

XIV. BEMERKUNG ZUR THEORIE DES ABSOLUTEN
 MANOMETERS VON KNUDSEN.

Annalen der Physik (4) Bd. 84. pp. 182—184. 1911.

Seit der Zeit, da die voranstehende Arbeit¹⁾ abgefaßt wurde, hat Knudsen eine neue Abhandlung: „Ein absolutes Manometer“²⁾ veröffentlicht, in welcher derselbe das bemerkenswerte Resultat begründet, daß ein stark verdünntes Gas auf eine Platte, welche Wänden von verschiedener Temperatur gegenübersteht, einen einseitigen Druck ausüben muß. Die von ihm pp. 816—823 abgeleitete Formel läßt sich nun leicht auf Grund der vorhin aus Maxwell's Annahmen (über Reflexion, Absorption und Emission der Moleküle an der Gefäßwand) gefolgerten Analogie der Molekularbewegung stark verdünnter Gase mit der Wärmestrahlung innerhalb eines überall gleich temperierten Gefäßes erweisen. Es folgt nämlich aus derselben für ein Gefäß, dessen Dimensionen klein sind im Vergleich zur mittleren Weglänge, nicht nur Konstanz der Stoßzahl ν , sondern auch Konstanz der beiden dieselbe zusammensetzenden Bestandteile: der Anzahl der pro Flächeneinheit der Wand reflektierten Moleküle und der Zahl der pro Flächeneinheit absorbierten und wieder emittierten Moleküle.

In dem von Knudsen betrachteten Falle muß man den Maxwell'schen Annahmen zufolge im Raume zwischen den Platten 1 (unten) und 2 (oben) viererlei voneinander unabhängige Moleküle (mit normaler Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung) annehmen, nämlich solche, welche die mittlere Geschwindigkeit c_1 (eigentlich Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat) besitzen und

solche, welche die Geschwindigkeit c_2 besitzen, und in jeder dieser Kategorien solche, welche sich von unten nach oben, wie auch solche, welche sich in umgekehrter Richtung bewegen. Die pro Volumeneinheit entfallenden Anzahlen derselben seien mit n_1, n_2, n'_1, n'_2 bezeichnet, wobei die gestrichenen Buchstaben die Richtung von oben nach unten bezeichnen und die Indizes den betreffenden Geschwindigkeiten entsprechen.

Die eben erwähnten Folgerungen besagen somit, gemäß Formel (10) der voranstehenden Arbeit, daß

$$n_2 c_2 = n'_1 c_1$$

und

$$n_1 c_1 = n'_2 c_2$$

ist¹⁾, sowie daß die Stoßzahl ν auf der Unterseite der oberen Platte sowie auf deren Oberseite gleich sein muß. Da die obere Platte einer gleich temperierten Wand gegenübersteht und daher in dem oberen Raume sämtliche Gasmoleküle die der Temperatur derselben θ_2 entsprechende Geschwindigkeit c_2 besitzen, besagt dies die Gleichheit:

$$n_1 c_1 + n_2 c_2 = \frac{1}{2} N c_2,$$

wenn N die pro Volumeneinheit entfallende Zahl sämtlicher (aufwärts und abwärts sich bewegender) Moleküle im oberen Raume bedeutet. Nun beträgt der Überschuß des von innen nach außen auf die Flächeneinheit der oberen Platte wirkenden Druckes zufolge bekannter Formeln:

$$\frac{m}{3} [n_1 c_1^2 + n_2 c_2^2 + n'_1 c_1^2 + n'_2 c_2^2 - N c_2^2],$$

was infolge obiger Relationen in

$$\frac{m}{6} N c_2^2 \left[\frac{c_1}{c_2} - 1 \right] = \frac{p}{2} \left[\sqrt{\frac{\theta_1}{\theta_2}} - 1 \right]$$

übergeht; das ist die von Knudsen l. c. angegebene Formel (8).

