

Nach (III') ist in linearer Näherung

$$s_2' - s_2 \approx \frac{\Theta_2 - \Theta_2'}{m_2(2s_2 - a_2 - b_2)}$$

und somit in gleicher Näherung

$$\sigma_2' - \sigma_2 \approx \frac{s_2}{s_2 - (a_2 + b_2)/2} (\vartheta_2 - \vartheta_2').$$

Wegen $\vartheta_2' - \vartheta_2 \approx 2 \vartheta_2 \frac{\Theta_2' - \Theta_2}{\Theta_2' + \Theta_2}$

folgt schließlich

$$\alpha_{12}' - \alpha_{12} = - \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_2} \frac{s_2}{s_2 - (a_2 + b_2)/2} - \frac{\partial f}{\partial \vartheta_2} \right) \cdot 2 \vartheta_2 \cdot \frac{\Theta_2' - \Theta_2}{\Theta_2' + \Theta_2} \quad (V)$$

für die Änderung des Thermodiffusionsfaktors durch die erwähnte Isotopensubstitution. Diese Beziehung

würde eine formale Diskussion der Versuche an den Argon – Chlorwasserstoff-Gemischen gestatten.

Unser besonderer Dank gilt den Herren Glasbläsermeistern P. KASPER und E. GLEICHMANN für den Bau des glasbläserisch sehr schwierigen Trennrohres sowie Herrn P. SPILL für seine zuverlässige Mitarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen.

Herrn Dipl.-Phys. A. NEUBERT und Herrn Chemotechniker D. NEHRING danken wir für ihre Hilfe am Massenspektrometer.

Schließlich sind wir Herrn Prof. Dr. L. KÜCHLER von den Farbwerken Hoechst für die Überlassung reinen Deuteriumgases zu Dank verpflichtet.

Die Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft finanziell unterstützt.

Untersuchungen an Schwebstoffteilchen in diffundierendem Wasserdampf

Von K. H. SCHMITT

Aus dem Institut für Angewandte Physik der Universität Mainz
(Z. Naturforschg. 16 a, 144–149 [1961]; eingegangen am 23. November 1960)

Schwebstoffteilchen, die in einem ruhenden Trägergas suspendiert sind, durch welches ein Dampf diffundiert, erfahren eine Kraft, die sie in Richtung des Diffusionsstromes des Dampfes bewegt. Ihre Geschwindigkeit wurde in einem Netzkondensator in Abhängigkeit vom Druck bei der Diffusion von Wasserdampf durch Stickstoff als Trägergas gemessen. Die Messungen werden durch eine Formel beschrieben, nach der die Geschwindigkeit der Wurzel aus der Masse der Dampfmoleküle, dem Diffusionskoeffizienten und dem logarithmischen Gradienten des Molenbruches des Trägergases proportional ist. Die Experimente zeigen, daß sich Staub im diffundierenden Wasserdampf quantitativ abscheiden läßt. Auch das rasche Verschwinden der Nebelbahnen in einer Diffusionsnebelkammer kann man auf Grund der Bewegung der Nebeltröpfchen im diffundierenden Alkoholdampf erklären.

Ein Dampf, der durch ein ruhendes Gas diffundiert, nimmt Schwebstoffteilchen mit, die in dem Gas suspendiert sind. Auf diese Erscheinung hat erstmals FACY¹ hingewiesen. Er beobachtete in staubhaltiger Luft von geringer relativer Feuchte um einen verdampfenden Wassertropfen eine staubfreie Zone; um einen kondensierenden Salzwassertropfen in einer Atmosphäre von hoher relativer Feuchte bemerkte er dagegen eine Ansammlung von Staub. Der Vorgang ähnelt der Bewegung von Schwebstoffteilchen im Temperaturfeld², die dort durch einen Wärmestrom zustande kommt. Eine Erscheinung, die der von FACY entdeckten analog ist, ist die staubfreie Zone, die bereits 1870 TYNDALL um einen heißen Körper beobachtete.

In der vorliegenden Arbeit werden die Geschwindigkeiten von Schwebstoffteilchen bei der Diffusion von Wasserdampf durch Stickstoff bei Drucken zwischen 400 bis herab zu 100 Torr gemessen. Die benutzte Apparatur fand bereits bei den Untersuchungen an Schwebstoffteilchen in diffundierenden Gasen in fast der gleichen Form Verwendung³. Für die Geschwindigkeit der Schwebstoffteilchen wird eine Formel aufgestellt und experimentell bestätigt.

