt der Druck p ein. Demzufolge wird auch die Geschwindigkeit abhängig von p und a .

Aus (1.1) und (1.3) resultiert für die Geschwindigkeit v_t im Temperaturfeld

$$v_t = - \frac{1}{5 \left(1 + \frac{\pi}{8} a\right)} \frac{\lambda_{\text{tr}}}{p} \frac{dT}{dx}. \quad (1.4)$$

In der von EINSTEIN⁵ angegebenen Formel für die Geschwindigkeit ist $a=0$, und an Stelle des Faktors $1/5$ steht $1/4$.

2. Große Teilchen

Für große Teilchen im Temperaturfeld wird angenommen, daß die Kraft durch thermische Gleitströmungen verursacht wird. Diese entstehen längs Oberflächen mit Temperaturgefälle in Richtung abnehmender Temperatur. Da auf einem großen Schwebstoffteilchen Temperaturdifferenzen zwischen zwei gegenüberliegenden Stellen seiner Oberfläche auftreten, so entstehen Gleitströmungen um das Teilchen von warm nach kalt, die es in die Gegend niedriger Temperatur treiben.

Hiermit wird die Berechnung der Kraft auf die Lösung eines hydrodynamischen Problems zurückgeführt. Von den zahlreichen Bearbeitern dieses Problems seien nur die Resultate von EPSTEIN⁴ angegeben, der die sorgfältigsten Rechnungen angestellt hat; er berücksichtigt nicht nur die hydrodynamischen Gesichtspunkte des Problems, sondern auch den Wärmetransport durch das Gas (äußerer) und durch das Teilchen (innerer Wärmetransport). Er erhält für die Kraft K_t auf eine Kugel vom Radius r

$$K_t = - 5,7 r \pi \frac{1}{2 + \lambda_i/\lambda_a} p \frac{l^2}{T} \frac{dT}{dx}. \quad (1.5)$$

λ_a , λ_i bedeuten äußere und innere Wärmeleitfähigkeit; die freie Weglänge l wird aus der Zähigkeit η berechnet, für die gilt

$$\eta = 0,499 n m \bar{c} l. \quad (1.5a)$$

Zur Berechnung der Geschwindigkeit muß wieder die Reibungskraft bekannt sein, die im Falle großer Teilchen durch das STOKESSche Reibungsgesetz gegeben ist. Da für Teilchen unter 1μ Radius das Trägergas nicht mehr als Kontinuum angesehen werden kann (sie fallen schneller, als nach dem STOKESschen Gesetz zu erwarten wäre), so muß die Reibungskraft nach einer empirischen Beziehung von KNUDSEN und WEBER⁷ korrigiert werden. Es gilt

$$K_r = 6 \pi \eta r v \frac{1}{f(l/r)} \quad (1.6)$$

$$\text{mit } f(l/r) = 1 + \frac{l}{r} (A + B e^{-C r/l}). \quad (1.7)$$

A , B und C sind Konstanten, die von KNUDSEN und WEBER⁷ an schwingenden Glaskugeln bestimmt wurden. MILLIKAN⁸ und MATTUAUCH⁹ haben sie an Schwebstoffteilchen neu ermittelt. Ihr Wert ist von der Größenordnung 1 und hängt vom Akkommodationskoeffizienten ab.

Für die Geschwindigkeit des Teilchens erhält man aus (1.5) und (1.6)

$$v_t = - 0,95 \frac{1}{2 + \lambda_i/\lambda_a} p \frac{l^2}{T} \frac{dT}{dx} \frac{1 + \frac{l}{r} (A + B e^{-C r/l})}{\eta}. \quad (1.8)$$

Es ist also auch für große Teilchen v_t dem Druck umgekehrt proportional und unabhängig vom Radius [bis auf die schwache Abhängigkeit in $f(l/r)$].

⁶ P. S. EPSTEIN, Phys. Rev. **23**, 710 [1924].

⁷ M. KNUDSEN u. S. WEBER, Ann. Phys., Lpz. **36**, 981 [1911].

⁸ R. A. MILLIKAN, Phys. Rev. (2) **21**, 217 [1923].

⁹ J. MATTUAUCH, Z. Phys. **32**, 439 [1925].

3. Staubabscheidung durch Thermodiffusion

Das Staubteilchen läßt sich auch als Riesenmolekül auffassen, das in einem Temperaturgradienten durch Thermodiffusion in Richtung abnehmender Temperatur bewegt wird. Dieser Gedanke wurde erstmals von IBBS¹⁰ ausgesprochen und von CLUSIUS¹¹ weiter ausgeführt, der in Zusammenarbeit mit WALDMANN die Größe der auf ein Schwebstoffteilchen ($r \ll l$) wirkenden Kraft abschätzt.

STETTER¹² nimmt an, daß bei der Staubabscheidung durch Thermodiffusion das Teilchen von einem durch den Diffusionsvorgang bedingten Rückstrom mitgenommen wird. Er findet auf Grund elementarer Überlegungen im Fall $r \ll l$ für die Teilchengeschwindigkeit

$$v_t = -\frac{1}{2} D \frac{1}{T} \frac{dT}{dx}, \quad (1.9)$$

wobei D der Selbstdiffusionskoeffizient des Gases ist.

Ersetzt man in (1.9) den Selbstdiffusionskoeffizienten nach der elementaren Theorie durch $D = \bar{c} l/3$, so resultiert ein Ausdruck, der qualitativ mit (1.4) übereinstimmt.

Für größere Teilchen berechnet STETTER einen gegenüber (1.9) etwa um die Hälfte kleineren Wert für die Geschwindigkeit. Hierbei bleibt aber der Wärmetransport durch das Teilchen unberücksichtigt.

§ 2. Meßkammer und Meßmethode

Der Aufbau des Schwebekondensators, eine Modifikation der Systeme von ROSENBLATT¹ und SAXTON², ist in Abb. 1 im Quer- und Längsschnitt wiedergegeben. In einen Messingzylinder Z sind von den Stirnseiten her Kupfereinsätze K mittels Gewinderingen R vakuumdicht eingepreßt. Die Einsätze, die als Kondensatorplatten dienen, sind durch Trolitulhülsen T gegen den Außenzyylinder isoliert und haben am schmalen Ende einen Durchmesser von 12 mm. Der Abstand der Kondensatorplatten beträgt $0,175 \pm 0,001$ cm. In der Bodenplatte des unteren Einsatzes ist ein Ringschnitt nach FLETCHER¹³ eingebaut, durch den eine Inhomogenität des elektrischen Feldes erzeugt werden kann. Dadurch können seitwärts wandernde Teilchen wieder zur Mitte zwischen den Kondensatorplatten zurückgeholt werden.

