

beliebig hohem Mitteldruck feststellen. Man wird den Mitteldruck so hoch wählen, daß K_p wenigstens 1,5 mal so groß wird wie K_o oder noch größer; wollte man sich mit kleinerem K_p begnügen, so würden Meßfehler von K_p und K_o eine große Unsicherheit des Faktors $(\frac{K_p}{K_o} - 1)$ erzeugen, der in Gl. (12) den Porenradius bestimmt.

Meßeinrichtungen für die Gasströmungsgeschwindigkeit.

Adzumi hat für seine Messungen an porösen Stoffen anscheinend dieselbe Einrichtung benutzt wie *Sameshima*:

An einem senkrecht gestellten Kugelrohr ist das Volumen der Kugel zwischen zwei Halsmarken zu 70 cm^3 gemessen. Das Kugelrohr wird von unten her aus einer Niveaubirne mit Quecksilber gefüllt, und die beim Füllen verdrängte Luft durchströmt die Untersuchungsplatte. Sie wird auf ein Ende eines Rohres aufgekittet, und man setzt dieses Rohr mit der Platte voran in den weiten oberen Hals des Kugelrohres mit einem Stopfen dicht ein; das Ganze befindet sich in einem Wasserthermostaten. Beim Steigenlassen des Quecksilbers im Kugelrohr muß man durch Anheben der Niveaubirne für einen gleichbleibenden Druck vor der Untersuchungsplatte sorgen, dort ist daher ein Manometerrohr seitlich angesetzt. Man bestimmt die Zeit, in der das Quecksilber das Volumen zwischen den Halsmarken anfüllt, in der also 70 cm^3 Luft durch die Platte strömen, gemessen bei der Summe von Atmosphärendruck und dem abgelesenen Überdruck. Die treibende Druckdifferenz bei der Strömung berechnet sich aus ebendiesem Druck und aus dem Druck auf der Plattenrückseite.

Hier hielt *Sameshima* ein Vakuum aufrecht und konnte deshalb mit handlichen Quecksilbersäulen bis zu $2,5 \text{ atm}$ Druckdifferenz erzeugen. Nach dem bei Gl. (14) dargelegten wird man jedoch volles Vakuum vermeiden, wenn die Strömungsmessungen zur Porengrößenbestimmung dienen sollen; ein bedeutender Fehler kann allerdings nicht auftreten, denn γ ändert sich bei niedrigen Drucken nur zwischen 0,9 und 1, außerdem kann der bei niedrigem Druck durchströmter Teil der Porenänge nicht groß sein gegen die gesamte Porenänge. Vom Niederdruckende der Capillare zum Hochdruckende hin steigt nämlich der Druck in der Capillare zunächst stärker als linear, ähnlich wie bei einer rein laminaren Gasströmung; geradlinigen Druckanstieg über der Rohrlänge hätte man nur bei rein molekulärer Strömung.

Bei dem geschilderten Verfahren kann man den Mitteldruck p nur dadurch erhöhen, daß man die treibende Druckdifferenz erhöht. Will man von dieser Verkettung unabhängig sein, so wird man das sog. Aspirationsverfahren anwenden, mit dem *Knudsen* und *Adzumi* ihre Messungen an Glascapillaren ausführten:

Zwei Glaskolben, jeder mit einem Manometer und absperrbaren Gaszuführungen versehen, sind durch die Capillare verbunden; man kann diese Verbindung an einem eingeschalteten U-Rohr unterbrechen, wenn man es von unten her mit Quecksilber versperrt. Die beiden Kolben werden mit dem Meßgas so weit gefüllt, daß sich die gewünschte Druckdifferenz ergibt, und dann läßt man eine gemessene Zeit lang die Drucke sich durch die Capillare hindurch ausgleichen, etwa so lange, daß die Druckdifferenz bis auf $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{3}$ des Anfangswertes sinkt.

