

Abb. 2. Abhängigkeit der Linienbreite der Protonen-Resonanz des adsorbierten Wassers von der Belegung.

Wassermoleküle entfallen. Diese Zahl steht in gutem Einklang mit der für das Na-Ion nach anderen Methoden ermittelten Hydratationszahl.

Dies legt zusammen mit den Ergebnissen der Protonenresonanzmessungen den Schluß nahe, daß die nicht lokalisierbaren Na-Ionen mit dem Wasser zusammen eine Art „Kationenlösung“ bilden, deren Anion vom Kristallgitter dargestellt wird. Die bei unseren Mes-

¹⁵ N. BLOEMBERGEN, E. M. PURCELL u. R. V. POUND, Phys. Rev. **73**, 679 [1949].

¹⁶ P. W. ANDERSON, J. Phys. Soc. Japan **9**, 316 [1954].

¹⁷ W. LOEWENSTEIN, Am. Mineralogist **39**, 92 [1954].

sungen beobachtete Verschmälerung der Resonanzlinien der Protonen und des ^{23}Na ist eine Folge der zunehmenden Beweglichkeit der Kerne in der Probe^{15, 16}.

Die ^{23}Na -Resonanzen, die wir bei den entgasten Proben und für niedrige Wasserbelegungen beobachtet haben, röhren vermutlich von Na-Ionen her, die in den Doppelsechsringen des Alumosilikatgerüstes sitzen, welche an den Verknüpfungsstellen der Kubooktaeder gebildet werden. Nach einer von LOEWENSTEIN¹⁷ ausgesprochenen Regel können in Zeolithstrukturen nie zwei AlO_4 -Tetraeder aneinandergenäpft sein. Dies führt in den Doppelsechsringen für die zu den AlO_4 -Tetraedern gehörigen überschüssigen negativen Ladungen zu einer schwach trigonal verzerrten oktaedrischen Symmetrie, wenn man in grober Näherung annimmt, daß in dem Zeolith etwa gleich viele SiO_4 - und AlO_4 -Tetraeder vorhanden sind. Nach Berechnungen der Verteilung des elektrischen Feldes¹⁸ sitzen die Na-Ionen an den anderen noch möglichen Gitterplätzen in hohen Feldgradienten. Die Resonanz der Kerne dieser Ionen wird also wahrscheinlich infolge einer starken Quadrupolwechselwirkung unbeobachtbar¹⁹.

Für unsere Vermutung spricht außerdem, daß sich in einer entgasten Probe von Linde 4A keine ^{23}Na -Resonanz nachweisen ließ. In dieser Zeolithstruktur gibt es die Doppelsechsringe nicht.

Bei Zutritt von Wassermolekülen wird offensichtlich die oktaedrische Symmetrie in den Doppelsechsringen gestört, was zu einer Verbreiterung der Linie führt. Über den genauen Mechanismus dieser Störung besteht hiernach noch keine eindeutige Klarheit. Untersuchungen an der Li-Form des Zeoliths 13X und des Einflusses anderer adsorbiertener Moleküle sind im Gange.

Wir haben Herrn Dr. M. RÁLEK von der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften, Prag, für viele Anregungen und Diskussionen zu danken. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Förderung unserer Arbeiten durch Sachbeihilfen.

¹⁸ P. E. PICKERT, J. A. RABO, E. DEMPSEY u. V. SCHOMAKER, Proc. Intern. Congr. of Catalysis 3rd. Amsterdam 1964, p. 714.

¹⁹ M. H. COHEN u. F. REIF, Solid State Phys. **5**, 321 [1957].

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Funkenkanals in Abhängigkeit vom Stromanstieg und der Anfangsgasdichte

O. E. BERGE und H. MANTHEY

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel
(Z. Naturforsch. **21** a, 1201–1203 [1966]; eingegangen am 7. Juni 1966)

The initial expansion velocity of a spark channel was measured by means of streak photographs. The current rise I_0 varied from 10^9 A/s to $2 \cdot 10^{12}$ A/s, the pressure was 1 to 100 atm. It was found that the expansion velocity v_0 was proportional to $I_0^{0.4} \cdot \rho_0^{-0.2}$, where ρ_0 is the initial gas density. This formula is briefly discussed in terms of dimensional analysis.