Die Kupfereinsätze werden zur Erzeugung eines Temperaturgradienten von verschiedenen temperiertem Wasser

durchflossen; zur Vermeidung von Konvektion durchfließt das warme Wasser den oberen Einsatz. Die Temperaturdifferenz wird durch Kupfer-Konstantan-Thermoelemente Th gemessen; sie dienen gleichzeitig zur Span-

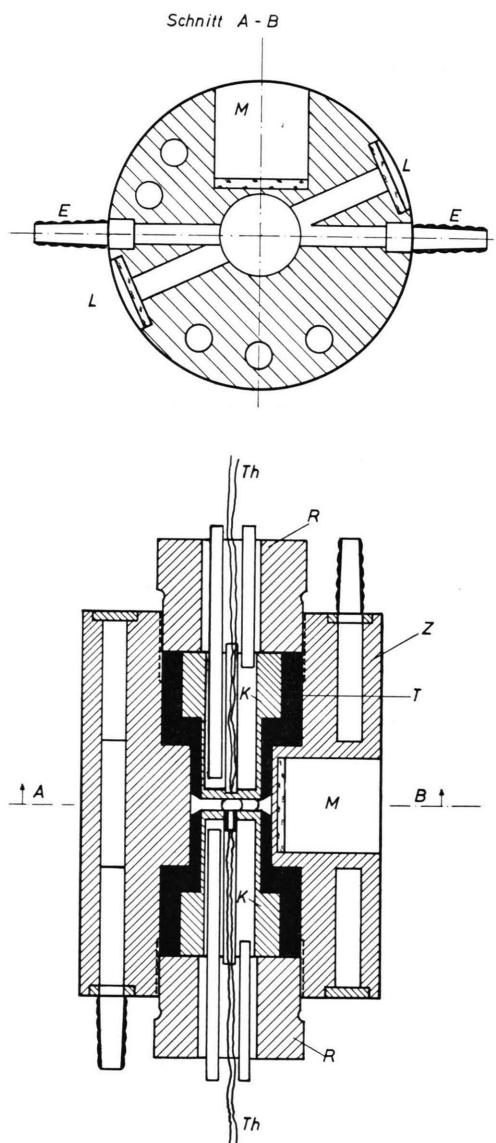


Abb. 1. Aufbau des Kondensators.

nungszuführung für die obere Kondensatorplatte und den Ringschnitt.

Das Kammergehäuse ist mit Bohrungen versehen, durch die Wasser von der Temperatur des unteren kal-

¹⁰ T. L. IBBS, Trans. Faraday Soc. **32**, 1082 [1936].

¹¹ K. CLUSIUS, Z. VDI-Beihet Verfahrenstechnik 1941, Nr. 2, S. 23.

¹² G. STETTER, Ber. d. Österr. Akad. d. Wissensch. **7**, 180 [1951].

¹³ H. FLETCHER, Phys. Rev. **4**, 442 [1914].

ten Einsatzes strömt. Es soll damit ein äußerer Temperatureinfluß ausgeschaltet werden, um für die stark temperaturabhängige Zähigkeit des Mediums einen wohldefinierten Wert zu erhalten.

Im Querschnitt sind Bohrungen für den Lichtstrahl durchgang L, den Aerosoleinlaß E und das Mikroskop-Objektiv M zu sehen. Die Öffnungen für den Lichtstrahl und das Mikroskop sind durch Glasfenster mit Araldit zugekittet; die Oliven sind Anschlüsse für die Vakuum-pumpe.

Die *Meßmethode* möge der besseren Anschaulichkeit wegen an Hand der schematischen Darstellung der Meßanlage (Abb. 2) erläutert werden: Das Aerosol wird

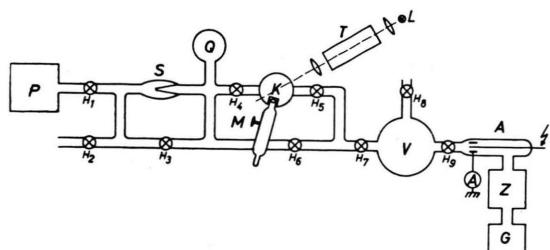


Abb. 2. Schematische Darstellung der Gesamtanlage.

mit dem zu untersuchenden Gas G (als Preßgas) in einem Zerstäubergerät Z nach KLUMB und PFAFF-GROSSMANN¹⁴ erzeugt. Als Zerstäubersubstanzen wurden die massebeständigen Siliconöle der Firma Bayer, Leverkusen, verwendet. Von den gut zerstäubbaren Ölen mittlerer Zähigkeit wurden diejenigen mit möglichst verschiedener Wärmeleitfähigkeit ausgewählt. Es waren dies die Typen M 300, PN 200 und PH 300 mit den Wärmeleitfähigkeiten 0,126, 0,113 und 0,107 kcal/mh °C. Außer mit den Siliconölen wurde noch in einer Meßserie mit Paraffin gearbeitet; seine Wärmeleitfähigkeit betrug etwa $0,6 \cdot 10^{-4}$ cal/cmsec °C.

Vom Zerstäuber wird das Aerosol dann zur künstlichen unipolaren Aufladung durch eine Koronaentladung A geleitet. Es wurde die von KLUMB und SCHÜTZ¹⁵ angegebene Ausführung in Form einer auf Hochspannung liegenden Sprühspitze, die axial in einen geerdeten Metallzylinder ragt, verwendet.

Das Aerosol wird anschließend im Vorratsgefäß V gesammelt. Nun wird das Evakuierungssystem, das vorher mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt wurde, mit V verbunden, und die Pumpe P saugt durch geeignete Betätigung der Hähne einen Aerosolschwarm in den Kondensator K. Die Teilchen werden durch das Mikroskop M beobachtet. Zu ihrer Beleuchtung hat sich eine 30-Watt-Profiluxlampe L als ausreichend erwiesen. In den Lichtstrahl ist als Ultrarotfilter ein Trog T mit Kupfersulfatlösung geschaltet.

Aus dem Aerosolschwarm wird ein bestimmtes Teil-

chen von etwa gewünschter Größe und spezifischer Ladung ins Auge gefaßt. Die Größe läßt sich aus der Fallgeschwindigkeit abschätzen, während man die spezifische Ladung aus der Spannung erkennt, bei der das Teilchen in Schweben bleibt (Schwebespannung). Die übrigen Teilchen werden durch Auf- und Abwärtsbewegung im elektrischen Feld nach und nach aus dem Kondensator entfernt.

Von dem ausgewählten Teilchen werden zur Geschwindigkeitsbestimmung etwa je 15 bis 20 Zeitmessungen bei freiem Fall und bei Aufwärtsbewegung unter bestimelter Spannung durchgeführt, indem man es zwischen zwei Marken (Abstand 0,0835 cm) des seitlich beleuchteten Okularmikrometers durchfallen läßt. Als dann schließen sich die gleichen Messungen bei eingeschaltetem Temperaturfeld an und im Anschluß daran werden die Anfangsmessungen (ohne Gradient) nochmals wiederholt, um eventuelle Massen- und Ladungsänderungen festzustellen.

Als nächster Schritt wird der Kondensator jeweils auf einen etwa um den Faktor 2 niedrigeren Druck gebracht. Dies ist über die fein ausgezogene Glasspitze S — wiederum bei geeigneter Hahneinstellung — nach etwa zwei Minuten erreicht. Der Enddruck wird an einem Quecksilbermanometer Q abgelesen. Die Messungen werden in gleicher Weise wie bei Atmosphärendruck mit und ohne Temperaturgradient durchgeführt.

Nach zwei bis drei Druckstufen ist im allgemeinen die Geschwindigkeit der Teilchen bei eingeschaltetem Temperaturfeld nicht mehr direkt meßbar, da Fallzeiten unterhalb von einer Sekunde auftreten. Es wird dann bei anliegendem Temperaturfeld nur das Haltepotential gemessen. Die Messungen werden in 7 bis 10 Schritten bis zu Drucken von 10 bis 20 Torr durchgeführt; sie dauern pro Teilchen etwa 3 bis 4 Stunden.

§ 3. Die Auswertung der Messungen

In diesem Paragraphen wird gezeigt, wie aus den gemessenen Größen die im Temperaturfeld interessierenden berechnet werden. Gemessen wurden die verschiedenen Geschwindigkeiten eines Teilchens, die wie folgt definiert seien.