Bei diesem Verfahren ist also die treibende Druckdifferenz mit der Zeit veränderlich. Soll der mittlere Druck p trotzdem unveränderlich sein, so muß man die beiden Kolbenvolumina gleichmachen, eine wichtige Bedingung, auf die *H. Eger*²⁵⁾ hingewiesen hat. Bezeichnet man die vor und hinter der Capillare beim Versuchsbeginn herrschenden Drucke mit p_1

²⁵⁾ Ann. Physik 27, 823 [1908].

und p_2 , die nach der Versuchsdauer τ ausgebildeten Drucke mit p_1' und p_2' , so ist der während des Strömungsvorganges bestehende Mitteldruck p aus Gl. (2) zu berechnen und ergibt sich bei Gleichheit der beiden Kolbenvolumina übereinstimmend aus p_1 und p_2 oder aus p_1' und p_2' . Die pro Sekunde und pro Einheit der Druckdifferenz übergestromte Gasmenge K berechnet man aus den Versuchswerten wie folgt:

$$K = \frac{V_1 \cdot V_2}{V_1 + V_2} \cdot \frac{1}{\tau \cdot P} \cdot \ln \frac{P_1 - P_2}{P_1' - P_2'} \quad [\text{cgs}]$$

K gemessen in $\frac{\text{cm}^3 \text{ Gas, gemessen beim Druck } P}{\text{s} \cdot 1 \text{ dyn/cm}^2 \text{ Druckdifferenz}}$

Hierin bedeuten V_1 und V_2 die (möglichst gleichgroß gemachten) Volumina der Kolben vor und hinter der Capillare. Will man K mit der für Gl. (12) und (13) passenden Benennung erhalten und den gewöhnlichen Logarithmus benutzen, so ist

$$K = \frac{V_1 \cdot V_2}{V_1 + V_2} \cdot \frac{2,303}{\tau} \cdot \log \frac{P_1 - P_2}{P_1' - P_2'}$$

Die Versuchsdauer τ setzt man in Sekunden ein und die Drucke in beliebigem Maß, alsdann folgt K in

$$\frac{\text{cm}^3 \text{ Gas, gemessen bei } 1 \text{ atm}}{\text{s} \cdot 1 \text{ atm Druckdifferenz}}$$

oder, was dieselbe Maßzahl ergibt, in

$$\frac{\text{cm}^3 \text{ Gas, gemessen bei } 1 \text{ mm Hg}}{\text{s} \cdot 1 \text{ mm Hg Druckdifferenz}}$$

Messungsergebnisse.

Adzumi und *Sameshima* untersuchten insgesamt fünf unglasierte keramische Massen, u. a. eine Tonzelle für galvanische Elemente. Sie benutzten Platten von 0,15 bis 0,4 cm Dicke und 0,27 bis 2,2 cm² durchströmter Fläche. (Die Angaben für die Platten II und III scheinen durch Druckfehler entstellt zu sein.) Der lineare Verlauf der $K-p$ -Kurve ist durch je drei oder vier Messungen erwiesen, wobei Mitteldrucke p zwischen 0,5 und 1,25 atm benutzt worden sind. Das Verhältnis K_p/K_o liegt für $p = 1 \text{ atm}$ zwischen 1,4 und 3. Die Porenradien werden zwischen 10^{-4} und 10^{-5} cm gefunden, die Porenzahlen für 1 cm² zwischen 10^6 und 10^8 .

Es sei nochmals daran erinnert, daß an den keramischen Massen die berechneten Porenradien und Porenzahlen nicht wirklich vorzukommen brauchen; die Zahlen geben nur an, wie eine Modellplatte in der Richtung des Gasstromes zu bohren wäre, wenn sie beim Strömungsversuch sich ebenso verhalten soll wie eine gleichgroße Platte aus dem untersuchten Stoff. Bei anderen Untersuchungsverfahren werden sich Platte und Modellplatte verschieden verhalten; z. B. würde wahrscheinlich ein gemessener Wert des Gesamtluftraumes nicht mit dem Porenraum der Modellplatte übereinstimmen.