1. Ziel der Untersuchung

Es ist bekannt¹, daß nach der Ausbildung eines stromführenden Funkenkanals die im Kondensator gespeicherte Energie so schnell freigesetzt wird, daß es zur Ausbildung einer Stoßwelle kommt, hinter der sich auch der Funkenkanal mit einer Geschwindigkeit von der Größenordnung 1 km/s ausdehnt. Hydrodynamische Theorien der Funkenentwicklung liefern den zeitlichen Verlauf der Radien von Funkenkanal und Stoßwelle und damit auch deren Ausbreitungsgeschwindigkeiten.

¹ I. S. ABRAMSON, N. M. GEGETSKORI, S. I. DRABKINA u. S. L. MANDELSTAM, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. **17**, 862 [1947].

² S. I. DRABKINA, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. **21**, 473 [1951]; dtsch. Übers. in Abh. Sowj. Physik, Folge III, 295 [1953].



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.

Als bestimmende Größe geht entweder die bis zur Zeit t im Funkenkanal freigesetzte Energie $E(t)$ ein (DRABKINA²) oder der Strom $I(t)$ (BRAGINSKIJ³).

Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen wurde die Anfangsgeschwindigkeit v_0 der Kanalerweiterung in Abhängigkeit von Kapazität C , Ladespannung U_0 , Selbstinduktion L des Entladungskreises und der Anfangsgasdichte ϱ_0 gemessen. v_0 fällt innerhalb schlierenphotographischer Meßgenauigkeit mit der Anfangsgeschwindigkeit der Stoßwelle zusammen.

2. Experimentelle Anordnung und Meßergebnisse

Es handelte sich bei den untersuchten Entladungen um Funken in Luft und in Argon. Der Bereich der elektrischen Parameter war folgender:

$$\begin{aligned} 0,01 \mu\text{F} &\leq C \leq 26 \mu\text{F}, \\ 12 \text{nH} &\leq L \leq 3,25 \mu\text{H}, \\ 3 \text{kV} &\leq U_0 \leq 43 \text{kV}, \\ 10^9 \text{A/s} &\leq I_0 \leq 2 \cdot 10^{12} \text{A/s}. \end{aligned}$$

Der Anfangsdruck betrug bei den Funken in Luft stets eine Atmosphäre, bei den Funken in Argon 1–100 atm. Die Luftfunken wurden mit einer Drehspiegel-Schlierenanordnung photographiert, deren Zeitauflösung $8 \cdot 10^{-8}$ s betrug. Die Hochdruckfunken in Argon waren wegen eines besonders induktivitätsarmen Aufbaus ($4 \mu\text{F}$, 12nH) die schnellsten der untersuchten Entladungen. Sie wurden mit einer kommerziellen Bildwandlerkamera mit Streak-Einrichtung aufgenommen, die Zeitauflösung betrug 10 ns. Um einen möglichst induktivitätsarmen und ungestörten Funken zu erzielen, wurde auf einen getrennten Schaltfunken im Entladungskreis verzichtet, d. h. die Auslösung des Funken erfolgte durch Überspannung. Die Ansprechzeit der Bildwandlerkamera von 50 ns ließ sich durch Verzögerung des Lichtes über einen 17 m langen Weg kompensieren.

Die Auswertung der Aufnahmen bestätigte die Erfahrung¹, daß die Kapazität des Kondensators keinen Einfluß auf die Anfangsgeschwindigkeit der Kanalerweiterung hat. Die wesentliche Größe ist der Stromanstieg $I_0 = U_0/L$. Abb. 1 zeigt in doppelt-logarithmischer Darstellung die Abhängigkeit von v_0 von U_0/L beim Ausgangsdruck 1 atm in Luft. Die Gerade entspricht einem Potenzgesetz

$$v_0 = a \cdot (U_0/L)^{0,4 \pm 0,02};$$

$a = 1,6 \cdot 10^{-4}$, wenn v_0 in km/s und U_0/L in A/s gemessen wird.

Im Bereich sehr hoher U_0/L beginnen die Meßpunkte von der Geraden abzuweichen. Abschätzungen der Eigeninduktivität des Funken zeigten, daß sich diese in dem hier betrachteten Stadium des Funken nicht mehr wesentlich ändert. Dagegen spielt bei den extrem

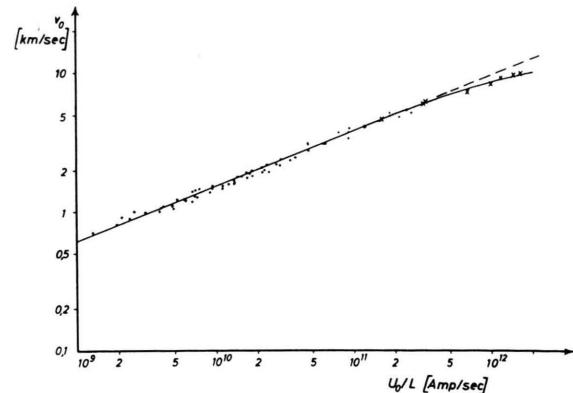


Abb. 1. Anfangsgeschwindigkeit der Kanalerweiterung in Abhängigkeit von U_0/L (Funken in Luft, Anfangsdruck 1 atm).