I. Theoretisches über Kraft und Bewegung auf Schwebstoffteilchen in diffundierendem Dampf

Wir knüpfen an die Theorie an, die WALDMANN für ein gegen die Weglänge kleines⁴ bzw. großes³

¹ L. FACY, Arch. Meteorol. 8, 229 [1955]; C. R. Acad. Sci., Paris 246, 102, 3161 [1958]; Geofis. Pura Appl. 40, 217 [1958]/II.

² K. H. SCHMITT, Z. Naturforschg. 14 a, 870 [1959].

³ K. H. SCHMITT u. L. WALDMANN, Z. Naturforschg. 15 a, 843 [1960]; s. a. L. WALDMANN, On the motion of spherical

particles in non-homogeneous gases, in Rarefied Gas Dynamics Symposium, Berkeley (Calif.) 1960, im Druck bei Academic Press, New York.

⁴ L. WALDMANN, Z. Naturforschg. 14 a, 589 [1959], Gln. (7.18) und (7.19).



Schwebstoffteilchen im Diffusionsstrom eines binären Gasgemisches aufgestellt hat.

Ein gegen die freie Weglänge kleines ruhendes Schwebstoffteilchen erfährt im Diffusionsstrom eines Dampfes, der parallel zur x -Achse durch ein beliebiges Trägergas diffundiert, die Kraft:

$$K_d = + \frac{8}{3} r^2 n \sqrt{2 \pi k T} \cdot [\sqrt{m} w - \delta \sqrt{m} D d\gamma_1/dx] \quad (1)$$

Unter Einfluß dieser Kraft und der Reibungskraft im Gas-Dampf-Gemisch bewegt sich ein sonst freies Schwebstoffteilchen mit der Geschwindigkeit

$$v_d = w - (\delta \sqrt{m}/\sqrt{m}) D d\gamma_1/dx \quad (2)$$

Es bedeuten:

- $\sqrt{m} = \gamma_1 \sqrt{m_1} \left(1 + \frac{\pi}{8} a_1\right) + \gamma_2 \sqrt{m_2} \left(1 + \frac{\pi}{8} a_2\right),$
 $\delta \sqrt{m} = \sqrt{m_1} \left(1 + \frac{\pi}{8} a_1\right) - \sqrt{m_2} \left(1 + \frac{\pi}{8} a_2\right),$
 $m_{1,2}$ = Masse eines Dampf- bzw. Gasmoleküls,
 $n_{1,2}$ = Konzentration der Dampf- bzw. Gasmoleküle;
 $n = n_1 + n_2,$
 $\gamma_{1,2}$ = Molenbruch des Dampfes bzw. Gases;
 $\gamma_1 + \gamma_2 = 1,$
 $a_{1,2}$ = Koeffizienten der diffusen Reflexion,
 $w = \gamma_1 v_1 + \gamma_2 v_2$ = mittlere Teilchengeschwindigkeit,
 $v_{1,2}$ = mittlere Geschwindigkeit des Dampfes bzw. Gases,
 r = Teilchenradius,
 D = Diffusionskoeffizient Dampf/Gas.

Bei der Diffusion eines Dampfes durch ein ruhendes Trägergas ist die mittlere Teilchengeschwindigkeit w von Null verschieden. Das kommt durch den folgenden Ansatz zum Ausdruck (Beschränkung auf den eindimensionalen Fall):

$$n_1 w - n D \frac{d\gamma_1}{dx} = n_1 v_1 = j_1 \quad (3)$$

$$n_2 w - n D \frac{d\gamma_2}{dx} = n_2 v_2 = 0 \quad (4)$$

Der Diffusionsstrom j_1 des Dampfes ist bei stationärer Diffusion konstant (ortsunabhängig), die mittlere Teilchengeschwindigkeit v_2 des Trägergases verschwindet. Die mittlere Teilchengeschwindigkeit w entnimmt man aus (4). Setzt man sie in (1) und (2) ein, so resultiert für die Kraft

$$K_d = - \frac{8}{3} r^2 n \sqrt{2 \pi k T} \cdot \sqrt{m_1} \left(1 + \frac{\pi}{8} a_1\right) \frac{D}{\gamma_2} \frac{d\gamma_1}{dx} \quad (5)$$

und für die Geschwindigkeit

$$v_d = - \frac{\sqrt{m_1} \left(1 + \frac{\pi}{8} a_1\right)}{\sqrt{m}} \frac{D}{\gamma_2} \frac{d\gamma_1}{dx} \quad (6)$$

oder, wenn $a_1 \approx a_2$ angenommen wird,

$$v_d = \frac{\sqrt{m_1}}{\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}} D \frac{d \log \gamma_2}{dx} \quad (6')$$