Für Rechnungen mit komplizierteren Modellen liegen einige Vorarbeiten vor: Der Widerstand von nicht kreiszylindrischen Röhren gegen molekulare Strömung ist von *Knudsen* berechnet worden; über ähnliche Arbeiten für die Laminarströmung berichtet *L. Schiller*²⁶⁾. Das Minimum der $K-p$ -Kurve dürfte sich nach einer Beobachtung von *W. Klose*¹⁹⁾ bei nicht kreisförmigem Rohrquerschnitt nach höheren Drucken verschieben. Endlich bewies *Adzumi* im Gültigkeitsbereich der Gl. (9) eine Formel für die Gasströmung durch ein System aus vielen verschiedenen Capillaren, die in beliebiger Weise parallelgeschaltet und hintereinandergeschaltet sind.

Eingeag. 8. April 1940. [A. 58.]

²⁶⁾ Physik in regelm. Ber. 5, (8) [1937].

${}^1\text{H}^3 \rightarrow {}^1\text{He}^3 + {}^0\text{n}^1$. 2. ${}^1\text{H}^2 + {}^1\text{H}^2 \rightarrow {}^1\text{H}^3 + {}^1\text{H}^1$. Ihre Auswertung ergibt (aus den gemessenen Energietönungen und unter Benutzung der neuesten Daten für die bekannten Massen ${}^0\text{n}^1$, ${}^1\text{H}^1$, ${}^1\text{H}^2$) die Massen ${}^1\text{He}^3$: $3,01708 \pm 0,00014$ und ${}^1\text{H}^3$: $3,01705 \pm 0,00002$.

Addiert man die Massen der einzelnen Kernbestandteile, so findet man 1. 2 Protonen + 1 Neutron = 3,02521

2. 1 Proton + 2 Neutronen = 3,02603.

Aus dem Vergleich mit den obigen Ergebnissen folgen die Massendefekte

bei ${}^1\text{He}^3$ zu $\Delta m = 0,00821$, entsprechend etwa 8 MeV, und bei ${}^1\text{H}^3$ zu $\Delta m = 0,00898$, entsprechend etwa 9 MeV.

Die Bindungsenergie ist also bei ${}^1\text{H}^3$ etwas größer. Es ist aber daraus noch kein eindeutiger Schluß zu ziehen, welches Atom stabiler ist. Da ein stabiles ${}^1\text{H}^3$ wahrscheinlicher ist, wurde spektroskopisch danach gesucht. *Blakely* untersuchte 0,5 g aus 75 t Wasser durch Elektrolyse gewonnenes schweres Wasser, ohne eine zur Masse 3 gehörige Linie zu finden. Auch Aston fand kein Anzeichen

VERSAMMLUNGSBERICHTE

Physikalisches Institut der Universität Berlin.

Colloquium am 13. September 1940.

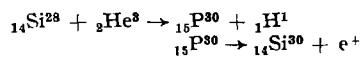
Sauerwein: Über ${}^1\text{H}^3$ und ${}^1\text{He}^3$.

In der Reihe der Atomgewichte fehlt die Massenzahl 3. Wenn ein stabiles Atom dieser Masse existiert, muß es in außerordentlich geringer Menge vorkommen. Das fragliche Atom müßte ein Isotop des Wasserstoffs oder des Heliums sein. Der Kern des ${}^1\text{H}^3$ muß aus einem Proton und zwei Neutronen, der des ${}^1\text{He}^3$ aus zwei Protonen und einem Neutron bestehen. Wegen der abstoßenden Kräfte zwischen den zwei Protonen des ${}^1\text{He}^3$ -Kerns wurde die Existenz eines stabilen ${}^1\text{H}^3$ für wahrscheinlicher gehalten.