Im Erdfeld (Index g):

$$\begin{aligned} v_g &= \text{Geschwindigkeit für den freien Fall}, \\ v_{g,e} &= \text{Steiggeschwindigkeit unter Einfluß eines elektrischen Feldes (Spannung } U_g \text{)}. \end{aligned}$$

Im Erd- plus Temperaturfeld (Index g, t):

$$\begin{aligned} v_{g,t} &= \text{Geschwindigkeit für den freien Fall}, \\ v_{g,t,e} &= \text{Steiggeschwindigkeit unter Einfluß eines elektrischen Feldes (Spannung } U_{g,t} \text{)}. \end{aligned}$$

¹⁴ S. PFAFF-GROSSMANN, Dipl.-Arbeit, I. Phys. Inst., Mainz 1955; Bericht über die Schwebstofftechn. Arbeitstagung, Mainz, 1954 u. 1955.

¹⁵ H. KLUMB u. A. SCHÜTZ, Z. f. Aerosolf. u. -therapie 6, 40 [1957].

Außerdem wurde, wenn $v_{g,t}$ nicht mehr meßbar war, das Haltepotential $H_{g,t}$ gemessen.

Solange $v_{g,t}$ noch meßbar ist, erhält man für die Geschwindigkeit v_t im Temperaturfeld sinngemäß:

$$v_t = v_{g,t} - v_g. \quad (3.1)$$

Ist nur noch $H_{g,t}$ meßbar, so wird v_t unter Benutzung von Gl. (1.6) berechnet, die wir hierzu umschreiben in

$$v_i = K_i Z = K_i Z_0 f(l/r). \quad (3.2)$$

Z ist hierin die Beweglichkeit des Tröpfchens; nach STOKES gilt $Z_0 = 1/6 \pi \eta r^2$; $f(l/r)$ ist durch (1.7) definiert. v_i ist die Geschwindigkeit, die das Teilchen beim freien Fall unter Einfluß der Kraft K_i erfährt, wobei im Erdfeld gilt

$$K_i = K_g = m g = \frac{4}{3} \pi r^3 \sigma g$$

und im Erd- plus Temperaturfeld

$$K_i = K_{g,t} = K_t + K_g.$$

Voraussetzung ist hierbei, daß die Teilchen Kugelform besitzen und daß die makroskopische Dichte σ der Partikelsubstanz gleich der Teilchendichte ist.

Für die der Kraft K_i entgegengerichtete Bewegung unter Einfluß der Spannung U_i gilt, wenn d der Abstand der Kondensatorplatten ist,

$$-v_{i,e} = Z \left(K_i - \frac{e}{d} U_i \right). \quad (3.3)$$

Setzt man $(v_i + v_{i,e})/U_i = u_i$ (vgl. MATTIAUCH⁹), so erhält man eine (3.2) entsprechende Gleichung

$$u_i = \frac{e}{d} Z. \quad (3.4)$$

Die u_i sind also unabhängig von der Art der am Teilchen angreifenden Kraft, was sich bei der Auswertung als nützlich zur Kontrolle erwies.

Aus (3.3) und (3.4) erhält man die Schwebespannung H_i für $v_{i,e} = 0$ zu:

$$H_i = \frac{v_i}{u_i} = \frac{v_i}{u}. \quad (3.5)$$

Durch Subtraktion der beiden Gleichungen (3.5) gewinnt man aus (3.1) v_t als Funktion der H_i zu

$$v_t = v_g \frac{H_{g,t} - H_g}{H_g}, \quad (3.6)$$

die Kraft aus (3.2) zu

$$K_t = \frac{1}{Z} v_t = \frac{v_g}{Z} \frac{H_{g,t} - H_g}{H_g}. \quad (3.7)$$

Aus (3.6) und (3.7) ersieht man, daß die Messungen im Erdfeld mit größter Sorgfalt durchgeführt

werden müssen. $H_{g,t}$ wurde, solange $v_{g,t}$ noch meßbar war, aus (3.5) bestimmt, sonst direkt ermittelt.

Die Teilchenladung entnimmt man aus (3.4).

Die Beweglichkeit Z und damit der Teilchenradius r wird aus den Messungen im Erdfeld [$i=g$; Gl. (3.2)] ermittelt, wozu (3.2) auf folgende Form gebracht wird:

$$v_g = v_0 f(l/r) \text{ mit } v_0 = K_g Z_0 = \frac{2}{9} \frac{r^2 \sigma g}{\eta}. \quad (3.8)$$

Die Bestimmung von v_0 und damit von r wird in § 4 durchgeführt.

Treten im Kondensator Strömungen senkrecht zu den Kondensatorplatten auf, so ist es notwendig, zur Berechnung von Z und r (3.4) in einer zu (3.8) analogen Form zu verwenden, da dann bei der Bildung von u der Einfluß der Strömung sich aufhebt (vgl. MATTIAUCH⁹). Auf diese etwas umständlichere Methode der Radienermittlung konnte verzichtet werden, da keine Strömungen beobachtet wurden (zu erkennen aus der Konstanz der H_g bei verschiedenen Drucken).

§ 4. Ergebnisse der Messungen ohne Temperaturgradient

Die Messungen ohne Temperaturgradient bildeten die Voraussetzung für die Auswertung der Messungen im Temperaturfeld. Sie dienten zur exakten Berechnung des Teilchenradius nach (3.8) und ermöglichen die Bestimmung der Konstanten A , B und C in (1.7) für die vier untersuchten Gase und für vier verschiedene Zerstäubersubstanzen.

Untersucht wurden Tröpfchen aus Siliconöl M 300 in den Gasen A, N₂, CO₂ und H₂ sowie Tröpfchen aus den Siliconölen PN 200, PH 300 und Paraffin in Argon. Die Messungen erfolgten alle nach dem gleichen Schema: Es wurden die Geschwindigkeiten v_g der Tröpfchen bei verschiedenen Drücken gemessen und in Abhängigkeit von der freien Weglänge l dargestellt. Abb. 3 zeigt als Beispiel diesen Zusammenhang für M 300-Tröpfchen in Argon mit sechs verschiedenen Teilchen als Parameter. Die Kurven zeigen die leichte Aufwärtskrümmung, die durch (1.7) gefordert wird. Durch eine kurze lineare Extrapolation auf $l=0$ bestimmt man aus (3.8) die Geschwindigkeit v_0 und daraus einen Näherungswert r_1 für den Radius, der allen Messungen zugrunde liegt. Nachdem nun v_0 und r_1 bekannt sind, bildet man die Verhältnisse v_g/v_0 und l/r_1 und trägt beide gegenüber auf. Bei Gültigkeit von (3.8) sollte man

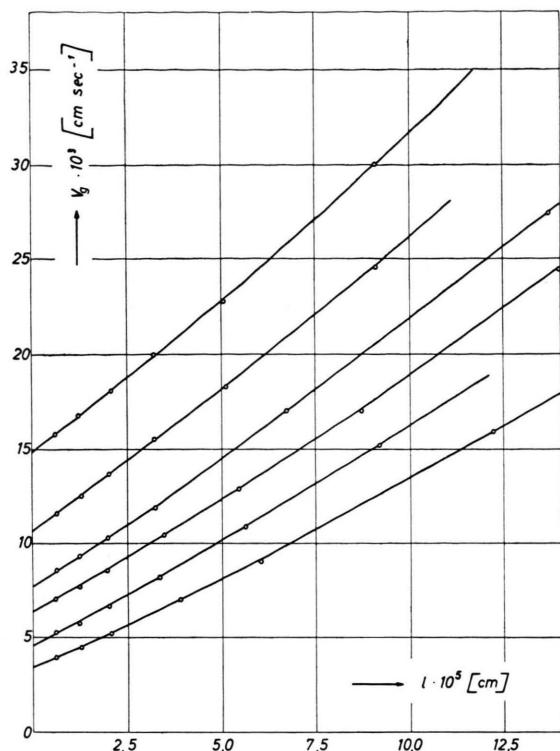


Abb. 3. Tröpfchengeschwindigkeit im Erdfeld als Funktion der freien Weglänge für Argon; Zerstäubersubstanz: Siliconöl M 300.

für jedes Gas und jede Substanz eine für alle Tröpfchen einheitliche Kurve erhalten. Daß das der Fall ist, kann man aus Abb. 4 ersehen, wo v_g/v_0 gegen l/r_1 für A, N₂, H₂ und CO₂ mit M 300 als Zerstäubersubstanz aufgetragen ist; die Abszisse ist jeweils um 1 verschoben.

