

deutliche Verfärbung der Nachleuchtaureole feststellen, die hier gegenüber dem normalerweise gelblichen Aussehen eine fahl graue, grünliche bis hellblaue Farbe aufweist.

Augenscheinlich liegt die Ursache für die anders geartete Färbung des Nachleuchtens in der Anregung von Metalloxyden. Bei stigmatischer Abbildung der Entladung quer zum Spektrographenspalt (vgl. Abb. 2) lassen sich deren Banden bezeichnenderweise bis weit in die äußere Aureole verfolgen, wodurch ihr Leuchten in späten Teilen der Funkenentladung bestätigt wird.

Mit Oxydationsvorgängen im Funken hängen offenbar auch Sprüherscheinungen zusammen, die in späten Teilen der Entladung deren Bild eindrucksvoll verändern. Läßt man eine Funkenentladung durch Verdrehen des Stroboskops mit dem Phasenschieber „altern“, so beobachtet man gegen Ende der Bogenphase, daß kleine glühende Partikelchen aus dem Elektrodenraum nach außen geschleudert werden. Wie die Abb. 15a – f zeigen, wird die Erscheinung mit abnehmender Helligkeit der Funken immer deutlicher sichtbar, hält sich noch die ganze Nachleuchtpause hindurch und bleibt schließlich als einzige Leuchterscheinung im Raum zwischen den Elektroden bestehen.

Interessant ist auch die Form der durch die Partikelchen beschriebenen Bahnkurven. Im Raum zwis-

schen den Elektroden kann man viele stark gekrümmte Bahnen beobachten, die ihre Richtung vollkommen umkehren; andere Teilchen fliegen geradlinig nach außen, und wieder andere führen auf ihrem Flug augenscheinlich Taumel- bzw. Rotationsbewegungen aus, durch die spirale Bahnformen nach Art der in Abb. 16 gezeigten Kurve entstehen. So ergeben sich vielgestaltige Bilder der Teilchenbahnen, die vermutlich auf Strömungserscheinungen im Entladungsbereich zurückzuführen sind.

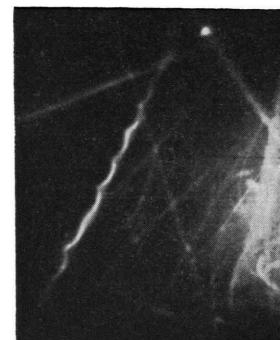


Abb. 16. Spiralbahn eines aus der Funkenstrecke ausgeschleuderten Teilchens.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft bin ich für die Unterstützung dieser Arbeit zu besonderem Dank verpflichtet. Den Chemischen Werken Hüls danke ich für wertvolle Unterstützung.

Theorie des Anodenfalls II Möglichkeiten und Grenzen der Feldionisierung

Von K.-H. HÖCKER und W. BEZ

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforsch. **10a**, 706–714 [1955]; eingegangen am 14. April 1955)

Als Beitrag zum Verstehen der Vielzahl der Erscheinungsformen am Lichtbogen diskutieren wir die Frage nach den Bedingungen, unter denen Feldionisierung im Anodenfall eines Lichtbogens auftreten kann. Feldionisierung ist nur möglich, wenn die gesamte Fallenergie größer als die Ionisierungsenergie ist. Daneben sind mindestens zwei weitere Bedingungen zu nennen: a) Das entsprechende Potential muß sich auf einer Strecke von der Größe einer Elektronenweglänge ausbilden. b) Die erzeugten Ionen müssen mit einer ungeordneten Bewegung an die Säule geliefert werden. Die beiden Bedingungen werden in Formeln gefaßt und es wird gezeigt, daß ein Niederstromkohlebogen in Luft unter Normalbedingungen mit dem Anodenfallmechanismus der Feldionisierung brennt, während bei den Bedingungen, die für Hochdruckbögen charakteristisch sind, Feldionisierung unmöglich ist. Hier gilt thermische Ionisierung. — Die Strom-Spannungs-Kennlinien von Beck-Bögen und anderen Bögen werden diskutiert.

Überschaut man die Meßergebnisse an den verschiedenen Bogentypen, so findet man sehr verschiedene Angaben. Für Kohlebögen in Luft unter Normalbedingungen und nicht zu hoher Stromstärke

sind relativ große Anodenfälle von 20 und mehr Volt typisch, während die Hg-Hochstdruckbögen und ähnliche Rohrbögen in Argon und Xenon im allgemeinen geringe Anodenfälle unterhalb der Ioni-



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.

sierungsspannung des Trägergases haben. Da der Sinn des Anodenfalls darin besteht, den Übergang des Säulenplasmas auf die Elektroden zu vermitteln, sind die verschiedenartigen Erscheinungsformen überraschend.