Die Beschleunigung von Deuterium mit Deuteronen (*Oliphant, Harteck u. Rutherford* 1934) liefert folgende beiden Prozesse: 1. ${}^1\text{H}^3 +$

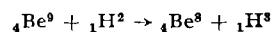
von H^3 in 11 g aus 13 000 t Wasser hergestelltem, schwerem Wasser. Hieraus war zu schließen, daß das Mengenverhältnis von H^3 zu H^1 höchstens $7:10^{10}$ beträgt. Rutherford's letzte Arbeit führte zu dem Ergebnis, daß dieses Verhältnis sogar kleiner als $1,5:10^{10}$ sein muß. Auch He^8 wurde nicht gefunden.

Erst Alvarez und Cornog gelang es mit Hilfe des Cyclotrons, Teilchen der Masse 3 nachzuweisen, und zwar das He^8 . Ein H^3 ließ sich nicht finden. Das Mengenverhältnis des Isotops He^3 zu He^4 beträgt $1:10^7$ bei Helium, das aus Luft gewonnen wurde, $1:10^8$ bei Helium aus Erdgas. Aus der Existenz des stabilen Isotops He^3 folgt, daß das Helium nicht nur aus radioaktiven Prozessen stammt. Bei der Untersuchung des Prozesses



wurde festgestellt, daß Helium aus Erdgas 12mal ärmer an He^3 ist als Helium aus Luft.

He^8 ist instabil und sendet eine β -Strahlung einer mittleren Energie von 10 keV aus; danach muß die Halbwertszeit 10 bis 100 Jahre betragen. Dies wurde durch die Untersuchung des Prozesses



bestätigt.

Colloquium am 20. September 1940.

Scheffers: Über die Polarisierbarkeit des Wasserstoffatoms.

In Atomen im Grundzustand erzeugt ein starkes elektrisches Feld ein der Feldstärke proportionales Moment. Die Proportionalitätskonstante α = Moment: Feldstärke ist die Polarisierbarkeit des Atoms. In einer 1936 erschienenen Arbeit hatten Scheffers und Stark¹⁾ diese Größe für Wasserstoff im Atomstrahlversuch untersucht. Es ergab sich damals $\alpha = (3 \pm 1) \cdot 10^{-25} [cm^3]$, während aus der Wellenmechanik $\alpha = 6,63 \cdot 10^{-26} [cm^3]$ folgt. Diese Diskrepanz zwischen dem experimentellen und dem theoretischen Wert von α konnte jetzt aufgeklärt werden.

Die Wasserstoffatomstrahlen wurden damals in einem wassergekühlten Woodschen Entladungsrohr erzeugt und vor Eintritt in das elektrische Feld durch zwei Spalte von 0,04 bzw. 0,03 mm Breite ausgeblendet. Da an Metallen Rekombination des atomaren Wasserstoffs eintritt, wurde der erste Spalt aus Glas hergestellt. Zwischen dem Entladungsrohr und dem Spalt durchliefen die Atomstrahlen ein wassergekühltes Glasrohr. Deshalb wurde bei der Auswertung für die Temperatur der Wasserstoffatome am Spalt Zimmertemperatur angenommen.

Diese Annahme erwies sich als unrichtig. Es wurde beobachtet, daß an Glassplitten im Wasserstoffatomstrahl Rekombination eintritt: die Glassplitter glühen auf. Da der Glasspalt sehr scharfkantig war, war zu vermuten, daß auch hier eine Temperaturerhöhung durch Rekombination auftreten kann. Sie wurde auf zwei Wegen nachgewiesen. Zunächst wurde der Glasspalt aus zwei Gläsern mit niedriger Erweichungstemperatur hergestellt, und zwar aus Gundelach-Geräteglas und aus Osram-M-Glas (Erweichungstemperatur 600° bzw. 500°). Das Gundelach-Glas zeigte keine Veränderung nach Einwirkung des Atomstrahls, dagegen färbte sich der Rand des Osram-M-Glases nach einiger Betriebszeit graubraun. Demnach muß hier eine Temperatur von nahezu 500° geherrscht haben. Dann wurde der Spalt durch ein scharfkantiges Glasprisma ersetzt, das ein Thermoelement enthielt: Hier wurde eine Temperatur von 200° gemessen.

