

setzt sind. Wenn im Bogen die effektive Ionisierungsspannung infolge Mikrofelder etwa um 1 V herabgesetzt ist, so steigt K bereits bei etwas tieferen Temperaturen steil an. Die Achsentemperatur geht dann nicht über 6800° hinaus.

In unserer Untersuchung der Hochstrombogensäule haben wir diese dadurch definiert, daß bei ihr die Wärmeabfuhr überwiegend durch Elektronenwärmeleitung geschieht. Durch diese Definition ist der Hochstrombogen deutlich von dem hier betrachteten Niederstrombogen abgegrenzt. Denn ge-

rade die Elektronenwärmeleitung spielt bei dem gewöhnlichen Niederstrombogen, auf den sich unsere Notiz bezieht, keine Rolle.

Wir fassen zusammen: Jene Gruppe von Lichtbögen, bei denen wir keine Säulenkontraktionen beobachten — dazu gehören alle in Luft oder Stickstoff frei brennenden Bögen mit einer Stromstärke unterhalb etwa 60 Amp., sog. Niederstrombögen —, hat auf Grund des Verlaufs des vollständigen Wärmeleitungskoeffizienten eine Achsentemperatur von 6800 bis 6900° K.

Die Bedeutung des Stickoxydes für die Trägerdichte in einer Niederstrombogensäule in Luft

Von KARL-HEINZ HÖCKER

(Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, Hechingen)

(Z. Naturforschg. 1, 384—387 [1946]; eingegangen am 3. Juni 1946)

Es wird eine Berechnung der Elektronendichte $n(r)$ auf Grund thermischer Ionisation unter konsequenter Berücksichtigung der Ionisation des Stickoxydes vorgenommen. Es ergibt sich danach Übereinstimmung zwischen der bekannten Ionisierungsspannung und dem experimentell bestimmten Ionisierungsgrad des Trägergases.

Bei einer Achsentemperatur von 6800° , die wir auf Grund unseres Minimumprinzips für den Lichtbogen annehmen müssen, sind die Luftmoleküle vollständig dissoziiert. Die Elektronendichte bei dieser Temperatur ist also bedingt durch die Ionisierungsspannung der Atome $U_i^N = 14,5$ V und $U_i^O = 13,5$ V. Für diese Ionisierungsspannungen liefert die Saha-Gleichung bei 6800° jedoch eine Elektronendichte, die so gering ist, daß, um die gemessene Elektrizitätsmenge von 10 Amp. zu transportieren, ein sehr dicker Entladungsschlauch nötig wäre. Ein solcher ist jedoch unter Normalbedingungen nicht beobachtet worden. Wir wollen prüfen, wie weit an diesem Ergebnis die Vernachlässigung des Vorkommens von Stickoxyd ursächlich sein kann. Stickoxyd ist maximal zwar nur mit wenigen Prozenten an der Zusammensetzung der Luft beteiligt, doch wird dieses ausgeglichen durch die geringe Ionisierungsspannung von nur $9,5$ V.

Bei der Untersuchung dieser Frage stellen wir mangels einer umfassenden Theorie den radialen

Temperaturverlauf in der Bogensäule dar durch

$$T = T_0 (1 - a_2 r^2). \quad (1)$$

Nach dem Minimumprinzip ist $T_0 = 6800^\circ$ K¹. Setzen wir $a_2 = 10$, so wird der durch H. Hörmann² gemessene Temperaturverlauf in der Säule des 10-Amp.-Bogens gerade richtig dargestellt. Während die von uns angegebene Achsentemperatur mit dem Hörmannschen Meßergebnis $6000 \leq T_0 \leq 7000^\circ$ gut im Einklang ist, folgt Hörmann aus seinen Messungen eine Ionisierungsspannung zwischen $8,5$ und $10,5$ V in Parallele zu dem obigen Temperaturbereich. Zu der Achsentemperatur von 6800° würde die über dem Bogenquerschnitt konstante Ionisierungsspannung von $10,1$ V gehören. Mit der Annahme dieser Ionisierungsspannung würde die Integration über die Stromdichte den geforderten Wert von 10 Amp. ergeben. Wegen der Dissoziation der Moleküle dürfen wir in der Achse der Entladung jedoch nur die Ionisierungsspannung der Atome mit $13,5$ V und $14,5$ V annehmen. Es ist zu fragen, wie diese Ionisierungsspannungen mit dem Hör-

¹ Vergl. die vorangehende Arbeit.