Aus (6) ist ersichtlich, daß sich die Schwebstoffteilchen in Richtung des Diffusionsstromes des Dampfes bewegen. Ihre Geschwindigkeit ist unabhängig vom Radius.

Zur Berechnung von v_d nach (6) oder (6') muß der logarithmische Gradient für die benutzte Versuchsanordnung bekannt sein. Im vorliegenden Fall gewinnt man ihn aus dem Gleichungssystem (3), (4) unter Verwendung von Randbedingungen, die dem Experiment angepaßt sind (vgl. Abb. 1). Der Dampf diffundiert von der „Quelle“ (H_2O) im oberen Vorratsgefäß durch das Verbindungsrohr gegen die „Senke“ (P_2O_5) im unteren Vorratsgefäß. Am unteren Rohrende ($x=0$) sei $\gamma_2 = \gamma_{20}$, am oberen ($x=l$) sei $\gamma = \gamma_{2l}$. Durch Elimination von w aus (3) und (4) ergibt sich

$$\frac{d \log \gamma_2}{dx} = \frac{j_1}{n D} = \frac{1}{l} \log \frac{\gamma_{2l}}{\gamma_{20}} \quad (7)$$

und durch Einsetzen in (6')

$$v_d = \frac{\sqrt{m_1}}{\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}} \frac{D}{l} \log \frac{\gamma_{2l}}{\gamma_{20}} \quad (8)$$

Die Geschwindigkeit der Schwebstoffteilchen würde für $\gamma_{2l} = 0$, d. h. wenn am oberen Rohrende reiner Dampf wäre, unendlich große Werte annehmen. Das ist aber physikalisch nicht realisierbar. In diesem Fall kann man nämlich nicht mehr von einer Diffusion sprechen. Es handelt sich dann bereits um eine Strömung, die durch einen Überdruck im oberen Vorratsgefäß verursacht ist und die durch den Strömungswiderstand des Verbindungsrohres bestimmt wird. Gl. (8) gilt demnach nur für nicht zu kleine Werte von γ_{2l} .

Wenn man annimmt, daß am oberen Rohrende der Dampfanteil klein gegen den Gasanteil ist, d. h. $\gamma_{1l} \ll 1$ und daß am unteren Rohrende kaum Dampf vorhanden ist, d. h. $\gamma_{20} \approx 1$, so läßt sich $\log \gamma_{2l}/\gamma_{20} \approx -\gamma_{1l}$ annähern. Mit dieser Näherung geht die exakte Gl. (8) über in

$$v_d = - \frac{\sqrt{m_1}}{\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}} \frac{D}{l} \gamma_{1l} \quad (9)$$

Damit geht auch der logarithmische Gradient von Gl. (6) in einen linearen über. (Zu dem genäherten Ergebnis kommt auch FACY; bei ihm fehlt lediglich der Faktor, der die Massen enthält.) Bei der Anwendung auf die Messungen, bei denen $0 < \gamma_{1l} \leq 0,2$

war, läßt sich weitgehend die Näherungsgl. (9) benutzen. Die Größe γ_{1l} berechnet sich aus dem Verhältnis des Partialdruckes des Dampfes am oberen Rohrende zum Gesamtdruck p in der Apparatur. Da auch der Diffusionskoeffizient dem Druck in der Apparatur umgekehrt proportional ist, hat man für v_d – solange die Näherung (9) gilt – eine Druckabhängigkeit proportional $1/p^2$ zu erwarten, was die Messungen bestätigen werden.