Aus solchen Kurven wurden die Konstanten A, B und C von (1.7) entnommen. Die Konstante A wurde aus dem Anstieg der Kurven für $l/r_1 \rightarrow 0$ auf $\pm 3\%$ bestimmt; die Konstanten B und C wurden aus (1.7) mit Hilfe von A graphisch auf $\pm 10\%$ bzw. $\pm 20\%$ genau ermittelt (vgl. Tab. 1).

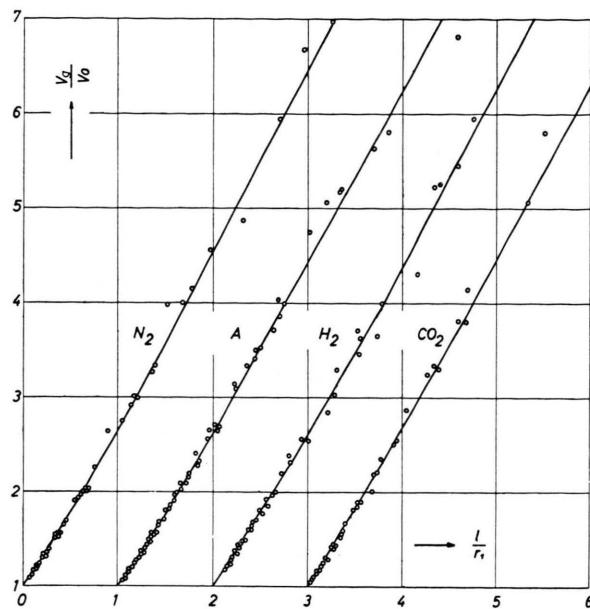


Abb. 4. v_g/v_0 als Funktion von l/r_1 für M 300-Tröpfchen in A, N₂, H₂ und CO₂ als Trägergas.

Die Konstanten A unterscheiden sich innerhalb der Fehlergrenzen nicht wesentlich voneinander, ausgenommen Paraffin. Bei B und C ist die Fehlerschwankung zu groß, um irgendwelche Schlüsse ziehen zu können.

MILLIKAN⁸ und MATTAUCH⁹ finden für B und C Werte derselben Größenordnung; ihre Werte für A (0,85 bis 0,90) weichen dagegen beträchtlich vom eigenen Meßwert (ca. 1,5) ab. Diese Abweichungen beruhen zum Teil auf verschiedenen Definitionen der freien Weglänge l als Funktion der Zähigkeit η . So berechnen MILLIKAN und MATTAUCH l aus $\eta = 0,3502 \bar{c} n m l$, während die in dieser Arbeit benutzten Werte von l aus Gl. (1.5 a) ermittelt sind. Korrigiert man damit die Werte von MILLIKAN und MATTAUCH, so wird A von der Größenordnung 1,25 bis 1,30.

| Gas | Substanz | $A \pm 3\%$ | $B \pm 10\%$ | $C \pm 20\%$ | $A+B$ | α | $(A+B)_{\text{theor}}$ |
|-------|----------------|-------------|--------------|--------------|-------|----------|------------------------|
| A | M 300 | 1,49 | 0,35 | 1,0 | 1,82 | 0,80 | 1,68 |
| | PH 300 | 1,42 | 0,50 | 0,9 | 1,92 | 0,82 | 1,67 |
| | PN 200 | 1,46 | 0,40 | 0,8 | 1,86 | 0,80 | 1,68 |
| | Paraffin | 1,28 | 0,55 | 0,8 | 1,83 | 0,87 | 1,64 |
| N_2 | M 300 | 1,45 | 0,40 | 0,9 | 1,85 | 0,81 | 1,67 |
| | M 300 | 1,48 | 0,40 | 1,1 | 1,88 | 0,80 | 1,68 |
| | H ₂ | 1,53 | 0,40 | 1,6 | 1,99 | 0,78 | 1,69 |

Tab. 1. Die Meßwerte der Konstanten von (1.7) für die untersuchten Gase und Substanzen; nach (4.1) daraus berechnete Akkommotionskoeffizienten α ; Vergleich der gemessenen A+B mit dem nach (4.2) berechneten.

Das ist nun zwar in Übereinstimmung mit dem Wert von A für Paraffin, nicht aber mit dem für die Öle. Eine Deutung dieser Abweichung ist nach EPSTEIN⁶ (vgl. auch HERZFELD¹⁶) möglich, der A und B als Funktion des Akkommodationskoeffizienten a dargestellt hat. Unter Berücksichtigung der Gleitung findet er für A

$$A = 0,981(2-a)/a, \quad (4.1)$$

während für B durch Vergleich von (1.3) mit (1.6) und (1.7) (für $l \gg r$) resultiert:

$$(A+B)_{\text{theor}} = 2,2 / \left(1 + \frac{\pi}{8}a\right). \quad (4.2)$$

Die größeren Zahlenwerte der Konstanten A der Siliconöle lassen sich nach (4.1) als größerer Anteil elastisch reflektierter Moleküle deuten (vgl. Tab. 1, Spalte 7).

Aus a kann man nach (4.2) $(A+B)_{\text{theor}}$ (Tab. 1, Spalte 8) berechnen und mit den gemessenen Werten für $A+B$ vergleichen (Spalte 6). Die theoretischen Werte sind um etwa 10% kleiner als die experimentell bestimmten und ebenfalls nahezu konstant. H_2 hat den größten Anteil elastisch reflektierter Moleküle. MILLIKAN⁸ gibt in einer Tabelle Zahlenwerte derselben Größenordnung für a an.

§ 5. Ergebnisse der Messungen mit Temperaturgradient

Es werden nacheinander für die vier untersuchten Gase der Einfluß des Druckes, des Tröpfchenradius und der Tröpfchensubstanz auf das Verhalten der Tröpfchen bei konstantem Temperaturgradienten (49,4 Grad/cm) diskutiert.

1. Einfluß des Druckes

Zur Untersuchung des Druckeinflusses wird die Geschwindigkeit v_t für alle Gase nach (3.1) und (3.6) berechnet und gegen die freie Weglänge l aufgetragen. Abb. 5 bringt als Beispiel drei PH 300-Tröpfchen in Argon. In das Diagramm sind außerdem die theoretisch zu erwartenden Kurven für die Gebiete hohen [nach (1.8)] und niedrigen Druckes [nach (1.4)] eingezeichnet.