² Z. Physik 95, 539 [1935].



mannschen Meßergebnis in Einklang zu bringen sind.

Wenn wir in der Berechnung der Elektronendichte die Ionisation des Stickoxydes berücksichtigen wollen, haben wir uns vorerst Rechenschaft über den Anteil des NO am Trägergas zu geben. Eine Berechnung des Gleichgewichtes zwischen den Atomen N und O, den Molekülen N_2 , O_2 und den verschiedenen Stickoxyden ist von Briner und Susz im Gebiet des Maximums der NO-Konzentration durchgeführt worden³. Von den Stickoxyden ist bei den uns interessierenden Temperaturen nur das NO stabil. Abb. 1 gibt die Partialdrucke der Bestandteile der Luft im Gebiet zwischen 3000° und 4000° nach Briner und Susz, im übrigen nach eigenen Berechnungen wieder. Der Abfall des N_2 -Partialdruckes beruht bis zu 4000° im wesentlichen auf der früh einsetzenden Dissoziation des Sauerstoffes, zum geringeren Teil auf der NO-Bildung. Oberhalb von 4000° verursacht das Einsetzen der Dissoziation des Stickstoffmoleküls den stärkeren Abfall der N_2 -Konzentration. Der Sauerstoff erreicht nahezu den Partialdruck 0,33, der bei vollkommener Dissoziation der O_2 -Moleküle und keiner Dissoziation des Stickstoffes angenommen würde. Das Maximum der Sauerstoffkonzentration liegt bei 4500° K. Oberhalb dieses Wertes wird der Partialdruck des Sauerstoffs durch die beginnende Stickstoffdissoziation zurückgedrängt.

Auf Grund der Abb. 1 sind in Abb. 2 Kurven eingetragen, die die Teilchenzahlen der verschiedenen Komponenten der Luft als Funktion der Temperatur wiedergeben; dort sind die Werte für die Ableitungen dn_N/dT und dn_O/dT abzunehmen, die bei der Berechnung des Wärmeleitungskoeffizienten α_d benötigt werden (vergl. ⁴).

Die Berechnung der Dissoziation der Luft und der Partialdrucke der verschiedenen Bestandteile, wie wir sie oben gegeben haben, wird den wahren Verhältnissen noch nicht ganz gerecht. Das liegt daran, daß unser Rechenverfahren die gegenseitige Diffusion der verschiedenen Komponenten der Luft unberücksichtigt läßt. So wird z. B. das Maximum im Partialdruck des atomaren Sauerstoffs bei 4500°, einer Temperatur, die der Randzone der Bogen säule einzuordnen ist, Anlaß zur Diffusion der Sauerstoffatome in Richtung auf die

Bogenachse sein. Wir werden daher in der Bogenachse eine höhere Sauerstoffkonzentration als in Luft bei Zimmertemperatur haben. Diese Feinheiten können wir hier außer acht lassen, da von ihnen das Ergebnis unserer Rechnung nicht merklich abhängen kann, denn Sauerstoff- und Stickstoffatome sind für die Ionisation praktisch gleichwertig. Die höhere Ionisierungsspannung des Stickstoffatoms wird durch eine für die Ionisierung günstigere Verteilung der Anregungszustände ausgeglichen.