Bei *Schwebstoffteilchen, welche groß gegen die freie Weglänge der Gase* sind, erhält man Kraft und Bewegung nach der Methode der Diffusionsgleitung. Die Rechnung läßt sich analog wie für die großen Schwebstoffteilchen in ruhenden diffundierenden Gasen³ führen: An der Tröpfchenoberfläche gelte für die Diffusionsgleitung der gleiche Ansatz wie früher³, während in großem Abstand vom Schwebstoffteilchen eine mittlere Teilchengeschwindigkeit w gemäß Gl. (4) existiere. Auch hier läßt sich das Problem der Gleitströmung mit Hilfe einer einfachen Transformation auf das einer laminaren Strömung zurückführen, welche an der Tröpfchenoberfläche haftet und in großem Abstand homogen ist. Man erhält nach STOKES für die Kraft eines in der x -Richtung durch ein Trägergas diffundierenden Dampfes auf ein ruhendes kugelförmiges Schwebstoffteilchen

$$K_d = 6 \pi \eta r (1 + \sigma_{12} \gamma_2) \frac{D}{\gamma_2} \frac{d\gamma_2}{dx} \quad (10)$$

und für die Geschwindigkeit, die es unter dem Einfluß dieser Kraft und der Reibung annimmt

$$v_d = (1 + \sigma_{12} \gamma_2) \frac{D}{\gamma_2} \frac{d\gamma_2}{dx} \quad (11)$$

Für den Diffusionsgleitungsfaktor σ_{12} fanden KISTEMAKER und KRAMERS⁵ nach der MAXWELLSchen Methode den Wert

$$\sigma_{12} = \frac{\sqrt{m_1} - \sqrt{m_2}}{\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}} \quad (12)$$

Setzt man (12) in (10) und (11) ein, so ergibt sich für die Kraft

$$K_d = 6 \pi \eta r \frac{\sqrt{m_1}}{\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}} \frac{D}{\gamma_2} \frac{d\gamma_2}{dx} \quad (10')$$

und für die Geschwindigkeit

$$v_d = \frac{\sqrt{m_1}}{\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}} \frac{D}{\gamma_2} \frac{d\gamma_2}{dx} \quad (11')$$

Gl. (11') stimmt also genau überein mit der Geschwindigkeit (6') für die kleinen Teilchen. Für

Schwebstoffteilchen in diffundierenden ruhenden Gasen³ ergab sich die gleiche Übereinstimmung, was sich dort für die großen Teilchen durch das Experiment nicht quantitativ bestätigen ließ. Die vorhandenen Diskrepanzen konnten durch Wahl des folgenden empirischen Ansatzes für σ_{12} überwunden werden:

$$\sigma_{12} = 0,95 \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} - 1,05 \frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2} \quad (13)$$

Bei der Anwendung von Gl. (13) auf die Messungen in diffundierendem Dampf seien die Masse m_1 und der Moleküldurchmesser d_1 den Dampfmolekülen zugeordnet. Für die Diffusion von Wasserdampf durch Stickstoff erhält man dann:

$$\sigma_{12, \text{empirisch}} = -0,26.$$

Dabei ist $d_2 = 3,7 \text{ \AA}$ und $d_1 = 4,1 \text{ \AA}$ gewählt. Die Angabe des Durchmessers für Wasserdampf, der aus der Zähigkeit berechnet ist, ist etwas problematisch infolge des Dipolcharakters des H_2O -Moleküls.

Nach (12) hingegen ergibt sich für $\gamma_1 = 0$ bis 0,2, was dem Experiment entspricht, der Wert

$$\sigma_{12, \text{theoretisch}} = -0,20.$$

Die nach (11) mittels $\sigma_{12, \text{theor}}$ berechnete Geschwindigkeit, welche wie erwähnt mit derjenigen für kleine Teilchen übereinstimmt, ist um 9% größer als die mittels $\sigma_{12, \text{empirisch}}$ berechnete Geschwindigkeit.

II. Experimentelles

Es wurden speziell die Geschwindigkeiten von Öltröpfchen aus Siliconöl M 300 bei der Diffusion von Wasserdampf durch Stickstoff als Trägergas in Abhängigkeit vom Druck gemessen.

1. Apparatur und Meßmethode

Die Apparatur fand bereits bei den Untersuchungen an Schwebstoffteilchen in diffundierenden Gasen³ mit geringfügigen Änderungen Verwendung (Abb. 1). Im oberen Vorratsgefäß stand als Wasserdampfquelle ein wassergefüllter Trog, aus welchem zur Oberflächenvergrößerung Schwammstücke ragten. Im unteren Vorratsgefäß befand sich als Senke für den Wasserdampf Phosphorpentoxid. Der Wasserdampf diffundiert längs des Verbindungsrohres durch die beiden Kondensatornetze N_1 , N_2 , zwischen denen die Schwebstoffteilchen im Mikroskop M beobachtet werden. Die Temperatur im oberen Vorratsgefäß wurde mit Hilfe eines Thermostaten auf dem konstanten Wert von $19,5^\circ\text{C}$ gehalten, was einem Partialdruck des Wasserdampfes von 17 Torr entspricht.

