

## Die Durchmesser der Atome.

Von Wilhelm H. Westphal.

Mit einer Abbildung. (Eingegangen am 31. Dezember 1920.)

A. O. Rankine<sup>1)</sup> hat in einer kurzen Notiz die von W. L. Bragg<sup>2)</sup> aus der Kristallstruktur berechneten bzw. extrapolierten Werte für die Atomdurchmesser der Edelgase und der Halogene verglichen mit denjenigen Werten, die sich gastheoretisch aus den Koeffizienten der inneren Reibung ergeben. Es zeigt sich, daß die letzteren Werte immer größer sind als erstere, daß aber der Gang der Zahlen im wesentlichen übereinstimmt. Rankine erklärt den höheren Wert der gastheoretischen Werte daraus, daß in diesem Falle als „Durchmesser“ eines Moleküls der kleinste Abstand definiert ist, auf dem sich die Zentren zweier stoßender Moleküle einander nähern. Trifft diese Erklärung zu, so muß man aus den Abweichungen der nach den beiden verschiedenen Methoden gefundenen Zahlen voneinander die Konstanten des Abstoßungsgesetzes berechnen können.

Bezeichnet  $2r$  den Abstand der Zentren zweier zentral stoßender neutraler Moleküle,  $a$  den Radius der Moleküle, so kann man für die zwischen den beiden Molekülen wirkende Kraft in erster Näherung den Ansatz machen:

$$m \frac{a^2 (2r)}{dt^2} = \beta \frac{e^2}{4r^2} \left( \frac{a}{r} \right)^n. \quad (1)$$

Hierin ist  $n$  eine vorerst unbekannte Zahl,  $\beta$  eine Zahlenkonstante, welche von der Konfiguration und Zahl der Ladungen in den Molekülen abhängt,  $m$  die Molekülmasse,  $e$  das elektrische Elementarquantum. Die Integration der Gleichung (1) ergibt mit  $q = \frac{d(2r)}{dt}$ :

$$\frac{1}{2} m q^2 = \frac{1}{2} m q_0^2 - \frac{\beta}{4(n+1)} \frac{e^2}{r} \left( \frac{a}{r} \right)^n. \quad (2)$$

Es ist demnach der kleinste Abstand  $2r_0$ , auf dem die Molekülzentren sich einander nähern können, gegeben durch die Gleichung

$$\left( \frac{a}{r_0} \right)^{n+1} = \frac{\frac{1}{2} m q_0^2 \cdot 2(n+1)}{\beta e^2} \cdot a = \frac{a}{C} \quad (3)$$

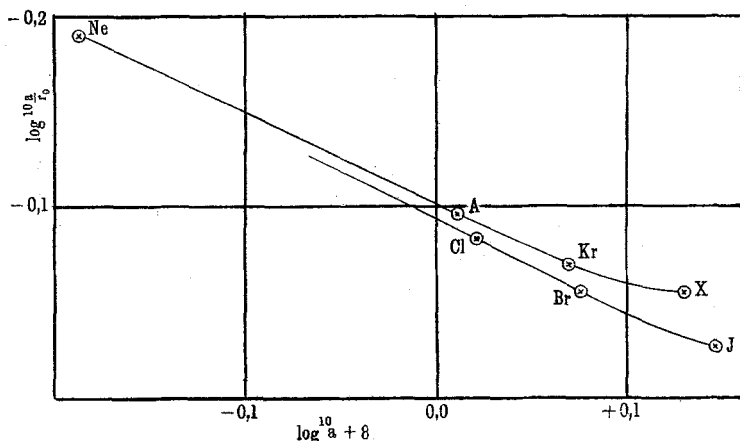
oder

$$(n+1) \cdot \log \frac{a}{r_0} = \log a - \log C. \quad (4)$$

<sup>1)</sup> A. O. Rankine, Phil. Mag. 49, 516, 1920.

<sup>2)</sup> W. L. Bragg, ebenda, S. 169.

Es muß also zwischen den Logarithmen von  $a/r_0$  und  $a$  eine lineare Beziehung bestehen. In der Tabelle sind die den Arbeiten von Bragg und Rankine entnommenen Werte von  $a$  und  $r_0$ , sowie die



Logarithmen von  $a$  und  $a/r_0$  wiedergegeben. In der Figur ist der Zusammenhang zwischen den letzteren graphisch dargestellt.