Wir wollen die Anzahl der Elektronen im Gebiet der Moleküldissoziationen berechnen unter der Voraussetzung, daß der Beitrag der Ionisierung von Stickstoff und Sauerstoff zur Elektronen-

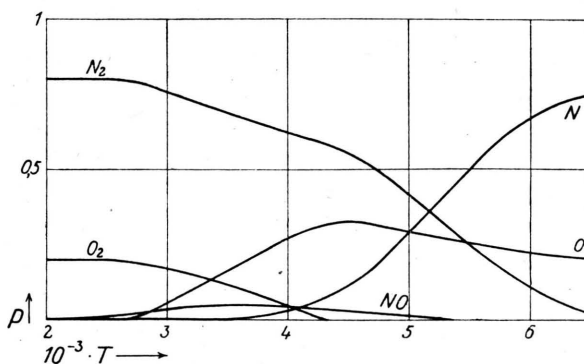


Abb. 1. Partialdrucke für die Bestandteile der Luft aufgetragen als Funktion der Temperatur.

zahl zu vernachlässigen ist, so daß wir für die Ionisierung lediglich das Stickoxyd verantwortlich machen. Die Rechtfertigung zu diesem Vorgehen bis zu einer Temperatur von etwa 5600° ergibt ein Blick auf die Ionisierungskurven für NO ($U_i = 9,5$ V) und für die N- und O-Atome in I, Abb. 2, unter Berücksichtigung der Partialdrucke (Abb. 1). Auf Grund des Massenwirkungsgesetzes gilt

$$\frac{c_{NO} + c_e}{c_{NO}} = K_c \quad (2)$$

Unter unserer Voraussetzung ist $c_e = c_{NO}^+$. Also gilt

$$c_e = \sqrt{K_c \cdot c_{NO}} \quad (3)$$

Die Elektronenzahl ist also proportional zur Wurzel aus der NO-Konzentration. Aus I, Abb. 2, ist die Elektronenzahl abzulesen, die einer NO-Atmosphäre zukommen würde. Und zwar benutzen

³ Helv. chim. Acta 14, 594 [1931]; 18, 1468 [1935].

⁴ K. H. Höcker und W. Finkelburg, Z. Naturforsch. 1, 305 [1946], hinfort mit I zitiert.

wir die Kurven für $U_i = 8,5$ und $9,5$ V. Die letztere Zahl ist der gewöhnlich in der Literatur angegebene Wert für die Ionisierungsspannung des NO, doch ist es wahrscheinlich, erstens, daß infolge der Mikrofelder unseres Plasmas dieser Wert um einiges reduziert wird, und zweitens, daß die statistischen Gewichte des NO und NO^+ die effektive

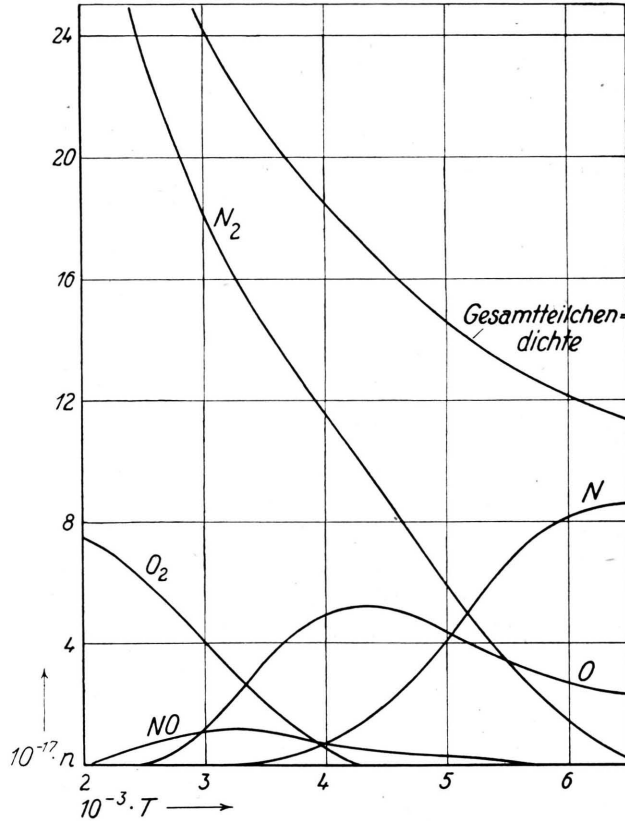


Abb. 2. Teilchendichten der Bestandteile der Luft als Funktion der Temperatur.