⁵ H. A. KRAMERS u. J. KISTEMAKER, *Physica* **10**, 699 [1943].

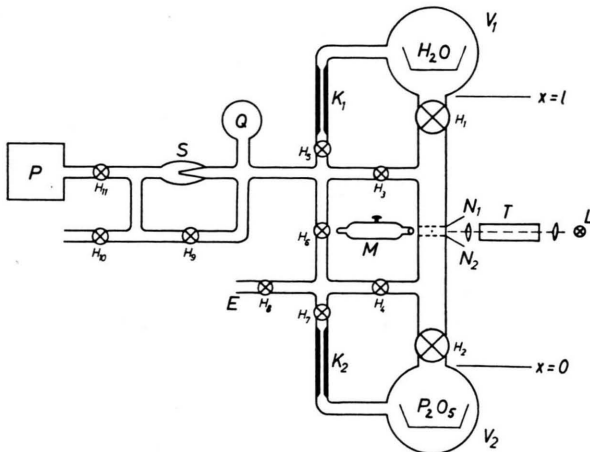


Abb. 1. Apparatur zur Messung der Geschwindigkeit von Schwebstoffteilchen in diffundierenden Dämpfen.

Auch die *Meßmethode* blieb gegenüber früher³ die gleiche. Der Diffusionsstrom des Wasserdampfes konnte mit Hilfe der Hähne H_1 und H_2 an den Enden des Verbindungsrohres unterbrochen werden. Die Geschwindigkeit der Schwebstoffteilchen im diffundierenden Wasserdampf ergab sich ebenfalls wie früher als Differenz der Geschwindigkeiten mit und ohne Diffusionsstrom.

Bei Atmosphärendruck waren die Geschwindigkeiten der Schwebstoffteilchen im diffundierenden Wasserdampf gegenüber ihrer Gravitationsgeschwindigkeit zum Nachweis zu klein. Die Messungen waren aber bei Drucken zwischen 400 bis herab zu 100 Torr gut durchführbar. Unterhalb 100 Torr war die Teilchengeschwindigkeit, welche quadratisch mit abnehmendem Druck anwächst, zur Messung zu groß. Auch machte sich jetzt eine Strömungsstörung bemerkbar.

2. Eichung der Apparatur

Sie gestaltet sich bei den Messungen in diffundierendem Wasserdampf einfacher als in diffundierenden Gasen. Da sich im Verbindungsrohr ein stationärer Diffusionsstrom des Wasserdampfes einstellt, braucht nur die durch die Konstruktion der Apparatur (Querschnittsverengung) bedingte Korrektur berücksichtigt zu werden. Sie wurde bei den Untersuchungen in diffundierenden Gasen³ aus dem zeitlich exponentiellen Ausgleich der Konzentrationsunterschiede in den beiden Vorratsgefäßen zu 27% bestimmt. Man hat also in Gl. (8) statt der geometrischen Länge von 20 cm eine effektive Rohrlänge von 25,4 cm einzusetzen.

III. Die Ergebnisse der Messungen

Abb. 2 zeigt die Geschwindigkeit v_d der Schwebstoffteilchen in Abhängigkeit vom Druck. Innerhalb des Meßbereiches zwischen 100 und 400 Torr ergibt sich eine Abhängigkeit von $1/p^2$. Das bedeutet, daß die Näherungsformel (9) für v_d hier noch gut anwendbar ist.

Auch diesmal ist es wieder wie in früheren Arbeiten (s. Anm. 2, 3) zweckmäßig, aus den Daten von Abb. 2 reduzierte Größen zu ermitteln. In Abb. 3 ist eine reduzierte Geschwindigkeit

$$v_d' = v_d \cdot p / 760 \cdot 1 / \log (\gamma_{21} / \gamma_{20})$$

gegen einen reduzierten Teilchenradius $r' = r p / 760$ aufgetragen. Die Bedeutung von v_d' ersieht man aus Gl. (8). Es handelt sich um den Faktor

$$\sqrt{m_1} / (\gamma_1 \sqrt{m_1} + \gamma_2 \sqrt{m_2}) \cdot D_0 / l.$$

D_0 ist der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf/Luft bei 760 Torr und 20 °C. Als Mittelwert dreier Literaturangaben war $D_0 = 0,24 \text{ cm}^2/\text{sec}$ ($\pm 20\%$).

