

Es handelt sich hier wohl um ein FRANCK-HERTZ-Phänomen. Bei steigender Spannung des Wechselstroms nach positiven Werten hin, wird zunächst die niedrigste Anregungsenergie erreicht. Die hierbei auftretende Stromerhöhung liefert auf die kapazitiv gekoppelte Ableitanode einen Impuls. Bei weiterer Erhöhung wird so das gesamte Anregungsspektrum durchlaufen. Bewegt sich der Wechselstrom nach negativen Werten hin, so entsteht ein sehr ähnliches, jedoch nicht spiegelsymmetrisches Bild.

Während der Zünd- und Einbrennphase werden meist sehr linienreiche „Spektren“ gefunden, die dann nach Erreichen der Betriebstemperatur wesentlich einfachere

Impulsfolgen ergeben. Beim Hg-Brenner verwaschen sich die Linien mit steigender Brenndauer mehr und mehr zu einem breiten Kontinuum, das erst beim Herabsetzen der Lampenspannung wieder seine Struktur bekommt.

Diese Beobachtungen scheinen uns aus zwei Gründen mitteilenswert:

Erstens können mit dieser Anordnung Anregungsspannungen in einfacher Weise auch unter extremen Druck- und Spannungsbedingungen an Entladungslampen bestimmt werden.

Zweitens kann der Betrieb solcher Brenner sehr leicht auf Konstanz seiner Eigenschaften kontrolliert werden.

Bestimmung der Größe von Polonium-Radiokolloidteilchen

Von R. LINDNER, H. REINHARDT und J. O. LILJENZIN

Kernchemisches Institut * der Technischen Hochschule, Göteborg, Schweden

(Z. Naturforsch. 15 a, 643—644 [1960]; eingegangen am 22. Mai 1960)

Die Bestimmung der Größe von Radiokolloidteilchen geschieht mit Hilfe der Gleichung von STOKES und EINSTEIN:

$$r = k T / 6 \pi \eta D$$

(r : Radius, k : BOLTZMANN-Konstante, T : abs. Temperatur, η : Viskosität, D : Diffusionskoeffizient), d. h. durch Messung des Diffusionskoeffizienten. Die dabei anfänglich verwendete Diaphragma-Methode¹ hat den Nachteil der möglichen Wechselwirkung (Adsorption) zwischen Radiokolloiden und dem Diaphragma-Material.

Deswegen haben wir die Werte mittels der 1949 von ANDERSON und SADDINGTON² eingeführten „Kapillarmethode“ zur Messung der Selbstdiffusion kontrollieren wollen. Hierbei wird die radioaktive Lösung in einer einseitig geschlossenen Kapillare der Länge l und des Radius r mit einem großen Reservoir chemisch gleicher, aber inaktiver Lösung in Berührung gebracht; aus dem infolge von Diffusion verringerten Wert der in der Kapillare vorhandenen Radioaktivitätsmenge (Wert I/I_0) kann die Selbstdiffusionskonstante D bestimmt werden [$D = 0,405 l^2/t \ln(0,8105 I_0/I)$, wenn $D t/l^2 > 0,2$]. Untersucht wurde zunächst ein reines Po-210-Präparat des Radiochemical Centre, Amersham (England). Die Konzentration des Po ist so gering, daß praktisch Selbstdiffusion gemessen wurde, wenn der Außenraum nur mit wässriger Lösung von gleichem p_H -Wert wie der der Kapillarlösung gefüllt war.

Der bei $p_H 0$ erhaltene Wert: $0,91 \pm 0,02 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ stimmt gut mit dem von PANETH¹ erhaltenen Wert für $p_H 1$ ($0,9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$) überein.

Diffusionsversuche im p_H -Bereich 6—7 ergaben je-

doch, daß praktisch kein Po mehr die Kapillare verläßt, also die Diffusionskonstante offenbar zu klein ist, um innerhalb angemessener Zeiten festgestellt zu werden. Dagegen wurde beobachtet, daß — wie zu erwarten — beim Entleeren der Kapillare ein nennenswerter Teil des „Radiokolloids“ adsorbiert bleibt. Der Gedanke lag nahe, den Transport aus der Kapillarlösung an die umgebende zylindrische Wand zur Messung der Diffusion zu verwenden unter der Annahme, daß die Adsorption an der Wand irreversibel sei. Die mathematische Behandlung³ führt zu folgender Gleichung:

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{4}{V\pi} \sqrt{\frac{D t}{r^2}} + \frac{D t}{3V\pi} \left(\frac{D t}{r^2} \right)^{3/2}.$$

Wir prüften durch Untersuchung der Abhängigkeit der berechneten Diffusionskoeffizienten von Kapillarendurchmesser (d) und Diffusionszeit t die Zuverlässigkeit der Methode, wobei gleichzeitig die Diffusionskonstante größerer Radiokolloidteilchen bestimmt werden sollte. Die Ergebnisse bei verschiedenen p_H -Werten sind in Tab. 1 wiedergegeben.

p_H	d (mm)	t (10 ³ sec)	I/I_0	D (10 ⁻⁸ cm ² sec ⁻¹)
5,85	1,5	85	0,333	0,95
5,85	2,0	102	0,398	0,97
6,00	1,5	63	0,321	1,31
6,00	1,5	95	0,276	1,01
6,00	2,0	61	0,329	2,03
6,00	2,0	92	0,273	1,58
6,15	1,5	42	0,656	0,52
6,15	2,0	269	0,257	0,57
6,15	2,5	93	0,617	0,55
6,55	1,5	50	0,712	0,30
6,55	2,0	71	0,678	0,39

Tab. 1. Diffusion großer Radiokolloidteilchen.

² J. S. ANDERSON u. K. SADDINGTON, J. Chem. Soc., Lond. 1949, 382.

³ J. CRANK, Mathematics of Diffusion, Clarendon Press, Oxford 1956, § 5.31.

* betrieben vom Schwedischen Atomforschungsrat.

¹ F. PANETH, Koll.-Z. 13, 297 [1913].



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.

Aus der Tabelle geht hervor, daß die Größe der Kolloidteilchen gegenüber $p_{\text{H}} 0$ erheblich zunimmt. Gemäß der Stokes-EINSTEINSchen Beziehung läßt sich für $p_{\text{H}} 6,55$ als durchschnittlicher Radiokolloidradius angeben: $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$.

Weitere Untersuchungen⁴ zeigten, daß in der alsträgerfrei bezogenen Po-Lösungen Träger-Radiokolloide gebildet sein müssen. Aus diesem Grunde darf die p_{H} -Abhängigkeit auch nicht mit Sicherheit als für trägerfreies Po charakteristisch angesprochen werden, wenn auch der Gang der Teilchengröße mit dem p_{H} -Wert den an Polonium festgestellten Befunden⁵ entspricht.

Über die Möglichkeit der gerichteten Einführung von Deuterium und Tritium bei Kernfusions-experimenten

Von E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER und P. LOHSE

Kernforschungszentrum Karlsruhe,
Institut für Kernverfahrenstechnik der Techn. Hochschule
(Z. Naturforschg. 15 a, 645—647 [1960]; eingegangen am 3. Juni 1960)

Bei den Versuchen zur Energieerzeugung durch Kernfusion ist die Isolierung des Plasmas von den Wänden des Reaktionsgefäßes eines der Hauptprobleme. Bekanntlich sind in dieser Richtung Fortschritte zu erwarten, wenn es gelingt, das als Kernbrennstoff vorgesehene Deuterium- bzw. Tritiumgas so in den hochevakuierten Reaktionsraum einzuführen, daß nur der für das Plasma bestimmte Raumteil mit Kernbrennstoff gefüllt wird, während die Umgebung weitgehend Materie-frei bleibt¹. Die Benutzung von Gasstrahlen erscheint für diesen Zweck nicht sehr aussichtsreich, da Strahlen aus Einzelmolekülen bei den für die Einleitung der Kernfusion als notwendig erachteten Dichten von 10^{13} — 10^{15} Teilchen pro cm^3 in dem hochevakuierten Reaktionsraum durch Zusammenstöße schnell auseinanderlaufen.

Von BECKER² wurde kürzlich darauf hingewiesen, daß sich das Problem der gerichteten Einführung von Deuterium und Tritium bei Fusionsexperimenten möglicherweise lösen läßt, wenn man statt eines Gasstrahles einen Strahl aus „kondensierten“ Molekülen benutzt. Strahlen aus kondensierten Wasserstoff-Molekülen im Hochvakuum wurden von BECKER, BIER und HENKES³ bereits früher durch Expansion von Wasserstoffgas aus einer mit flüssigem Wasserstoff gekühlten Düse erzeugt. Die dabei erzielten Molekelstromdichten lagen jedoch wegen der Begrenzung des Einlaßdruckes auf ca. 100 Torr nur wenig höher als die bei Zimmertemperatur mit nicht kondensierten Strahlen im Hochvakuum erreichten Werte⁴.

