

25 Sek. mit einer Anfangsaktivität von 530 pro Minute. Das zeigt also, daß in der Abfallskurve mit $T = 38$ Sek. noch ein gewisser Anteil von 24-Sek.-Körper mit enthalten ist. Unter Berücksichtigung der geringen Absorption des 24-Sek.-Körpers in der $100\text{-}\mu$ -Folie ließ sich also aus dem zweiten Versuch dieser Anteil entnehmen und von der gesamten Abfallskurve abziehen. Dieses Verfahren ergibt für die Halbwertszeit des stark absorbierbaren Anteiles $T = 41 \pm 2$ Sek. in vorzüglicher Übereinstimmung mit Alvarez, Helmholtz und Nelson. Bei der vorliegenden Folie ist bei unendlicher Bestrahlung das Intensitätsverhältnis vom 40-Sek.- zum 24-Sek.-Körper mit den D + D-Neutronen unter Berücksichtigung der verschiedenen Absorption in der Zählerfolie etwa 8 : 1. Weiter wurde noch die Energie der ausgesandten Strahlung untersucht. Absorptionsmessungen mit dünnen Al-Folien ergaben eine Halbwertsdicke von etwa 6—8 μ Al; die Strahlung ist also extrem weich. Die maximale Reichweite betrug etwa 8 bis 9 mg/cm², was einer Energie von etwa 90 KeV entspricht. Bei weiteren Versuchen, die dünne

Ag-Folie mit verlangsamten D + D-Neutronen (innerhalb Paraffin, ohne Cd) zu aktivieren, die wegen zu großer Aktivität eine starke Herabsetzung der Bestrahlungsstärke erforderten, ergaben sich nur eine 24-Sek.- und eine 2,4-Min.-Periode, während ein etwa vorhandener 40-Sek.-Körper völlig überdeckt war. Es muß also gefolgt werden, daß die 40-Sek.-Periode nicht verstärkt bzw. keineswegs so verstärkt wurde wie die von 24 Sekunden.

Beztiglich der Zuordnung des 40-Sek.-Körpers ist also aus der Art seiner Entstehung, der mangelnden Verstärkbarkeit und der geringen Strahlenenergie zu folgern, daß es sich um ein durch (n,n)-Prozeß entstandenes angeregtes Silberisotop $^{107,109}\text{Ag}^*$ handelt.

Aus der Übereinstimmung der Halbwertszeit und der Strahlenhärte ist auch zu schließen, daß es sich bei der 40-Sek.-Aktivität um denselben Körper handelt, den Alvarez, Helmholtz und Nelson aus $^{107,109}\text{Cd}$ durch radioaktiven Zerfall erhielten. Deren Zuordnung zu Ag* hat also durch vorliegende Versuche ihre Bestätigung erfahren.

Die Temperaturerscheinungen in diffundierenden, strömenden Gasen

Von LUDWIG WALDMANN

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Tübingen

(Z. Naturforschg. 1, 10—11 [1946]; eingegangen am 18. September 1945)

Wenn ruhende Gase ineinander diffundieren, entstehen vorübergehende Temperaturunterschiede, die abklingen in dem Maß, wie sich die Konzentrationsdifferenz ausgleicht (nichtstationärer Diffusionsthermoeffekt)^{1, 2}. Bei stationär strömenden Gasen dagegen kann ein dauernder Diffusionsvorgang stattfinden und dementsprechend bildet sich in diesem Fall ein zeitlich konstantes Temperaturfeld aus (stationärer Diffusionsthermoeffekt), worüber kurz berichtet werde.

¹ K. Clusius u. L. Waldmann, Naturwiss. 30, 711 [1942].

² L. Waldmann, Naturwiss. 32, 222, 223 [1944]; Z. Physik, im Druck.

³ L. Waldmann, Z. Physik, im Druck.

Die Grundgleichungen des stationären Effekts lauten³

$$\vec{u} \operatorname{grad} \gamma = \operatorname{div} (D \operatorname{grad} \gamma) \quad (1)$$

$$\frac{c_p}{v} \vec{u} \operatorname{grad} T = \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T + \alpha p D \operatorname{grad} \gamma). \quad (2)$$

Hierin bedeuten u die Teilchengeschwindigkeit des Gasgemisches, γ den Molenbruch einer Komponente, D den Diffusionskoeffizienten, c_p die Molwärme bei konstantem Druck, v das Molvolumen, T die absolute Temperatur, λ den Wärmeleitkoeffizienten, α den Thermodiffusionsfaktor, p den Druck.