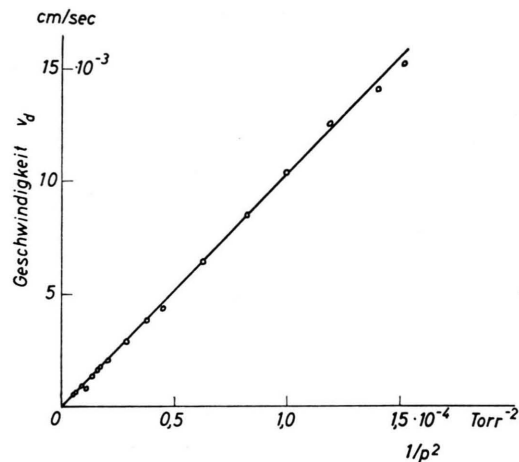


Abb. 2. Geschwindigkeit von Öltröpfchen in diffundierendem Wasserdampf in Abhängigkeit vom Druck.

Die große Fehlerstreuung bei größerem r' rührt daher, daß die in diesem Bereich bei höherem Druck gemessenen Geschwindigkeiten sich kaum von der Gravitationsgeschwindigkeit unterscheiden.

Die Kurve in Abb. 3 repräsentiert die Geschwindigkeit von Teilchen mit den angegebenen Radien erstens bei Atmosphärendruck, d. h. wenn der Faktor $760/p = 1$ ist und zweitens, wenn der Faktor $\log \gamma_{21} / \gamma_{20} = 1$ ist. Dieser letzten Forderung würde ein Wasserdampfgehalt von 63% am oberen Rohrende entsprechen, unter der Annahme, daß $\gamma_{20} = 1$ ist. Inwieweit diese Voraussage zutrifft, hängt von der Gültigkeit von Gl. (8) bei einem so großen Wasserdampfanteil ab.

Auf der Ordinate sind links zwei theoretische Werte von v_d' für $\gamma_1 = 0$ und 0,5 nach Gl. (8) für kleines r' markiert. Die Übereinstimmung mit den gemessenen Geschwindigkeiten ist sehr gut, sogar besser, als es auf Grund der recht großen Unsicher-

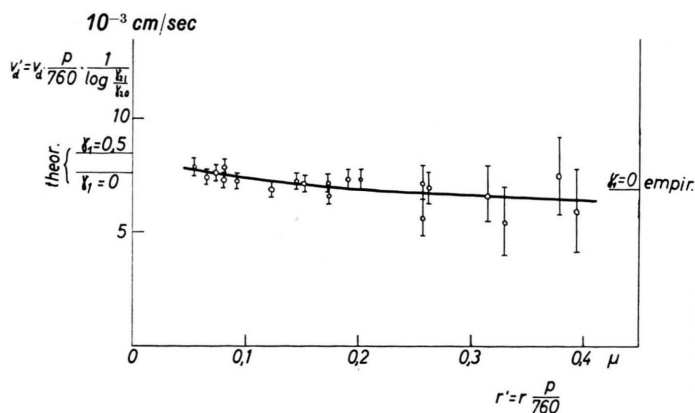


Abb. 3. Reduzierte Geschwindigkeit v_d' von Öltröpfchen in Abhängigkeit vom reduzierten Radius bei der Diffusion von Wasserdampf durch Stickstoff. Theoretische Werte von v_d' nach (8) links, empirischer Wert nach (11) und (13) rechts am Rand.

heit für D_0 zu erwarten ist. Die Meßpunkte sind für $r' \leq 0,1 \mu$ bei $\gamma_1 \approx 0,2$ gemessen; damit könnte in diesem r' -Bereich das schwache Abbiegen der Kurve nach oben erklärt werden.

Rechts auf der Ordinate ist der nach (11) und (13) mit $\sigma_{12, \text{empirisch}}$ berechnete Wert von v_d' für großes r' eingezeichnet. Daß auch hier die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment recht gut ist, ist zu erwarten, da Gl. (13) bei den Untersuchungen in ruhenden diffundierenden Gasen³ empirisch aufgestellt wurde.