Der Anodenfall hat im wesentlichen drei Forderungen zu entsprechen:

1. Im Anodenfall müssen die Ionen erzeugt werden, die innerhalb der Säule pro Sekunde durch den Querschnitt in Richtung Kathode gehen.

2. Die erzeugten Ionen müssen mit einer thermischen Geschwindigkeitsverteilung an die Säule weitergeleitet werden, wobei die zuzuordnende Temperatur der Temperatur der Neutralgasteilchen entspricht.

3. Im Fall muß der Übergang von der Gastemperatur der Säule zur Temperatur der Anode erfolgen.

Bei der Feldionisierung ist der Anodenfall nur eine freie Weglänge dick. In diesem Fall wird man die dritte Forderung durch Annahme einer konstanten Gastemperatur ($= T_{\text{Säule}}$) approximieren können. Das gilt insbesondere, wenn die Energieübertragung auf die Anodenstirnfläche durch Neutralgasteilchen gering ist (elastische Reflexion). Wir erwähnen im Abschnitt 4c eine experimentelle Bestätigung dieses Ansatzes. Wir sehen im folgenden von jedweder Fremderzeugung der Ionen, insbesondere von einer Emission von Ionen durch die Anode ab. In dieser Form ist unser Problem am schärfsten gestellt.

Den Aufgaben des Anodenfalls kann auf zweierlei Weise Rechnung getragen werden.

a) Die Elektronen werden so beschleunigt, daß sie den Feldlinien folgend zur Ionisierung befähigt werden (Feldionisierung). Dieses Verfahren setzt voraus, daß ein entsprechend starkes Feld auf Strecken von etwa einer freien Weglänge aufgebaut werden kann.

b) Die Temperatur der Elektronen werde erhöht. In einem isothermen Plasma, angenähert repräsentiert durch die Bogensäule, ist die Zahl der Ionisationen pro Volumeneinheit gleich der Zahl der Rekombinationen. Erhöht man die Elektronentemperatur, so überwiegt die Ionisation. Auf diese Weise können die erforderlichen Träger im Anodenfall mit Hilfe eines thermischen Mechanismus erzeugt werden.

Eine quantitativ durchgeführte Theorie existiert nur für den Mechanismus der Feldionisierung. Wir haben diese für den Kohlebogen in Luft mit einer Säulentemperatur von 7000° (Niederstrombogen) entwickelt¹. In der jetzigen Arbeit wollen wir von dem speziellen Fall abgehen und allgemein die Bedingungen diskutieren, unter denen ein solcher Mechanismus möglich ist. Das wird uns zeigen, welche Bögen in Analogie zu dem Niederstromkohlebogen behandelt werden können und für welche Bogentypen ein anderer (thermischer) Mechanismus auftreten muß. Wir gehen dabei, wie in unserer Theorie des Anodenfalls im Niederstromkohlebogen, von der Säule aus. Das scheint uns beim augenblicklichen Stand unserer Kenntnisse das sinnvollste Verfahren zu sein, um die Vorgänge im Plasma zu erfassen. Denn um diese geht es uns. Wir unterdrücken daher den mit mancherlei Parametern behafteten Anschluß des Neutralgases an das feste Anodenmaterial.

In Abschnitt A diskutieren wir den Kohlebogen in Luft unter Atmosphärendruck, in Abschnitt B übertragen wir die Ergebnisse auf andere Trägergase und Drucke.

A. Darlegung des Prinzips und Durchführung der Rechnung am Kohlebogen in Luft unter Atmosphärendruck

1. Die Trägererzeugung

Wir haben in I gezeigt, daß man den Anodenfall eines normalen Lichtbogens in Luft, dem für ein weites Intervall der Stromstärke eine Stromdichte von 40 Amp/cm^2 bei einer Säulentemperatur von 7000° zukommt, im Einklang mit der gemessenen Dicke des Fallgebiets und der Fallhöhe² durch den Mechanismus der Feldionisierung beschreiben kann. Der größte Teil des Anodenfalls wird von einem Gebiet mit säulenähnlichem Charakter beansprucht. In ihm sinkt die positive Ladungsdichte ϱ^+ so weit herab, daß eine merkliche negative Raumladung entsteht, womit die Voraussetzung für eine starke Krümmung der Potentialkurve $U(x)$ geschaffen ist. Nach diesem Übergangsgebiet kann man genähert (wir rechnen eindimensional unter Annahme von Zylinder-Symmetrie)

$$\varrho(x) = \varrho^-(x)$$

¹ W. Bez u. K.-H. Höcker, Z. Naturforschg. **9a**, 72 [1954]; im folgenden als I zitiert.