Setzt man auf Grund dieser Versuche die mittlere Temperatur der Wasserstoffatome am Spalt zu $300 \pm 100^\circ$ an, so ergibt sich gerade eine Verdoppelung der absoluten Temperatur von 300° abs. (Zimmertemperatur) auf $600 \pm 100^\circ$ abs. Wegen der Proportionalität zwischen α und der Temperatur ergibt sich $\alpha = (6 \pm 2) \cdot 10^{-25} [cm^3]$. Das Experiment spricht also eindeutig gegen das Bohrsche Atommodell, wo $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-25} [cm^3]$ gefordert wird, bestätigt somit den eingangs erwähnten aus der Wellenmechanik errechneten Wert.

Colloquium am 27. September 1940.

Justi: Über das thermodynamische Verhalten von Gasgemischen.

Im Gegensatz zur reinen Physik, die nach einer allgemeinen Form der thermischen Zustandsgleichung der Gase in einem weiten Temperatur- und Druckbereich fragt, fordert die Technik für speziellere Probleme eine sehr hohe zahlenmäßige Genauigkeit, um z. B. die höheren Ableitungen des Volumens oder des Druckes nach der Temperatur zu erhalten, die für die Druckabhängigkeit der kalorischen Daten maßgebend sind. Vor allem aber arbeitet die Technik mit Gasgemischen, während noch nicht einmal die reinen Gase mathematisch völlig beherrscht werden.

Justi und Kohler beschränken sich in einer 1939 erschienenen Arbeit²⁾ auf das Gebiet nicht allzu niedriger Temperaturen und nicht allzu hoher Drücke, wo die Zustandsgleichung die einfache Virialform

$$p \cdot V = RT + pB$$

¹⁾ H. Scheffers und J. Stark, Phisik. Z. 37, 217 [1936].

²⁾ Justi u. Kohler, Feuerungstechn. 27, 5 [1939].

annimmt (B = zweiter Virialkoeffizient. Er hat die Dimension eines Volumens). Nach der kinetischen Gastheorie hängt B eng mit den Wechselwirkungskräften zusammen, die die Moleküle im nicht-idealnen Gas aufeinander ausüben. Danach gilt für ein Gasgemisch, das aus c_1, c_2 usw. Molbruchteilen der Gase 1, 2 usw. besteht, für den zweiten Virialkoeffizienten B_M der Mischung

$$B_M = \sum_{i, k} c_i c_k B_{ik},$$

für ein binäres Gemisch also ($c_1 = c$; $c_2 = 1 - c$)

$$B_M = c^2 B_{11} + (1 - c)^2 B_{22} + 2c(1 - c) B_{12} = cB_{11} + (1 - c) B_{22} + c(1 - c)\beta,$$

wobei $\beta = 2B_{12} - B_{11} - B_{22}$ ist. B_M ist nur dann eine lineare Funktion der Konzentrationen c und $(1 - c)$, wenn $\beta = 0$, d. h. wenn der zweite Virialkoeffizient B_{12} , der durch die Wechselwirkung der ungleichartigen Moleküle hervorgerufen ist, gleich dem arithmetischen Mittel der beiden zweiten Virialkoeffizienten der reinen Gase ist. Dieser Fall tritt angenähert dann ein, wenn die beiden Molekülsorten sehr ähnlich sind, z. B. N_2 und O_2 in dem Gemisch Luft. Nur wenn $\beta = 0$ ist, ist das Amagatsche Gesetz der additiven Volumina erfüllt. Im allgemeinen aber findet man bei Gasgemischen eine Volumenvergrößerung, im Gegensatz zur Volumkontraktion bei Flüssigkeitsmischungen. Die Größe β ist ein Maß für die Abweichung vom Amagatschen Gesetz. Aus der Formel für B_M läßt sich die ganze Abhängigkeit zwischen Volumen und Konzentration errechnen, wenn man das Realvolumen der beiden reinen Komponenten und eines einzigen Gemisches, zweckmäßig des 1:1-Gemisches, kennt. Die Berechnung der Volumina von Mischungen mit mehr als zwei Komponenten läßt sich stets auf binäre Gemische zurückführen.