Die durch Gl. (11) gegebene Geschwindigkeit gilt nur unter der Voraussetzung, daß die Teilchen groß gegen die freie Weglänge sind. Bei den Messungen ist das aber nicht der Fall, sie spielen sich vielmehr im Übergangsgebiet ab. Infolgedessen sind für die Reibungs- und Diffusionsgleitung Korrekturen anzubringen. Für die STOKESSche Reibungskraft ist diese Korrektur bekannt; sie geht auf CUNNINGHAM zurück und ist von der Form $(1 + l/r)$. Die durch die Diffusionsgleitung auf das Teilchen ausgeübte Kraft (10) erfordert dann konsequenterweise ebenfalls eine Korrektur analoger Form, die aber bis jetzt nicht bekannt ist. Daher konnte beides in Gl. (11) für die Geschwindigkeit nicht berücksichtigt werden.

Es wurde auch versucht, die gemessenen Geschwindigkeiten mit Hilfe der genäherten Formel (9) für v_d zu reduzieren, also ein $v_d' = v_d \cdot p/760 \cdot p/p_{H_2O}$ zu bilden. Bei großem r' stimmt die so ermittelte Kurve mit der von Abb. 3 überein. Bei kleinem r' biegt die genäherte Reduktion jedoch stärker nach oben um; hier gilt also bereits die Näherungsformel (9) nicht mehr.

IV. Folgerungen aus den Messungen

Aus Abb. 3 ist ersichtlich, daß die Geschwindigkeit von Schwebstoffteilchen in diffundierendem Wasserdampf im r' -Bereich von 0,05 bis 0,5 μ prak-

tisch unabhängig vom Teilchenradius ist. Das bedeutet, daß sich Staub in diffundierendem Wasserdampf quantitativ abscheiden läßt. Man kann damit allerdings keine Staubproben zu Meßzwecken gewinnen, da der abgeschiedene Staub mit dem kondensierten Wasser weggespült wird, aber man kann Geräte auf dieser Basis als Staubfilter bauen. Ein nach diesem Prinzip gebauter kleiner Staubabscheider, in welchem die staubhaltige Luft senkrecht zum Wasserdampf bewegt wird, zeigte bei Versuchen mit Zigarettenrauch gute Ergebnisse.

Eine weitere Bestätigung der Bewegung von Schwebstoffteilchen in diffundierendem Dampf findet man in der Diffusionsnebelkammer⁶. In einer solchen Kammer diffundiert Alkoholdampf vom geheizten Deckel durch ein Trägergas, meist Luft, gegen den gekühlten Kammerboden; es liegen also Verhältnisse vor, wie sie durch die Gln. (3) und (4) beschrieben werden (vgl. auch YORK⁷). In der über dem Boden sich ausbildenden übersättigten Alkoholdampfschicht entstehen die Spuren der ionisierenden Strahlen als Tröpfchen aus kondensierendem Alkoholdampf. Die entstandenen Bahnen gelangen sehr schnell, in Luft mit etwa 0,2 cm/sec, aus der empfindlichen Schicht heraus auf den Boden der Kammer. Diese großen Geschwindigkeiten sind nicht allein durch die Gravitationswirkung bedingt, auch nicht durch den über dem Kammerboden vorhandenen Temperaturgradienten von etwa 10 Grad/cm, sondern sie werden vor allem durch den diffundierenden Alkoholdampf verursacht. Mit der Kammer kann man auch Versuche über den Einfluß eines anderen Trägergases auf die Wanderungsgeschwindig-

⁶ H. KLUMB u. G. MIX, Z. angew. Physik 7, 271 [1955].

⁷ C. M. YORK, Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik, Flügges Hdb. d. Phys. 45, S. 284.

keit der Tröpfchen anstellen. Füllt man nämlich die Kammer mit Wasserstoff statt Luft als Trägergas, so verschwinden die Bahnen etwa fünfmal so rasch wie in Luft. Das ist bedingt durch die größere Wirkung

des Temperaturfeldes und durch die raschere Diffusion des Alkoholdampfes in Wasserstoff.

Herrn Prof. WALDMANN danke ich für wertvolle Hinweise bei der Abfassung des theoretischen Teils.

