

Es lag die Möglichkeit nahe, den Anstieg der Aktivität in den Kurven II a und II b auf Verunreinigungen, z. B. auf die Adsorption eines aus Tellur nachgebildeten Jods an das Cer-Hydroxyd zurückzuführen, ähnlich wie La-Hydroxyd Jod adsorbiert. Dieses Jod konnte dann ein Xenon nachbilden. Diese Möglichkeit konnte ausgeschlossen werden, indem unter den oben beschriebenen Bedingungen eine Lanthanfällung blind, aber in Gegenwart von einer starken Aktivität des 26-Min.-Jods vorgenommen wurde. Es zeigte sich dabei, daß Jod unter den gegebenen Bedingungen so gut wie nicht adsorbiert wurde. Überdies hätte die Anstiegsaktivität im Falle der Jodadsorption ein neues Jodisotop bedeutet, das bei der gründlichen Erforschung der Jodisotope nicht zu erwarten war. Die Nachbildung auf evtl. nicht vorher ausgefällte  $H_2S$ -Elemente zurückzuführen, ist auch nicht möglich, da die letzte  $H_2S$ -Gruppenfällung — es wurden mindestens 2, häufig 3  $H_2S$ -Fällungen vorgenommen — vor der Messung immer einen anderen Aktivitätsabfall ergab und vor allem bereits bedeutend weniger Aktivität zeigte als das gemessene Cer. Auch nach sofortigem Wiederauflösen des Cer-Präparates wurden sowohl  $H_2S$ - wie Barium-Fällungen vorgenommen, die sich als inaktiv erwiesen. Ebenso ließ sich zeigen, daß nicht etwa eine Niob-Aktivität an dem Aktivitätsanstieg beteiligt ist; dazu wurde das gereinigte Cer aufgelöst und mit einer Lösung von Niobpersäure in Schwefelsäure versetzt. Dann wurde das Niob mit Schwefeldioxyd ausgefällt und gemessen. Die sehr geringe Aktivität des Niobpräparates zeigte einen völlig anderen Abfall als die Cer-Kurven.

Um festzustellen, welcher Bruchteil der Seltenen Erden

durch Ausschütteln zu gewinnen ist, wurden gleich große Uranmengen in organischer und wäßriger Lösung bei gleicher Geometrie und gleicher Strahlenquelle gleiche Zeiten bestrahlt. Darauf wurde aus beiden Lösungen das 3,5-Stdn.-Yttrium abgeschieden und die Aktivitäten verglichen. Es ergab sich, daß etwa 80 % des Yttriums bei zweimaligem Ausschütteln aus der organischen Phase zu gewinnen sind.

Nach derartigen Bestrahlungen ist die Lösung des Uranyldibenzoylmethans beliebig oft zur Abtrennung zu gebrauchen. Mehrmaliges Ausschütteln mit Wasser macht sie von den Spaltprodukten wieder frei, und jederzeit kann sie neu bestrahlt werden, so daß die Aufarbeitung des Urans entfällt. Jedoch ist darauf Rücksicht zu nehmen, daß bei der Verwendung von Essigester als Lösungsmittel für die Komplexverbindung des Urans bei jeder Ausschüttelung ein Teil dieses Lösungsmittels in der wäßrigen Phase gelöst wird. Dadurch steigt die Konzentration des Urans in der organischen Phase, und schließlich fällt Uranyldibenzoylmethan aus. Die Löslichkeit des Uranyldibenzoylmethans in Essigester beträgt etwa 25 mg/cm<sup>3</sup>. Aus diesem Grunde muß stets neuer Essigester zugeben werden. Ebenso ist es zweckmäßig, die organische Lösung von Zeit zu Zeit zu filtrieren, wenn Trübung durch nicht sich absetzende Wassertropfen oder dergl. eintritt.

Es empfiehlt sich auch, die Lösung vor der Bestrahlung nicht in dem zum Ausschütteln verwendeten Schütteltrichter aufzuheben, da ein Teil des gebildeten Uran X sich an der Glaswand des Trichters festsetzt und von dort je nach der Beschaffenheit des Glases mehr oder weniger stark mit herausgewaschen wird.