¹ Vgl. z. B. L. A. ARTSIMOVICH, Proc. Sec. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy 31, 6 [1958].

² E. W. BECKER, Beams of Condensed Matter in High Vacuum, Vortrag a. d. Brookhaven Conference on Molecular Beams, Heidelberg, 11. 6. 1959.

³ E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. 146, 33 [1956].

⁴ E. W. BECKER u. K. BIER, Z. Naturforschg. 9 a, 975 [1954].

⁵ Es wurde die in⁴ beschriebene, aus Staurohr und Membran-Mikromanometer bestehende Meßanordnung benutzt. Bei

Mit diesen Versuchen glauben wir die Brauchbarkeit der beschriebenen Diffusionsmethode demonstriert zu haben. Sie scheint in allen Fällen anwendbar zu sein, in denen durch starke Adsorption ein diffundierendes Ion dem freien Flüssigkeitsvolumen einer Kapillare entzogen wird (z. B. Untersuchung der Diffusion von Kationen hoher Ladung in Kapillaren aus Kationenaustauschermaterial).

⁴ Vortrag bei der 59. Hauptversammlung der Deutschen Bundesgesellschaft Bonn, 28. Mai 1960 (R. LINDNER, J. O. LILJENZIN u. H. REINHARDT).

⁵ TID-5221, 56 [1956].

In der Zwischenzeit haben wir die Versuche mit einem verbesserten Strahlerzeugungssystem und vergrößerter Pumpkapazität fortgesetzt. Es wurde eine konvergente Düse mit einem engsten Durchmesser von 0,15 mm verwendet. Die Mündungsdurchmesser der konisch ausgeführten Abschäl- und Kollimatorblende betragen 0,99 bzw. 0,80 mm. Der Abstand zwischen den Mündungen der Düse und des Abschälers betrug 4,0 mm, während die Mündung der Kollimatorblende von der des Abschälers 10,4 mm entfernt war. An die erste Druckstufe war ein Rootsgebläse mit $500 \text{ m}^3/\text{h}$ Saugleistung angeschlossen. Die zweite Druckstufe war mit einer Oldiffusionspumpe verbunden, die im verwendeten Druckbereich eine Saugleistung von etwa 1500 l/sec besaß. Das Vakuum in der Meßkammer wurde durch eine Oldiffusionspumpe mit etwa 5000 l/sec Saugleistung aufrechterhalten. Die Düse und der Abschäler waren mit flüssigem Wasserstoff, die Kollimatorblende mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Beide Kühlbäder standen unter Atmosphärendruck.

Abb. 1 zeigt in logarithmischer Darstellung die in 3 Entfernung von der Mündung der Kollimatorblende gemessene Strahlintensität in Abhängigkeit vom Einlaßdruck⁵. Aus der bis zu kleinen Einlaßdrucken verfolgten Kurve für 45 mm Entfernung geht hervor, daß ein erster steiler Intensitätsanstieg bei einem Einlaßdruck von etwa 60 Torr auftritt⁶. Nach dem Ergebnis der früheren Untersuchung³ zeigt er den Beginn der Kondensation im Strahl an.

Neu ist der zweite steile Intensitätsanstieg bei etwa 760 Torr, der auf dem Einsetzen der Kondensation in der Düsenzuleitung beruhen dürfte. Er konnte wegen mangelnder Pumpkapazität nicht weiter verfolgt werden.

Nach Abb. 1 beträgt die maximale, in 45 mm Entfernung von der Kollimatorblende gemessene Stromdichte $1,6 \cdot 10^{19} \text{ Molekeln/cm}^2 \text{ sec}$ ⁷. Mit der früher für die

der Berechnung der Teilchenstromdichte wurde angenommen, daß die in das Staurohr eingetretenen kondensierten Bereiche des Strahles das Staurohr als Einzelmolekeln mit Zimmertemperatur verlassen. Der Akkumulierungsfaktor des Staurohres betrug 3,0.

⁶ Wegen des Verlaufes der Kurve unterhalb von 60 Torr vgl. Anm.⁴ sowie eine demnächst in dieser Zeitschrift erscheinende Arbeit von K. BIER.

⁷ Bei Zimmertemperatur wurden in derselben Entfernung maximal $7 \cdot 10^{17} \text{ Molekeln/cm}^2 \text{ sec}$ erreicht.