Reichweite von Li^8 -Ionen der Energie 40–450 keV in Wasserstoff, Deuterium und Helium

Von H. G. CLERC *, H. WÄFFLER und F. BERTHOLD **

Aus der Kernphysikalischen Abteilung des Max-Planck-Instituts für Chemie
(Otto-Hahn-Institut), Mainz

(Z. Naturforschg. 16 a, 149–154 [1961]; eingegangen am 9. November 1960)

The range-energy relation for Li^8 -ions has been determined from 40 to 450 keV for H_2 , D_2 and He as a stopping gas. The results for H_2 and He are shown to be in satisfactory agreement with the stopping cross sections of Li^7 -ions, as determined by ALLISON and LITTLEJOHN¹. If the effect of nuclear elastic collisions is taken into account, the experimental differences between the ranges in H_2 and D_2 follow closely the theoretical predictions². An extension of the range-energy relation for Li-ions of mass 6 and 7 is presented.

Als Versuchsanordnung für Reichweitemessungen der Ionen leichter Atome im Energiebereich zwischen etwa 100 keV und einigen MeV wird vorzugsweise die Nebelkammer verwendet. Sie hat den Vorteil, die gesuchte Größe unmittelbar aus der Messung zu liefern. Allein die Reduktion der so gewonnenen Daten auf Normalbedingungen ist mit erheblichen Unsicherheiten verbunden. So stellt bereits die Umrechnung der im Gasgemisch der Kammer gemessenen Reichweiten auf eine Standardsubstanz (vorzugsweise Luft) ein Verfahren dar, welches nur für sehr hohe Partikelgeschwindigkeiten in guter Näherung durchgeführt werden kann.

Der spezifische Energieverlust schneller Ionen läßt sich im allgemeinen exakter messen als die Reichweite³. Derselbe erlaubt jedoch nur bedingt Rückschlüsse auf die Reichweite, nämlich nur dann, wenn die zu einer vorgegebenen Energie des Ions gehörende Restreichweite schon bekannt ist. WEYL⁴ hat das Bremsvermögen verschiedener Gase für H-, He-, N- und Ne-Ionen im Energiebereich zwischen 150 und 450 keV bestimmt. In seiner Anordnung durchlaufen die auf einheitliche Geschwindigkeit beschleunigten Ionen eine Bremsgasstrecke, hinter welcher ihre Restenergie mit einem elektrostatischen Analysator gemessen wird. An Stelle von Eintritts- und

Austrittsfenstern als Abschluß der Bremsgasstrecke kommt ein differentiell Pumpsystem zur Anwendung. Diese Anordnung bedingt sehr enge Ein- und Austrittsblenden, so daß Ionen, welche in der Gasstrecke um mehr als 10^{-3} rad aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt wurden, für die Messung verloren gehen. Das bedeutet, daß der Beitrag der elastischen Kernstöße zum differentiellen Energieverlust bei dieser Meßmethode nicht miterfaßt wird. Mit der gleichen Anordnung bestimmten ALLISON und LITTLEJOHN¹ den spezifischen Energieverlust von Li^7 -Ionen zwischen 100 und 450 keV in He_2 , He, A und Luft. Ihre Ergebnisse werden im folgenden mit den Resultaten der vorliegenden Arbeit verglichen.

Neben den bereits bekannten Methoden bieten die kurzen Halbwertszeiten einiger leichter radioaktiver Kerne (He^6 , Li^8 , B^8 , B^{12}) ein weiteres Verfahren zur Reichweitemessung: Bei Kernreaktionen, in welchen diese Nuklide als Reaktionsprodukt entstehen, kommt ihnen eine durch die Erhaltungssätze und die Beobachtungsrichtung bestimmte kinetische Energie zu. Ihre Abbremsung in der zu untersuchenden Substanz (Gas) erfolgt praktisch ausschließlich vor dem radioaktiven Zerfall. Infolgedessen erlaubt die Markierung des Zerfallsortes, durch Registrierung

* Dissertation, Mainz 1960.

** Jetzt: Laboratorium Prof. Dr. R. BERTHOLD, Wildbad/Schwarzwald.

¹ S. K. ALLISON u. C. S. LITTLEJOHN, Phys. Rev. 104, 959 [1956].

² N. BOHR, K. Danske Vidensk. Selsk., mat-fys. Medd. Band 18, No. 8 [1948].

³ W. WHALING, Handbuch der Physik 34, 193 [1958].

⁴ P. K. WEYL, Phys. Rev. 91, 289 [1953].