Ionisierungsspannung, die die statistischen Gewichte nicht gesondert berücksichtigt, niedriger erscheinen lassen als die normale. Tab. 1 gibt unter Benutzung von Gl. (3) einige Werte für die Anzahl von Elektronen, die im Lichtbogen bei einer NO-Bildung gemäß Abb. 1 vorhanden sind.

Tab. 1 veranschaulicht, daß erst bei einer Temperatur oberhalb der totalen Dissoziation des NO (5500°K) die Anzahl der Elektronen, die vom NO gebildet werden, durch die Zahl derjenigen übertroffen wird, die aus den N- und O-Atomen losgelöst werden. Das Maximum der Ionisierung liegt unterhalb dieser Grenze bei etwa 5200°K . Mit Hilfe der Tab. 1 und I, Abb. 2 sind die Kurven der Abb. 3 und 4 berechnet, die den Verlauf der Elektronendichte als Funktion der Temperatur und als Funktion des Radius auf Grund der Vorstellung der thermischen Ionisation darstellen. Wo wir die durch die Ionisierung des NO bei mittleren Temperaturen entstehenden Elektronen mit einer Ionisierungsspannung von $9,5$ V berechnet haben, setzen wir bei höheren Temperaturen die Ionisierungsspannung mit $13,5$ und $14,5$ V ein (Fall A). Wenn wir annehmen, daß die effektive Ionisierungsspannung des NO um 1 V zu reduzieren ist, so tun wir dasselbe auch mit den Ionisierungsspannungen der Sauerstoff- und Stickstoffatome (Fall B).

Berechnen wir nun für beide Fälle die durch die Bogensäule fließende Stromstärke, so erhalten wir bei einer Feldstärke von 15 V/cm im Falle A 4 Amp., im Falle B 11 Amp.

Als Ergebnis stellen wir fest, daß bei einer exakten Berücksichtigung der Beimengung von Stickoxyd die beobachteten und erschlossenen Stromdichten in der Niederstrombogensäule durchaus vereinbar sind mit den allgemein bekannten Ionisierungsspannungen. Diese sind im Bogen im Mittel lediglich um nicht ganz 1 V verringert anzunehmen, was auf Grund der in der Säule bestehenden Mikrofelder durchaus zu erwarten ist. Der Unterschied im Dichteverlauf auf Grund der exakten Berechnung gegenüber älteren Vorstellungen ergibt sich durch den Vergleich der Kurve B mit der gestrichelt eingezeichneten Kurve in Abb. 4, die die Elektronendichte bei einer konstanten mittleren Ionisierungsspannung darstellt. Unsere Abbildung zeigt weniger Elektronen in der Achse der Entladung, dagegen den steilen Abfall erst bei größerem Radius.

T	3600	4000	4200	4400	4600	4800	5000	5200	5400	5600
$10^{-13} \cdot n$										
$\left. \begin{array}{l} c_{\text{NO}} \\ \text{bei } U_i = 8,5 \text{ V} \end{array} \right\}$	0,045	0,038	0,033	0,029	0,026	0,023	0,020	0,013	0,003	0,0005
$\left. \begin{array}{l} \text{bei } U_i = 8,5 \text{ V} \\ \text{bei } U_i = 9,5 \text{ V} \end{array} \right\}$	1,05	2,9	4,8	8,2	13	19	26	29	22	12
	0,2	0,7	1,3	2,2	3,6	5,5	8,2	9,7	7,7	4,4

Tab. 1. Elektronenzahlen im Gebiet der Dissoziation der Moleküle.