	$a \cdot 10^8$	$r_0 \cdot 10^8$	$\log_{10} a + 8$	$\log_{10} a/r_0$
Ne . . . . .	0,65	1,01	- 0,187	- 0,191
A . . . . .	1,025	1,28	+ 0,011	- 0,096
Kr . . . . .	1,175	1,38	+ 0,070	- 0,070
X . . . . .	1,35	1,53	+ 0,130	- 0,055
Cl . . . . .	1,05	1,27	+ 0,021	- 0,083
Br . . . . .	1,19	1,355	+ 0,076	- 0,056
J . . . . .	1,40	1,49	+ 0,146	- 0,027

Die Kurve der Edelgase ist im größten Teile ihres Verlaufes geradlinig. Die Abweichung von der Geraden bei den schweren Elementen ist nicht verwunderlich, da bei diesen, infolge ihrer größeren trägen Masse, die äußeren Elektronenschalen einander näher kommen müssen, als bei den leichteren Atomen. Es wären bei ihnen nicht nur aus diesem Grunde in Gleichung (1) höhere Potenzen von  $a/r$  zu berücksichtigen, sondern es wäre auch, wegen der eintretenden Deformation der Bohrschen Bahnen,  $\beta$  als Funktion von  $a/r$  anzusetzen. Die Abweichungen der Kurve von der Geraden liegt in dem hiernach zu erwartenden Sinne.

Die Kurve der Halogene, in der leider der Wert von  $r_0$  für Fluor fehlt, scheint derjenigen der Edelgase ganz ähnlich, und ins-

besondere ihr für kleine Atomgewichte parallel zu sein, was auf den gleichen Wert von  $n$  schließen läßt.

Zur Berechnung von  $n$  und  $C$  darf nach dem vorstehend Gesagten nur der zu den kleineren Atomgewichten gehörende Teil der Kurven benutzt werden. Es ergibt sich dann für die Edelgase  $n = 1,083$ ,  $C = 1,63 \cdot 10^{-8}$ , für die Halogene  $n = 1,038$ ,  $C = 1,55 \cdot 10^{-8}$ . Hieraus kann man die Zahlenkonstante

$$\beta = C \cdot \frac{\frac{1}{2} m g_0^2 \cdot 2(n+1)}{e^2} = C \frac{4 \cdot \frac{3}{2} k T \cdot 2(n+1)}{e^2}$$

berechnen.

Mit  $k = 1,34 \cdot 10^{-16}$ ,  $T = 288$  und  $e = 4,776 \cdot 10^{-10}$  ergibt sich  $\beta = 6,90 \cdot 10^{-2}$  für die Edelgase und  $\beta = 6,41 \cdot 10^{-2}$  für die Halogene, also Zahlen von vernünftiger Größenordnung.

Mit  $n = 1$  würde sich nach Gleichung (1) eine abstoßende Kraft zwischen den Molekülen umgekehrt proportional der dritten Potenz der Entfernung ihrer Zentren ergeben. Die neueren Anschauungen über die Konfiguration der Ladungen auf den Bohrschen Elektronenbahnen führen, wie M. Born und A. Landé<sup>1)</sup> gezeigt haben, zu höheren Potenzen, wenn man nur die elektrostatischen Kräfte berücksichtigt. Über die elektrodynamischen Kräfte läßt sich vorerst nichts aussagen. Da die Konstante  $C$  in Gleichung (3) der absoluten Temperatur  $T$  umgekehrt proportional ist, so muß  $r_0$  proportional  $T^{-1/n+1}$  sein. Die gemessene Abhängigkeit des gastheoretischen Radius von der Temperatur erfordert aber<sup>2)</sup> für  $n$  einen Wert nicht unter 3. Hier bestehen also Widersprüche, deren Aufklärung von Interesse sein dürfte. Daß eine gesetzmäßige Beziehung zwischen den aus der Kristallstruktur und den aus der inneren Reibung berechneten Molekülradien besteht, dürfte der Anblick der Figur überzeugend dartun.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, Dezember 1920.

<sup>1)</sup> M. Born und A. Landé, Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 210, 1918.

<sup>2)</sup> J. H. Jeans, The dynamical theory of gases, p. 254.