Für niedrige Drücke sind die Geraden nach EINSTEIN E (mit dem Faktor 1/4 und $a=0$) und WALDMANN W (für $a=0$) und W' (für $a=1$) angegeben; letztere beschreibt die Meßwerte am besten. Bei hohen Drucken schmiegt sich die gemessene Kurve an

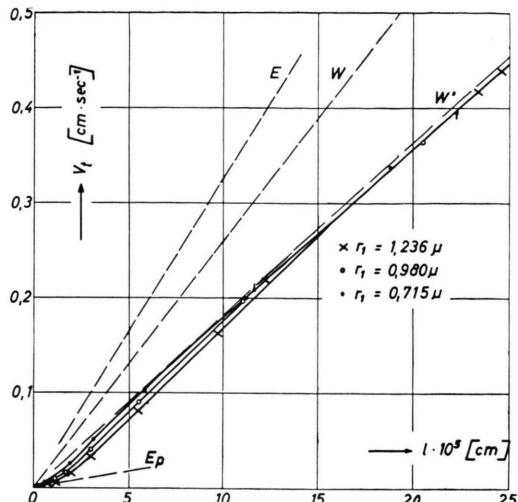


Abb. 5. Abhängigkeit der Geschwindigkeit v_t von der freien Weglänge l für PH 300-Tröpfchen in Argon.

die nach EPSTEIN berechnete Gerade Ep an. Es ist also in beiden Druckbereichen, wie die Theorie es fordert, v_t dem Druck umgekehrt proportional.

Man erkennt in Abb. 5 weiter, daß im mittleren Druckbereich die von den einzelnen Teilchen gebildeten Kurven leicht auffächern; z. B. mündet für das kleinste Teilchen von $0,715 \mu$ Radius v_t eher in die Gerade für niedrigen Druck ein. Das ist zu erwarten: Denn da „hoher Druck“ $l \ll r$ bedeutet, sind für große Teilchen auch bei größerem l noch EPSTEINS Voraussetzungen erfüllt.

Die auf das Teilchen im Temperaturfeld wirkende Kraft K_t ermittelt man nach (3.7) leicht aus v_t . Als Beispiel ist sie in Abb. 6 für sechs Teilchen gegen l/r_1 aufgetragen; Zerstäubersubstanz ist wiederum PH 300. Für kleines l ist K_t dem Druck annähernd umgekehrt proportional, wie es in der Formel (1.4) von EPSTEIN zum Ausdruck kommt. Die Kurven zeigen eine schwache aber deutlich wahrnehmbare Krümmung nach oben; auf dieses Verhalten haben auch bereits ROSENBLATT und LAMER aufmerksam gemacht. Für großes l/r_1 ($\approx 2,0$) wird K_t vom Druck unabhängig, wie es die für dieses Gebiet gültige Beziehung (1.1) fordert.

Die Druckunabhängigkeit von K_t für großes l läßt sich zur quantitativen Prüfung von Formel (1.1) benutzen. Hierzu werden zunächst in Abb. 6 die K_t bei $l/r_1 = 3,0$ entnommen, die teils durch Extrapolation gefunden wurden, was durch Strichelung ange-

¹⁶ Hdb. der chem. Phys., Bd. 3/2, Leipzig 1939, Art. K. F. HERZFELD.

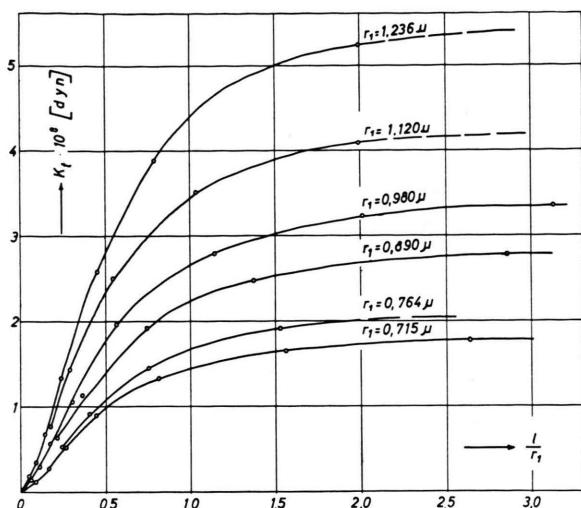


Abb. 6. Abhängigkeit der Kraft K_t von l/r_1 für Argon mit PH 300 als Zerstäubersubstanz.

deutet ist, und in Abb. 7 gegen r_1^2 aufgetragen. Man erkennt, daß K_t gemäß (1.1) der Tröpfchenoberfläche proportional ist. Die aus den Siliconolen M 300 und PN 200 sowie Paraffin auf gleiche Art ermittelten K_t sind in Abb. 7 mit eingetragen. Alle Punkte liegen mit guter Genauigkeit auf einer Geraden (vgl. auch Abb. 12); d. h. K_t ist für kleine Drücke — ebenfalls in Übereinstimmung mit (1.1) — vom Akkommodationskoeffizienten unabhängig.

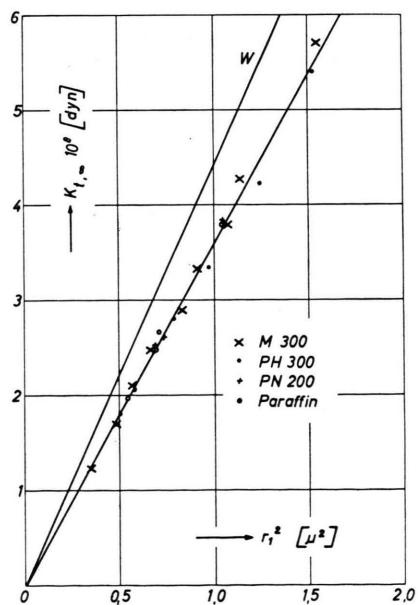


Abb. 7. Kraft K_t bei $l/r_1=3,0$ in Abhängigkeit vom Quadrat des Tröpfchenradius für Tröpfchen aus Siliconöl M 300, PH 300 und PH 200 sowie Paraffin in Argon.

Die zweite Gerade (W) in Abb. 7 ist aus Formel (1.1) ermittelt; die Wärmeleitfähigkeit ist auf 26 °C bezogen. Die gemessenen Werte sind um etwa 20% kleiner als die berechneten. Dieser an sich schon kleine Unterschied wird noch kleiner, wenn man statt der K_t bei $l/r_1=3,0$ die Sättigungswerte benutzt.

Zur Ermittlung der Sättigungswerte trägt man vorteilhaft K_t halblogarithmisch gegen r_1/l auf. Abb. 8 bringt hierzu als Beispiel drei der Tröpfchen

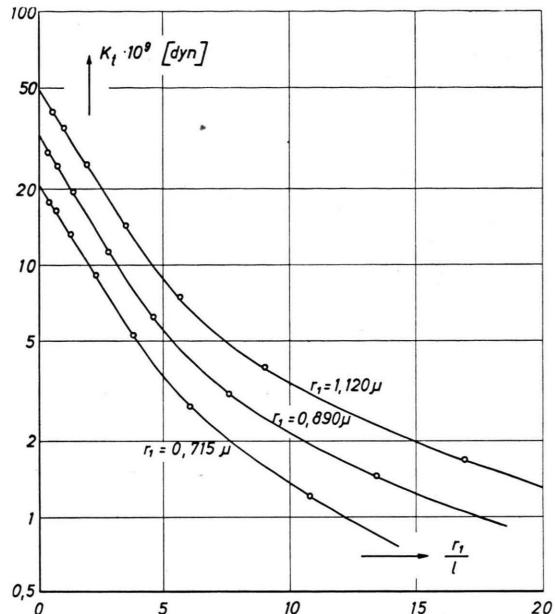


Abb. 8. Kraft K_t als Funktion von r_1/l für Argon mit PH 300 als Zerstäubersubstanz.

aus Abb. 6. Die Meßwerte liegen bis $r_1/l=5$ sehr gut auf einer Geraden, so daß man innerhalb dieses Bereiches K_t durch eine Exponentialfunktion der Form

$$K_t = K_{t,0} e^{-b r/l} \quad (5.1)$$

beschreiben kann. $K_{t,0}$ ist der durch Extrapolation auf $r_1/l=0$ ermittelte Sättigungswert.