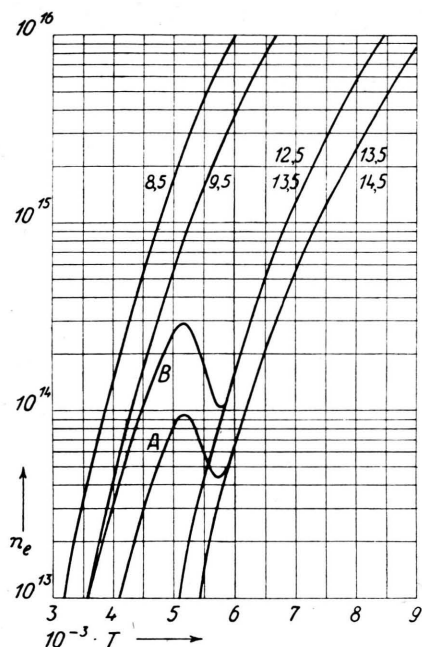


Abb. 3. Thermische Ionisation im Bereich der Dissoziation der Moleküle. Die Kurven 9,5 und 8,5 geben die Elektronendichte für eine NO-Atmosphäre ($U_i = 9,5$ V bzw. 8,5 V) wieder. Die beiden Kurven rechts bezeichnen die Elektronendichte für vollkommen dissoziierte Luft ($U_i N = 14,5$, $U_i O = 13,5$ V bzw. $U_i N = 13,5$ V, $U_i O = 12,5$ V; N : O = 4 : 1). Die Kurven A und B veranschaulichen den Verlauf der Elektronendichte unter Berücksichtigung der Konzentration des NO.

Will man die hier diskutierte variable Ionisierungsspannung bei einer theoretischen Behandlung des Bogenproblems berücksichtigen, so ist die linke Seite der Gl. (1) der voranstehenden Arbeit zu ergänzen durch das Glied

$$e \cdot D_a \cdot \frac{dn}{dr} \cdot \frac{dU_i}{dr} \\ = e \cdot D_a \cdot \frac{dU_i}{dT} \cdot \frac{dn}{dT} \cdot \left(\frac{dT}{dr}\right)^2.$$

Man sieht dieses am einfachsten, wenn man die von Rompe, Thouret und Weizel gegebene

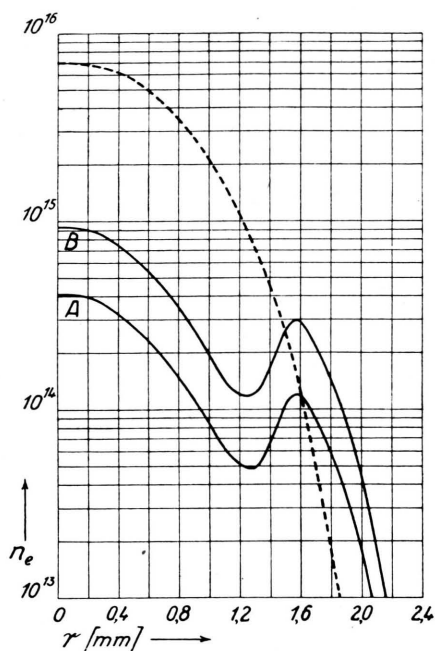


Abb. 4. Elektronendichte als Funktion des Radius. Kurve A unter Benutzung der üblichen Ionisierungsspannungen, Kurve B unter Berücksichtigung der Herabsetzung dieser Werte im Plasma um 1 V. Gestrichelte Kurve: Elektronendichte auf Grund des gemessenen mittleren Ionisierungsgrades von $0,17 \cdot 10^{-2}$ bei einheitlicher Ionisierungsspannung.

ausführliche Ableitung der erweiterten Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung⁵ durch die Annahme einer variablen Ionisierungsspannung erweitert. Allerdings kann dieses Glied infolge der hohen Dissoziationswärmeleitung

$$1/r \cdot \frac{d}{dr} (\alpha_a r \frac{dT}{dr})$$

ebenso wie die übrigen Beiträge zur Wärmeableitung vernachlässigt werden.

⁵ R. Rompe, W. Thouret u. W. Weizel, Z. Physik **122**, 1 [1944].