## Über die Achsentemperatur der Niederstrombogensäule

Von KARL-HEINZ HÖCKER

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

(Z. Naturforschg. 1, 382—384 [1946]; eingegangen am 3. Juni 1946)

Es wird gezeigt, daß die Achsentemperatur einer Niederstrom-Entladung in der Umgebung solcher Temperaturen liegt, für die der „vollständige Wärmeleitungskoeffizient“ ein Minimum hat.

In der Theorie der Hochstrombogensäule<sup>1</sup> haben wir den Verlauf eines „vollständigen Wärmeleitungskoeffizienten“  $K$  berechnet, der den Energieverlust hochohritzer Luft an die Umgebung anzugeben gestattet. Für reinen Stickstoff wäre der Sachverhalt ähnlich, so daß die nachfolgenden Ausführungen auch hierfür gelten. Auf Grund der in Abb. 3 der zitierten Arbeit angegebenen Kurven wollen wir hier ein Minimumprinzip aussprechen,

<sup>1</sup> K. H. Höcker u. W. Finkelnburg, Z. Naturforschg. 1, 305 [1946].

durch das die Achsentemperatur der Niederstrombogensäule festgelegt wird. Wir erläutern es an der Differentialgleichung der Lichtbogensäule

$$-1/r \cdot d/dr (r K dT/dr) = iE, \quad (1)$$

die wir nach Multiplikation mit  $r$  einmal integrieren können, wenn wir annehmen dürfen, daß infolge der Zylindersymmetrie die Feldstärke  $E$  nicht vom Radius  $r$  abhängt. Man erhält

$$-r \cdot K \cdot dT/dr = I(r) \cdot E. \quad (2)$$



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 digitalized 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.

Es bedeutet  $i$  die Stromdichte,  $I(r)$  die durch den Querschnitt  $\pi r^2$  hindurchtretende Stromstärke,  $E$  die elektrische Feldstärke in der Richtung der Entladung.

Wir behaupten: ein Bogen kann nicht stabil brennen, wenn seine Mittelpunktstemperatur in einem Gebiet liegt, in dem mit steigender Temperatur der vollständige Wärmeleitungskoeffizient abnimmt.

Zum Beweis nehmen wir an, sie läge darin. Wenn dann durch eine statistische Schwankung an einer der Bogenachse genügend nahen Stelle  $r = r_1$  und einer gewissen Umgebung die Temperatur über den angenommenen Wert steigt, so wäre an dieser Stelle  $K$  niedriger anzusetzen, und da in einem Teilbereich auch  $dT/dr$  abnimmt, ist die gesamte Energieabgabe nach außen an dieser Stelle geringer als zuvor. Das bedeutet aber eine Zunahme des Energieinhalts dieses Bereichs, d. h. eine Zunahme der Temperatur usw. Und zwar gilt dies so lange, wie die Voraussetzung gültig ist, d. i. nach Abb. 3 der zitierten Arbeit bis zu etwa  $6600^\circ$ . Also kann ein Bogen in Luft oder Stickstoff mit einer Mittelpunktstemperatur im Bereich  $5400 \leq T_0 < 6600^\circ$  nicht stabil brennen.

Wenn wir an der Vorstellung festhalten, daß die Entladung des Lichtbogens getragen wird durch Elektronen, die im Gegensatz zur Glimmentladung durch thermische Ionisation erzeugt werden, so muß die Achsentemperatur des Bogens oberhalb dieses Intervalles liegen. Unterhalb sollte sie i. a. deshalb nicht liegen, weil dort die durch thermische Ionisation entstehende Elektronendichte zu gering wäre, um bei der großen Wärmeableitung den Ladungstransport aufrecht zu erhalten. Jeder stabil brennende Lichtbogen, der auf Grund thermischer Ionisation der Luft zustande kommt, hat eine Achsentemperatur oberhalb des Minimums des vollständigen Wärmeleitungskoeffizienten, wie gering die Leistung des Bogens auch sei. (Die Gastemperatur der Glimmentladung liegt aus denselben Überlegungen unterhalb  $2700^\circ$ .)