Es sollen jetzt die für die vier Gase A, N₂, CO₂ und H₂ mit M 300-Tröpfchen nach (5.1) ermittelten Sättigungswerte mit den nach Gl. (1.1) errechneten Werten quantitativ verglichen werden. (1.1) wird hierfür in der Form $K_{t,\text{theor}} = f_{\text{theor}} \cdot r_1^2$ geschrieben, wo $f_{\text{theor}} = f(\sqrt{M}, \lambda_{\text{tr}})$ ist. λ_{tr} ist nach (1.2) für die mehratomigen Gase aus der Zähligkeit zu berechnen. In Tab. 2 sind die durch Extrapolation auf $l=\infty$ gewonnenen $f_{\text{exp}} = K_{t,\text{exp}}/r_1^2$ den theoretischen Werten gegenübergestellt. Weiterhin ist noch die Konstante b des Exponentialansatzes (5.1) für M 300-

| Gas | $\lambda_{tr} \cdot 10^4$ cal/cmsec °C | \sqrt{M} | f_{theor} dyn/ μ^2 | f_{exp} dyn/ μ^2 | f_{theor}/f_{exp} | b |
|-----------------|---|------------|-----------------------------|---------------------------|---------------------|------|
| A | 0,401 | 6,33 | 4,45 | 4,25 | 1,05 | 0,39 |
| N ₂ | 0,478 | 5,29 | 4,44 | 3,66 | 1,21 | 0,38 |
| CO ₂ | 0,2565 | 6,63 | 2,99 | 2,44 | 1,22 | 0,36 |
| H ₂ | 3,405 | 1,41 | 8,45 | 6,22 | 1,36 | 0,22 |

Tab. 2. Vergleich der gemessenen Werte für $f = K_t/r_1^2$ mit den nach (1.1) berechneten; Konstante b von (5.1).

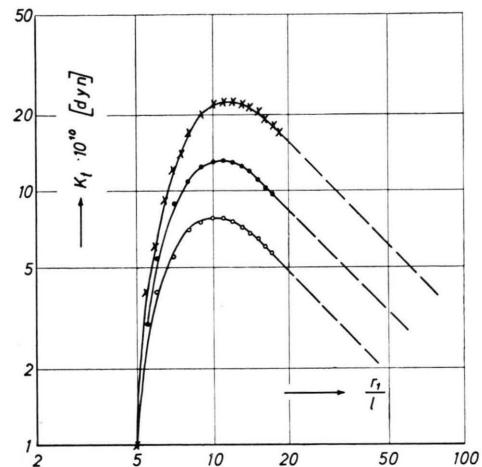
Tröpfchen angegeben. λ_{tr} ist auf 26 °C (mittlere Temperatur zwischen den Kondensatorplatten) bezogen.

Die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergibt sich für Argon (5% Abweichung), die Abweichungen bei N₂ und CO₂ (21%) fallen zusammen. Die größere Diskrepanz bei H₂ (36%) kann durch die größere Meßgenauigkeit bedingt sein. Wegen der sehr großen Geschwindigkeit v_t der Tröpfchen in H₂ (vgl. Abb. 10) konnten die Messungen nur bei einem kleineren Temperaturgradienten von 21,5 Grad/cm durchgeführt werden. Sie wurden später auf den Gradienten 49,4 Grad/cm umgerechnet.

Abb. 8 zeigt, daß die Druckunabhängigkeit erst für $r/l=0$ streng gewährleistet ist. Wird das Verhältnis von r/l größer, so werden die von dem Tröpfchen reflektierten Moleküle so zahlreich, daß sie bereits in der Nähe des Tröpfchens mit den darauf zufliegenden Molekülen zusammenstoßen und deren Verteilungsfunktion ändern. Dadurch nimmt aber K_t ab. Wie diese Abnahme im einzelnen erfolgt, kann hier nicht entschieden werden, da die Verhältnisse im Zwischengebiet theoretisch schwer zugänglich sind. Nimmt man aber (5.1) als gültig an, so läßt sich aus Abb. 8 noch eine vernünftig deutbare Kurvenschar ermitteln. Denn da dort für $r_1/l > 5$ die Kurven flacher verlaufen, so muß sich bei unserer Annahme ein zusätzlicher Effekt überlagern. Wir wollen ihn eliminieren, indem wir für $r_1/l > 5$ die nach (5.1) verlängerten Geraden subtrahieren und die erhaltenen Differenzen in Abb. 9 doppeltlogarithmisch in Abhängigkeit von r_1/l darstellen. Die sich ergebenden Kurven steigen mit r_1/l steil an, durchlaufen ein Maximum und fallen mit $1/p$ ab.

Solche Kurven sind von den Untersuchungen MATTAUCHS¹⁷ über die Photophorese bekannt, nur sind sie dort symmetrisch. (Unter Photophorese versteht man die Bewegung von Schwebstoffteilchen durch intensive Lichtbestrahlung in Richtung der Bestrahlung oder entgegengesetzt; die Kraft wird verursacht durch die auf dem Teilchen vorhandene Temperaturdifferenz.)

Auf einem Schwebstoffteilchen im Temperaturgradient treten bei größerem r/l ebenfalls Temperaturdifferenzen auf, so daß Kräfte wie bei der Photophorese entstehen

Abb. 9. Anteil der Kraft K_t , der durch die auf der Tröpfchenoberfläche entstehende Temperaturdifferenz verursacht wird.

[Abb. 9; das Auftreten von Temperaturdifferenzen ist auch die Voraussetzung für die Ableitung von EPSTEINS Gl. (1.5)]. Die Unsymmetrie der Kurven röhrt daher, daß die Temperaturdifferenz mit wachsendem r/l erst von Null auf einen Sättigungswert anwachsen muß, während sie bei der Photophorese durch Bestrahlung mehr oder weniger vollständig aufrechterhalten wird. Solche Temperaturverteilungen konnten durch eigene Messungen im Vakuum an makroskopischen Kugeln im Modellversuch bestätigt werden, wobei die Kugeln einmal zwischen verschiedenen temperierten Flächen hingen, zum andern von außen bestrahlt wurden.

2. Einfluß des Teilchenradius

Bei der Untersuchung des Einflusses des Teilchenradius wurde anfangs die Geschwindigkeit v_t der Tröpfchen aus einem möglichst großen Radienintervall direkt gemessen. Damit wurde der Radienbereich von 0,3 μ bis 1,3 μ erfaßt. Die Messungen an den kleinsten Teilchen erwiesen sich als mühsam und langwierig und wegen der bereits starken Brownschen Bewegung als sehr ungenau; außerdem wurden bei diesen Messungen die Schwankungen des Atmosphärendruckes nicht berücksichtigt.

Durch eine indirekte Methode ließ sich derselbe Meßbereich wesentlich einfacher erfassen, ja sogar

¹⁷ J. MATTACH, Ann. Phys., Lpz. (4) 84, 967 [1928].

nach unten beträchtlich erweitern. Der Methode liegt die Annahme zugrunde, daß die Geschwindigkeit v_t eine Funktion von r/l ist, daß man also zu denselben Funktionswerten kommt, wenn man den Radius bei konstantem Druck variiert oder wenn man für ein festes Teilchen den Druck ändert. Es wurden daher in den in Abb. 5 wiedergegebenen Messungen der Radius und v_t mit dem Faktor $p/760$ (gemessener Druck durch Atmosphärendruck) multipliziert, da ja das große Teilchen sich beim Druck p wie ein kleines bei 760 Torr verhält und da die Geschwindigkeit, die für kleines und großes r/l proportional $1/p$ ist, auf Atmosphärendruck bezogen werden muß. Die so gewonnenen reduzierten Größen sind im folgenden durch einen Strich gekennzeichnet. Sie sind definiert durch

$$r'_1 = r_1 \frac{p}{760} ; \quad v'_t = v_t \frac{p}{760} ; \quad K'_t = K_t \frac{p}{760} .$$

p ist in Torr einzusetzen.