Strömen die Gase nur in der z-Richtung mit



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.

genügend großer, überall gleicher Geschwindigkeit w , so werden die Gl. (1) und (2) gleichlautend mit denjenigen für den nichtstationären Effekt^{1, 4}, wenn man dort die Zeit t durch $\frac{z}{w}$ ersetzt. Es treten dann also zeitlich konstante Temperaturdifferenzen auf, die nahe der Diffusionsgrenzschicht und der Eintrittsstelle von der Größe

$$(T - T_0)_{\text{extrem}} = 0,24 T_0 \frac{\mathfrak{R}}{c_p} \alpha (\gamma_\infty - \gamma_{-\infty})$$

sind⁴. Dabei bedeuten \mathfrak{R} die Gaskonstante, $\gamma_{-\infty, \infty}$ den Molenbruch einer Komponente und T_0 die Gastemperatur an den Stellen $z = -\infty$ bzw. ∞ , wo die Gase unvermischt bzw. völlig vermischt sind. Der stationäre Effekt muß demnach ebenso leicht meßbar sein wie der nichtstationäre.

Für den exakten Vergleich mit der Messung empfiehlt sich die Einführung des Temperaturlinienintegrals

$$\Psi = \int_{-\infty}^{\infty} (T - T_0) dz, \quad (3)$$

welches der Gleichung genügt

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \alpha p (\gamma_{-\infty} - \gamma_\infty) w / \lambda. \quad (4)$$

Dabei ist wieder angenommen, daß sich die Gase nur in der z -Richtung bewegen mit der Geschwindigkeit $w(x, y)$. — Gl. (4) läßt sich leicht lösen, wenn die Gase in zwei Kreisrohren strömen, welche längs einer gemeinsamen Mantellinie durch einen schmalen, genügend langen Schlitz, durch den die Diffusion erfolgt, in Verbindung stehen. Die auf jedes Rohr bezüglichen Größen seien durch die Indices I, II bezeichnet. In jedem Rohr herrsche Poiseuillesche Strömung mit der mittleren Geschwindigkeit $\bar{w}_{I, II}$. R sei der für beide Rohre gleich angenommene Radius. Ψ ist am größten in der

jeweiligen Rohrachse. Mit der Abkürzung

$$\bar{w} = \frac{\bar{w}_I \bar{w}_{II}}{\bar{w}_I + \bar{w}_{II}} \quad (5)$$

für die „reduzierte Strömungsgeschwindigkeit“ ergibt sich

$$\Psi_{I (II), \max} = (+/-) \frac{3}{8} R^2 p \left(\frac{a}{\lambda} \right)_{I (II)} (\gamma_{-\infty, II} - \gamma_{-\infty, I}) \bar{w}. \quad (6)$$

Zum Nachweis des Effekts und zur Prüfung der Beziehung (6) wurde ein Apparat benutzt, bestehend aus zwei 50 cm langen Rohren von 1 cm Durchmesser und mit einem gemeinsamen 40 cm langen, 0,5 cm breiten, mit einem feinen Netz überdeckten Schlitz. In der Achse jedes Rohres war ein Temperaturmeßdraht gespannt.

Versuche mit $H_2 \leftrightarrow N_2$ zeigten sogleich, daß sich tatsächlich der H_2 -Strom erwärmt, der N_2 -Strom abkühlt. Darüber hinaus konnte die Aussage von Gl. (6), daß die $\Psi_{I, II, \max}$ der reduzierten Strömungsgeschwindigkeit proportional sind und es auf das Verhältnis \bar{w}_I / \bar{w}_{II} selbst nicht ankommt, quantitativ bestätigt werden. \bar{w} lag dabei zwischen 0,5 und 5 cm/sec.

Ebenfalls eine Bestätigung von Gl. (6) ergaben Versuche, bei denen 80% N_2 , 20% $H_2 \leftrightarrow N_2$ sowie $H_2 \leftrightarrow 20\% N_2, 80\% H_2$ diffundierte. Die Auswertung mittels Gl. (6) lieferte $\alpha = 0,21$ für $\gamma_{N_2} = 0,9$ sowie $\alpha = 0,40$ für $\gamma_{N_2} = 0,1$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den auf Grund des nichtstationären Effekts gefundenen Werten, welche $\alpha = 0,21$ bzw. 0,42 waren².

Schließlich wurde die Diffusion von $N_2 \leftrightarrow O_2$ untersucht. Aus den etwas unsicheren Messungen folgte $\alpha = 0,018$. Der nichtstationäre Effekt hatte $\alpha = 0,018$ ergeben².

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Unterstützung dieser Arbeit. Ein ausführlicher Bericht wurde der Z. Physik eingereicht.

⁴ L. Waldmann, Z. Physik 121, 501 [1943].