Dabei sei noch ausdrücklich hervorgehoben, daß die zugrunde gelegte Analogie mit den Strahlungserscheinungen nur für den Fall

¹⁾ Eine analoge, auf Wärmeleitung eines verdünnten Gases bezügliche Berechnung wird demnächst anlässlich der Versuche von Soddy u. Berry (Proc. Roy. Soc. 83 p. 254. 1910) im Phil. Mag. veröffentlicht werden.

¹⁾ [Voir p. 134 du présent Volume. *Ed.*]

²⁾ M. Knudsen, Ann. d. Phys. 32. p. 809. 1910.

eines so kleinen Druckes gilt, daß die Weglänge der Gasmoleküle groß ist gegenüber den Dimensionen des ganzen Gefäßraumes. Will man somit bei möglichst großen Drucken Übereinstimmung der Formel mit dem Experiment erzielen, so muß man nicht nur den Zwischenraum zwischen den beiden Platten, sondern auch den die bewegliche Platte außen umgebenden Raum möglichst klein machen. Knudsen bemerkte in seinen Versuchen mit Befremden merkliche Abweichungen bei Drucken, wo die Weglänge jedenfalls noch viel größer war als der Plattenabstand; dies dürfte sich wohl aus der Nichteinhaltung der obigen Bedingung erklären und das würde auch einen Weg zur Verbesserung dieser interessanten Instrumente angeben. Knudsen's theoretische Ableitung läßt jenen Umstand nicht klar hervortreten, sie setzt aber voraus, daß der Zustand des äußeren Gases am Rande der Platten derselbe ist wie im ganzen Außenraume, was nicht von vornherein evident ist, und was eben nur bei jenen großen Verdünnungen zutreffen dürfte.

XV. ZUR THEORIE DER WÄRMELEITUNG IN VERDÜNNTEN GASEN UND DER DABEI AUFTRETENDEN DRUCKKRÄFTE.

Bulletin International de l'Académie des Sciences de Cracovie, Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles, 1911, pp. 432—453.

Das auf Wärmeleitung in sehr verdünnten Gasen bezügliche experimentelle Material hat in jüngster Zeit durch die Arbeiten von Soddy und Berry¹⁾, sowie durch eine ausführliche Untersuchung von Knudsen²⁾, eine erhebliche Bereicherung erfahren. Knudsen verknüpft seine schöne experimentelle Arbeit auch mit einer eingehenden theoretischen Diskussion, welche mir jedoch vielfache Mängel aufzuweisen scheint; deshalb möchte ich mir erlauben, im Folgenden die Hauptpunkte der Theorie dieser Erscheinungen genauer zu präzisieren und gleichzeitig auch das Verhältnis dieser Arbeiten zu dem bisher Bekannten näher zu erörtern, ein Punkt, welchem Knudsen vielleicht zu wenig Beachtung geschenkt hat.

Experimentelles über den Temperatursprung.

Schon bei Gelegenheit einer anderen Untersuchung³⁾ habe ich auf die experimentellen Arbeiten verwiesen, welche die Existenz des Temperatursprungs bei Wärmeleitung in Gasen erwiesen und dessen Größe bestimmt haben⁴⁾. Die in jener Arbeit untersuchte

¹⁾ Soddy u. Berry, Proc. Roy. Soc., 83 A, p. 254, 1910; 84 A, p. 576, 1911.

²⁾ Knudsen, Ann. d. Phys. 34 p. 593, 1911.

³⁾ Smoluchowski, Bull. de l'Acad. d. Sc. de Cracovie A, 1910, p. 129. [p. 78 du présent Volume. *Ed.*].

⁴⁾ Smoluchowski, Ann. d. Phys. 64, p. 101, 1898; Sitzgsber. Wien. Akad. 108, p. 5, 1899; Phil. Mag. 46, p. 192, 1898. [Vol. I, pp. 83, 139, 199.