Durch solche Umrechnung kann man aus den Daten der Abb. 5 auf das Verhalten bei 760 Torr von Teilchen bis herab zu $0,01 \mu$ Radius schließen. Dieses stimmte bis zu $r_1 = 0,3 \mu$ für Luft vollständig mit den tatsächlich bei Atmosphärendruck gewonnenen Ergebnissen überein. Deshalb wurde auf Variation der Teilchen kein weitere Mühe verwendet; vielmehr wurden nur noch v'_t und r'_1 an Teilchen aus dem meßtechnisch gut zugänglichen Bereich von ca. $0,5 \mu \leq r_1 \leq 1,3 \mu$ ermittelt.

Die nach der indirekten Methode gemessene Geschwindigkeit v'_t ist in Abb. 10 als Funktion von r'_1 mit M 300 in A, N₂, CO₂ und H₂ dargestellt. Es ergibt sich für die schweren Gase eine einheitliche Charakteristik; v'_t ist für kleine und große Tröpfchen unabhängig vom Radius. Bei Wasserstoff ist v'_t um mehr als eine Zehnerpotenz größer als bei den schweren Gasen. Auch die Kurvenform ist anders. Der charakteristische Abfall mit wachsendem Radius fehlt, die Kurve steigt sogar etwas. Dieses Verhalten kann nicht allein durch die bei Wasser-

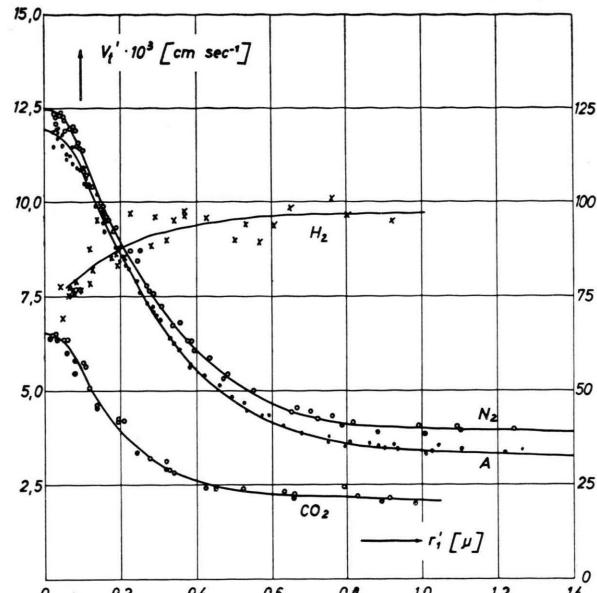


Abb. 10. Reduzierte Geschwindigkeit v'_t in Abhängigkeit vom Radius für M 300-Tröpfchen in A, N₂, CO₂ und H₂; der Maßstab rechts gilt für H₂.

stoff zweifellos größeren Meßfehler erklärt werden, sondern beweist, daß bei großen Teilchen nach EPSTEINS Gl. (1.8) der Wärmetransport durch das Teilchen und durch das Gas von Bedeutung sind.

Beim quantitativen Vergleich der Ergebnisse nach Abb. 10 mit der Theorie müssen kleine und große Teilchen unterschieden werden:

In Tab. 3 sind die für kleine Teilchen gemessenen Geschwindigkeiten mit WALDMANNS Formel (1.4) für vollständige Akkommodation ($a=1$) und STETTERS Gl. (1.9) verglichen. Die Selbstdiffusionskoeffizienten D sind auf 26 °C und 760 Torr zu beziehen. Die benötigten λ_{tr} sind bereits in Tab. 2 angegeben.

Bemerkenswert ist, daß ebenso wie bei den K_1 (s. Tab. 2) auch bei $v'_{t,w}/v'_{t,exp}$ zwischen den einatomigen und mehratomigen Gasen ein Unterschied von ca. 15% besteht (Wasserstoff kann wegen des

| Gas | D (26 °C) 760 Torr cm/sec ² | $v'_{t,exp} \cdot 10^3$ cm/sec | $v'_{t,w} \cdot 10^3$ cm/sec | $v'_{t,S} \cdot 10^3$ cm/sec | $v'_{t,w}/v'_{t,exp}$ | $v'_{t,S}/v'_{t,exp}$ |
|-----------------|--|--------------------------------|------------------------------|------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| A | 0,184 | 11,85 | 11,77 | 15,2 | 0,99 | 1,28 |
| N ₂ | 0,216 | 12,45 | 14,05 | 17,9 | 1,13 | 1,44 |
| CO ₂ | 0,115 | 6,55 | 7,54 | 9,5 | 1,15 | 1,45 |
| H ₂ | 1,485 | 80 | 100 | 123 | 1,25 | 1,54 |

Tab. 3. Gemessene Geschwindigkeiten $v'_{t,exp}$ für kleine Tröpfchen; nach (1.4) und (1.9) berechnete Geschwindigkeiten $v'_{t,w}$ bzw. $v'_{t,S}$; Vergleich der gemessenen und berechneten Werte.

| Gas | $v_t' \cdot 10^3 \text{ cm/sec}$ | $\lambda_a \cdot 10^4 \text{ cal/cmsec}^\circ\text{C}$ | $2 + \lambda_i/\lambda_a$ | $\eta(26^\circ\text{C}) \cdot 10^4 \text{ g/cmsec}$ | $v_t' \cdot 10^3 \text{ cm/sec}$ | $v_t' \cdot 10^3 \text{ cm/sec}$ |
|-----------------|----------------------------------|--|---------------------------|---|----------------------------------|----------------------------------|
| A | 3,40 | 0,401 | 13,32 | 2,270 | 2,82 | 0,83 |
| N ₂ | 4,00 | 0,594 | 9,65 | 1,788 | 4,35 | 1,09 |
| CO ₂ | 2,08 | 0,351 | 14,9 | 1,506 | 1,47 | 0,707 |
| H ₂ | 97 | 4,19 | 3,08 | 0,909 | 104 | 1,07 |

Tab. 4. Vergleich der für große Teilchen gemessenen Geschwindigkeiten $v_t' \cdot \exp$ mit den nach (1.8) berechneten Geschwindigkeiten $v_t' \cdot E_p$.

zu großen Meßfehlern bei der Diskussion nicht berücksichtigt werden). Dieser Unterschied würde noch größer, wenn man an Stelle der Zähigkeit (λ_{tr}) die Wärmeleitfähigkeit der mehratomigen Gase zur Berechnung von $v_t' \cdot w$ verwendete (um 24% größer bei N₂ und H₂, um 37% größer bei CO₂).

Für große Teilchen seien die gemessenen Geschwindigkeiten mit EPSTEINS Gl. (1.8) verglichen. Tab. 4 zeigt den Zusammenhang zwischen den gemessenen und den berechneten Geschwindigkeiten; die Werte beziehen sich auf $r_1 = 1 \mu$. Für M 300 beträgt die Wärmeleitfähigkeit $\lambda_i = 4,53 \cdot 10^{-4} \text{ cal/cmsec}^\circ\text{C}$, $f(l/r_1)$ kann man aus (1.7) mit den Konstanten aus Tab. 1 für $r_1 = 1 \mu$ bestimmen.