schnellen Entladungen der zeitabhängige Anfangswiderstand des Funken eine zunehmende Rolle, indem er den Stromanstieg I_0 abflacht⁴, d. h. es ist bei diesen Entladungen $I_0 < U_0/L$. In einer echten I -Skala würden auch die abweichenden Punkte auf der Geraden liegen.

Abb. 2 gibt die gemessene Abhängigkeit der Anfangsgeschwindigkeit der Kanalerweiterung von der Gasdichte ϱ_0 wieder, bezogen auf $U_0/L = 4,17 \cdot 10^{11} \text{ A/s}$. Man entnimmt der Darstellung, daß

$$v_0 = b \cdot \varrho_0^{-0,2 \pm 0,02}$$

gilt. Hier ist $b = 6,67$, wenn v_0 in km/s und ϱ_0 in Einheiten von ϱ_N , Argon = 1,784 g/l gemessen wird.

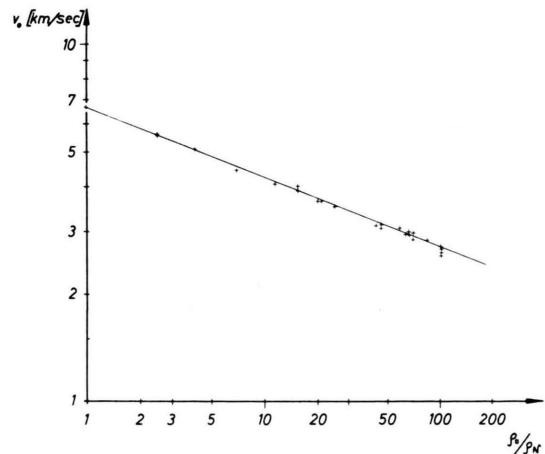


Abb. 2. Anfangsgeschwindigkeit der Kanalerweiterung in Abhängigkeit von der Ausgangsdichte, bezogen auf die Normaldichte von Argon (Funken in Argon, $U_0/L = 4,17 \cdot 10^{11} \text{ A/s}$).

³ S. BRAGINSKIJ, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. **34**, 1548 [1958]; engl. Übers. Soviet Phys.—JETP **7**, 1068 [1958].

⁴ S. I. ANDREJEV u. M. P. VANJUKOV, Zh. Tekhn. Fiz. **31**, 961 [1961]; engl. Übers. Soviet Phys.—Tech. Phys. **6**, 700 [1962].

3. Diskussion

Die einfache Potenzform der gefundenen Abhängigkeiten legt es nahe, eine Dimensionsanalyse zu versuchen. Fragt man nach der Abhängigkeit der Geschwindigkeit v_0 von den Parametern U_0 , L , ϱ_0 und dem Widerstand R als vierter Größe, d. h. setzt man $v_0 \sim U_0^a \cdot L^b \cdot \varrho_0^c \cdot R^d$, so findet man

$$v_0 \sim (R/\varrho_0)^{0.2} \cdot (U_0/L)^{0.4}.$$

Zweifellos darf man einer Dimensionsanalyse nicht den Wert einer echten Theorie beimessen, da die berechneten Exponenten von der Auswahl der Variablen abhän-

gen. Auf der anderen Seite spricht aber die Übereinstimmung der so bestimmten Exponenten mit den experimentell gefundenen dafür, daß die hier getroffene Wahl die richtige ist.

Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit den Theorien von DRABKINA und BRAGINSKIJ ist nur beschränkt möglich, da in beiden Fällen die Größe I nicht direkt eingeht. Es läßt sich lediglich die Dichteabhängigkeit heranziehen; diese sollte nach DRABKINA mit $\varrho_0^{-0.266}$ (Argon), nach BRAGINSKIJ mit $\varrho_0^{-1/8}$ gehen.

Wir danken Herrn Doz. Dr. W. BÖTTICHER für klärende Diskussionen, dem Herrn Bundesminister für Wissenschaftliche Forschung für Personal- und Sachbeihilfen.