Mit Hilfe der Formel für B_M läßt sich auch der Druck eines Gemisches bestimmen. Hier beträgt die Abweichung des Druckes von der Summe der Partialdrücke

$$\Delta p = (v_1 + v_2)^2 \frac{RT}{V^2} 2c(1 - c) B_{12}$$

(v_1, v_2 = Molzahlen der reinen Gase 1, 2). Das Dalton'sche Gesetz von der Additivität der Teildrücke ist demnach nur dann erfüllt, wenn $B_{12} = 0$ ist, d. h. wenn keine Wechselwirkung zwischen den ungleichartigen Molekülen besteht. Dieser Fall tritt bei keinem bekannten Gemisch ein. Während es also Gemische gibt, bei denen das Amagatsche Gesetz erfüllt ist, kann man keine finden, wo das Dalton'sche Gesetz durchweg gilt. Da B_{12} positive und negative Werte haben kann, kann der Druck eines Gasgemisches sowohl größer als auch kleiner als die Summe der Partialdrücke sein, während das Realvolumen einer Mischung nie kleiner als die Summe der Teilverolumina wird. Die Berechnung des Druckes eines Gemisches mit mehr als zwei Komponenten kann auf die Formel für binäre Gemische zurückgeführt werden.

Auch andere Größen, wie Ausdehnungs- und Spannungskoeffizient, Kompressibilität, spezifische Wärme, sind im allgemeinen bei Gasgemischen nicht additiv.

Meixner: Bemerkung zur Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes.

Bei genügend hohen absoluten Temperaturen besteht Proportionalität zwischen dem Widerstand und der Temperatur. Der theoretische Wert des Temperaturkoeffizienten ist

$$\beta = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} = \frac{1}{T} = 0,00366$$

bei 0°C. Die experimentellen Werte sind in der ersten Spalte der Tabelle für die Alkalimetalle zusammengestellt (β_p).

	$100\beta_p$	$100\beta_{theor.}$	$100\beta_v$
Li	0,458	0,428	0,480
Na	0,547	0,385	0,410
K	0,541	0,379	0,380
Rb	0,481	0,368	0,370
Os	0,496	0,367	0,405

Eine Ursache für die Differenz zwischen dem experimentellen und theoretischen Wert liegt darin, daß die Temperatur von 273° abs. nicht hoch genug ist. Es gilt nur dann $\beta = 0,00366$, wenn die charakteristische Temperatur Θ klein ist gegen 273° abs. Eine genauere Durchrechnung liefert die β -Werte der zweiten Spalte der Tabelle.

Der Widerstand ist nicht nur eine Funktion der Temperatur, sondern auch des Druckes. Da bei den Messungen der Druck immer konstant ist, wurde der Widerstand als reine Temperaturfunktion betrachtet. Nun ist aber durch Druck und Temperatur auf Grund der Zustandsgleichung das Volumen des Körpers bestimmt, so daß man R auch als Funktion von Temperatur und Volumen darstellen kann. Und letzteres ändert sich durch die Wärmeausdehnung. Man muß also β auf konstantes Volumen beziehen, während es bei konstantem Druck gemessen wird. Eine Umrechnung aus den gemessenen β_p zu β_v nach der Gleichung

$$\beta_v = \frac{1}{R} \left(\frac{\delta R}{\delta T} \right)_v = \frac{1}{R} \left(\frac{\delta R}{\delta T} \right)_p + \frac{1}{R} \left(\frac{\delta R}{\delta p} \right) \frac{\alpha}{\chi}$$

(α = Ausdehnungskoeffizient, χ = Kompressibilität)