Die Unterschiede zwischen Theorie und Experiment sind bei großen Teilchen unregelmäßiger; hauptsächlich Argon und CO₂ weichen stärker ab. Trotzdem muß man die Übereinstimmung als gut bezeichnen, wenn man bedenkt, daß der Theorie nicht streng beweisbare Voraussetzungen zugrunde liegen, nämlich Gleitströmungen bestimmter Form um das Teilchen und eine aus der Wärmeleitungsgleichung resultierende Temperaturverteilung auf der Tröpfchenoberfläche.

3. Einfluß der Teilchensubstanz

Abb. 11 zeigt die reduzierte Geschwindigkeit v_t' für die Siliconöle PH 300, PN 200, M 300 und für Paraffin in Argon. Die Meßpunkte sind in dieser Darstellung nicht angegeben, da die einzelnen Kurven zu dicht beieinanderliegen; von PN 200 sind nur Anfang und Ende der Kurve angedeutet. M 300, das für große Radien an zweiter Stelle von unten liegt, hat für kleine Radien den größten Wert, schneidet also die Kurven für PN 200 und PH 300.

Für kleine Teilchen kann man die Verschiedenheit der v_t' nach Gl. (1.4) durch die Verschiedenheit der Akkommodationskoeffizienten a erklären. Tatsächlich hat die Substanz mit dem größten a (Pa-

raffin) die kleinste Geschwindigkeit v_t' , die Siliconöle folgen in umgekehrter Reihenfolge ihrer a -Werte (vgl. Tab. 1), d. h. die Geschwindigkeiten werden mit abnehmendem a größer. Während für $a=1$ praktisch Übereinstimmung besteht, sind die mit den gemessenen Akkommodationskoeffizienten $a < 1$ berechneten Geschwindigkeiten etwas größer (siehe Abb. 11).

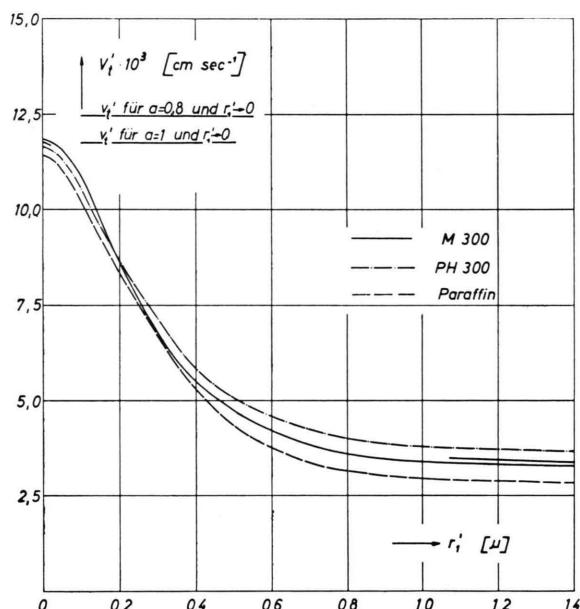


Abb. 11. Reduzierte Geschwindigkeit v_t' in Abhängigkeit vom Radius für M 300, PH 300, PN 200 und Paraffin in Argon.

Bei großen Teilchen sind nach (1.8) die Unterschiede der Wärmeleitfähigkeit der Tröpfchen wichtig. Je größer deren Wärmeleitfähigkeit ist, desto kleiner wird v_t' . Dies trifft für die vier Substanzen zu; Paraffin hat die größte, PH 300 die kleinste Wärmeleitfähigkeit.

Die reduzierte Kraft K_t' ist in Abb. 12 für M 300, PH 300 und Paraffin gegen r_1' aufgetragen. Man

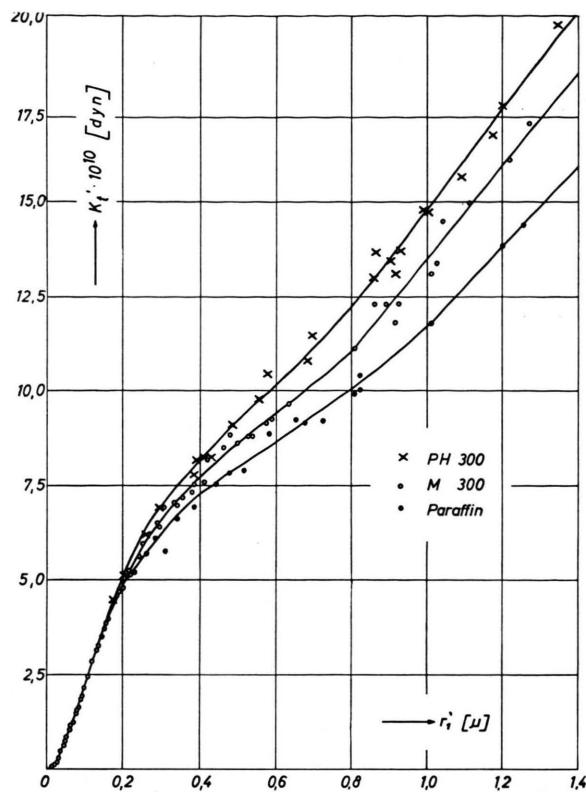


Abb. 12. Reduzierte Kraft K_t' in Abhängigkeit vom Teilchenradius für M 300, PH 300 und Paraffin in Argon.

erkennt hier besonders deutlich, daß bei kleinen Radien K_t' im Gegensatz zu v_t' vom Akkommodationskoeffizienten unabhängig ist (1.1); auch der quadratische Zusammenhang zwischen K_t' und r_1' ist angedeutet. Bei großen Radien besteht ein linearer Zusammenhang zwischen K_t' und r_1' (1.5). Be-

dingt durch die verschiedene Wärmeleitfähigkeit der Substanzen gehen die Kurven auseinander. Im Zwischengebiet zeigt K_t' für alle Substanzen eine charakteristische Ausbuchtung, die durch den Exponentialansatz (5.1) erklärt werden kann.

Praktische Folgerungen

Die Messungen können als Grundlage dienen für eines der zuverlässigsten Staubmeßgeräte, den Thermalpräzipitator, der den zu messenden Staub in einem Temperaturfeld abscheidet. Sie bestätigen die in der Praxis gemachten Erfahrungen, daß dieses Gerät die feinen Teilchen besonders gut abscheidet und lassen vermuten, daß bezüglich der Abscheidung feinster Stäube keine untere Grenze besteht. Sie zeigen weiterhin, daß wegen der Unabhängigkeit der Geschwindigkeiten vom Radius für kleine und große Teilchen ein auf thermischer Basis arbeitendes Gerät keine Trennung von Teilchen verschiedener Größe zuläßt.

Herrn Prof. Dr. H. KLUMB danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für die großzügige Bereitstellung von Arbeitsmitteln. Herrn Prof. Dr. L. WALDMANN gebührt mein Dank für wertvolle Diskussionen und für die Mitteilung seiner Untersuchungen vor der Publikation. Auch mit Herrn Prof. Dr. G. STETTER hatte ich eine anregende Diskussion. Ferner danke ich Herrn Dr. E. WEISSMANN und den Angehörigen der Institutswerkstatt mit ihrem Leiter Herrn WAGNER. Schließlich spreche ich meinen Dank den Farbenfabriken B a y e r, Leverkusen, aus, welche die bei den Messungen verwandten Siliconöle zur Verfügung gestellt und für das meist benutzte Öl M 300 eigens die Wärmeleitfähigkeit gemessen haben.