Absolutmessung von Übergangswahrscheinlichkeiten an Argonlinien im nahen Ultraviolett

M.-U. BETH, W. L. BOHN und G. NEDDER

DVL-Institut für Plasmadynamik, Stuttgart

(Z. Naturforschg. 21 a, 1203—1204 [1966]; eingeg. am 6. November 1965)

Theorie

Im Falle thermodynamischen Gleichgewichts ist bei Emission aus optisch dünner Schicht in den Raumwinkel eins der Emissionskoeffizient einer Spektrallinie gegeben durch den Ausdruck:

$$\varepsilon_L = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_\lambda \, d\lambda = \frac{1}{4\pi} h c \lambda_{nm}^{-1} A_{nm} n_i(m). \quad (1)$$

Dabei sind h und c die üblichen Konstanten, λ_{nm} die Wellenlänge des Überganges von $m \rightarrow n$ und A_{nm} die Übergangswahrscheinlichkeit.

Für die Besetzungszahl $n_i(m)$ des angeregten Zustandes m gilt:

$$n_i(m) = n_i g_i(m) Z_i^{-1} \exp\left(-\frac{E_i(m)}{kT}\right), \quad (2)$$

n_i = Teilchenzahl der i -ten Ionisationsstufe (für das neutrale Atom ist $i=1$),

$g_i(m)$ = statistisches Gewicht des angeregten Zustandes m ,

$E_i(m)$ = Anregungsenergie des Zustandes m ,

Z_i = Zustandssumme des i -ten Atoms.

Damit ergibt sich:

$$\varepsilon_L = \varepsilon^* A_{nm} \quad \text{mit}$$

$$\varepsilon^* = n_i \exp\left(-\frac{E_i(m)}{kT}\right) \frac{1}{4\pi} h c \lambda_{nm}^{-1} Z_i^{-1} g_i(m). \quad (3)$$

In dieser Gleichung treten außer ε_L , T , n_i und A_{nm} nur bekannte Größen auf. Die Konzentrationen der Plasmakomponenten n_i lassen sich mit Hilfe der SAHA-Gleichung und der Quasineutralitätsbedingung nach einem bekannten Iterationsverfahren für den entsprechenden Druck (hier: $p=2$ atm) bestimmen. Nach der im folgenden ausgeführten Umrechnung der side-on gemes-

nen Intensitäten I_j auf die radialen Werte des Emissionskoeffizienten ε_L läßt sich bei Kenntnis einer der beiden Größen T oder A_{nm} die andere bestimmen.

Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten

Der Radius einer kreissymmetrischen Bogenquerschnitts wird in bekannter Weise¹ in N gleiche Teile der Länge r_0 unterteilt. Die radialen Größen werden von innen nach außen jeweils mit dem von 0 bis N laufenden Index k bezeichnet, während die integrierten Größen analog mit dem Index j gekennzeichnet werden. Dabei ist der k -te Bereich durch

$$k r_0 \leq r_k < (k+1) r_0$$

festgelegt und jede Größe in diesem Bereich durch das Mittel ihres Wertes zwischen k und $k+1$ definiert.

Bei seitlicher Beobachtung ergeben sich die integrierten Intensitäten I_j durch Summation über die lokalen Emissionskoeffizienten ε_k .

$$I_j = r_0 \sum_{k=j}^{N-1} \varepsilon_k C_{j,k} \quad (4)$$

wobei

$$\left. \begin{aligned} C_{j,k} &= a_{j,k} & \text{für } j = k \\ &= a_{j,k} + a_{j,k-1} & \text{für } j < k, \\ a_{j,k} &= [(k+1)^2 - j^2]^{1/2} - (k^2 - j^2)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Umgekehrt ergibt sich ε_k bei bekannten integrierten Intensitäten I_j aus der ABEL-Transformation¹:

$$\varepsilon_k = -\frac{2}{\pi r_0} \sum_{j=k}^{N-1} I_j B_{k,j} \quad (6)$$

mit

$$\left. \begin{aligned} B_{k,j} &= A_{k,j-1} - A_{k,j} & \text{für } j \geq k+1 \\ &= A_{k,j} & \text{für } j = k, \\ A_{k,j} &= \frac{1}{2j+1} \{ [(j+1)^2 - k^2]^{1/2} - (j^2 - k^2)^{1/2} \}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Bestimmung von Übergangswahrscheinlichkeiten

Bei Kenntnis des Temperaturprofils läßt sich für beliebige Linien eines side-on gewonnenen Spektrums aus den Gln. (3) und (4) die integrierte Intensität

¹ O. H. NESTOR u. H. N. OLSEN, SIAM Rev. 2, 200 [1960].