Wesentlich oberhalb der Temperatur des  $K$ -Minimums wird die Achsentemperatur des Lichtbogens aber auch nicht liegen, solange nicht eine besonders große Zahl von Elektronen die Luftstrecke zu durchqueren hat. Vielmehr wird bei zunehmender Stromstärke der Querschnitt der Entladung wachsen, ohne daß die Maximaltemperatur und die Elektronendichte nennenswert zunehmen. Das ist allerdings begrenzt dadurch, daß der

Querschnitt des kathodenseitigen Ansatzes des Bogens wegen der Aufheizung der Kathode klein sein muß (Kathodenbrennfleck), so daß eine Richtkraft auf die Elektronen in radialer Richtung ausgeübt wird. Es ist also nicht möglich, einen sehr dicken Bogen durch ein zylindrisches Modell zu beschreiben. Die Richtkraft bewirkt eine Einschnürung der Entladung und damit eine Erhöhung der Temperatur über die Minimumtemperatur von  $K$  hinaus. Eine solche Entladungsform können wir in Anlehnung an Weizel<sup>2</sup> als durch die Elektroden bestimmt bezeichnen.

Daneben gibt es noch einen anderen Grund, der Entladungen mit beliebig großem Querschnitt unmöglich macht: das ist das magnetische Eigenfeld des Bogens. Auch das bewirkt eine Kontraktion des Entladungsschlauches und damit eine Erhöhung der Temperatur. Wie in vielen Versuchen von W. Finkelnburg und Mitarbeitern<sup>3</sup> nachgewiesen wurde, ist diese magnetische Rückwirkung des Bogens auf sich selbst charakteristisch für den Hochstrombogen. Wir wollen dem Übergang vom Niederstrom- zum Hochstrombogen an dieser Stelle nicht rechnerisch nachgehen, da es uns für die Zwecke dieser Betrachtung genügt, qualitativ festzustellen, daß die Säulentemperatur des durch das magnetische Eigenfeld bestimmten Hochstrombogens je nach Kontraktion mehr oder weniger über der Temperatur des Niederstrombogens liegen muß. Die Existenz des Hochstrombogens mit Temperaturen oberhalb der Temperatur des  $K$ -Minimums steht also nicht im Widerspruch zu dem hier entwickelten Minimumprinzip.

Das Minimum des vollständigen Wärmeleitungskoeffizienten liegt zwischen  $6600^\circ$  und  $6900^\circ$ . Wir können durch unsere Überlegung wohl nicht ausschließen, daß die Achsentemperatur der Bogen säule um einiges ( $\Delta T$ ) über der exakten Minimumtemperatur liegt, wobei  $\Delta T$  so begrenzt ist, daß  $K(T_{Min} + \Delta T) - K(T_{Min}) \leq K(T_{Min})$ . Wegen des steilen Anstieges von  $K$  für  $T > 7000^\circ$  ist die maximale Achsentemperatur der Niederstrombogensäule bei dem gezeichneten Verlauf ziemlich genau auf  $7000^\circ$  K festzulegen. — Nun ist der Anstieg von  $K$  nach dem Minimum abhängig von den Ionisierungsspannungen der N- und O-Atome, die in die Berechnung von mit 14,5 und 13,5 V einge-

<sup>2</sup> W. Weizel, Z. techn. Physik **24**, 90 [1943]; Z. Physik **122**, 620 [1944]; R. Rompe, W. Thouret u. W. Weizel, Z. Physik **122**, 1 [1944].

<sup>3</sup> W. Finkelnburg u. Mitarbeiter, Zitate in<sup>1</sup>.

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  $6800^\circ$  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  $6900^\circ$  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  $6800^\circ$ , 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  $6800^\circ$  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  $T_0 = 6800^\circ$  K<sup>1</sup>. Setzen wir  $a_2 = 10$ , so wird der durch H. Hörmann<sup>2</sup> 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, folgert Hörmann aus seinen Messungen eine Ionisierungsspannung zwischen  $8,5$  und  $10,5$  V in Parallele zu dem obigen Temperaturbereich. Zu der Achsentemperatur von  $6800^\circ$  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-

<sup>1</sup> Vergl. die vorangehende Arbeit.

<sup>2</sup> Z. Physik 95, 539 [1935].