² W. Finkelnburg u. S. M. Segal, Phys. Rev. **83**, 3, 582 [1951].

setzen. Zusammen mit den Gleichungen

$$\begin{aligned} j^-(x) &= \varrho^-(x) v^-(x), & j^-(x) &= j(x) = j_s, \\ v^-(x) &= \sqrt{2 e U(x)/m} \end{aligned}$$

ist dann die Potentialgleichung

$$d^2U/dx^2 = -4\pi\varrho(x) \quad (1)$$

zu lösen (j^- Dichte des Elektronenstroms, j Dichte des Gesamtstroms, v^- Feldgeschwindigkeit der Elektronen). Da bei den hier betrachteten Bögen keine Kontraktion auftritt, ist j^- gleich dem Säulenwert $j_s^- \approx j_s$ zu setzen. Eine partikuläre Lösung des Gleichungssystems (1) ist die bekannte Langmuirsche Formel. Zählen wir die Koordinate vom Beginn des Fallgebiets in Richtung auf die Anode, so heißt sie

$$U(x) = 3 \sqrt[3]{\frac{3 m \pi^2 j_s^2}{2 e}} x^{4/3} \equiv A x^{4/3}. \quad (2)$$

Die Langmuirsche Formel befriedigt die Randbedingungen für den Anschluß an das Übergangsgebiet zur Säule nicht. Denn sie liefert an der Stelle $x=0$ die Werte $U=0$, $U'=0$, während man endliche Werte für beides fordern muß. In I ist die exakte Lösung berechnet worden. Man kann die exakte Lösung für manche Zwecke jedoch durch eine verallgemeinerte Langmuirsche Formel

$$U(x) = A_{\text{eff}}(x+c)^{4/3} \quad (2a)$$

approximieren, in der man die Konstanten A_{eff} und c geeignet wählt.

Wir benutzen Gl. (2a), um die Gleichung für den Ionenstrom (3) zu integrieren. Es gilt (vgl. I)

$$j^+(x) = j_s^- - j_s^- \frac{C}{\lambda_e^{\text{Ionis}}} \int_{d_a}^x (U(x) - U_i) dx; \quad (3)$$

$dx/\lambda_e^{\text{Ionis}}$ ist die Wahrscheinlichkeit für einen Elektronenstoß gegen ein Neutralatom,

$$\lambda_e^{\text{Ionis}} = 1/N Q. \quad (4)$$

$C(U - U_i)$ gibt die Ionisierungswahrscheinlichkeit pro Stoß an ($e U_i$ Ionisierungsenergie). d_a ist die Stelle, wo $U = U_i$ ist. Für $d > d_a$ ist die Möglichkeit zur Ionisierung gegeben. An der Stelle $x = d$ = Anodenfalldicke verschwindet $j^+(x)$. Daher

$$j_s^+ = j_s^- \frac{C}{\lambda_e^{\text{Ionis}}} \int_{d_a}^d (U(x) - U_i) dx. \quad (3a)$$

Mit Gl. (2a) ist das Integral genähert ausführbar. Man erhält mit $U(d) = U_A$:

$$j_s^+ = j_s^- \frac{C}{\lambda_e^{\text{Ionis}}} \frac{1}{A_{\text{eff}}^{3/4}} \left[\frac{3}{7} (U_A^{7/4} - U_i^{7/4}) - U_i (U_A^{3/4} - U_i^{3/4}) \right]. \quad (5)$$

$A_{\text{eff}} = a A$ wird so gewählt, daß (5) für den Niederstrombogen $U_A = 20$ V ergibt. Das bedeutet $a = 0,6$. Berücksichtigt man, daß Ionenstrom und Elektronenstrom in der Säule im Verhältnis

$$\frac{j_s^+}{j_s^-} = \frac{b^+}{b^-} = \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{\lambda_i^t}{\lambda_e^t} \quad (6)$$

stehen mit³

$$b = \frac{e \lambda_i^t}{m v}, \quad \lambda_i^t = \frac{1}{2,4 \sqrt{2} N Q}, \quad \lambda_e^t = \frac{1}{N Q + N^+ Q^+}, \quad (7)$$

so ergibt sich U_A als implizite Funktion von T :

$$\begin{aligned} &\sqrt{\frac{m}{M}} \frac{1}{C} \frac{3^{3/4} a^{3/4} e^{3/4}}{2,4 \cdot 2^{3/4} k^{1/4} Q^2} \sqrt{\frac{n(T)}{\lambda_e^t(T)}} \frac{1}{T^{1/2} N^2(T)} \\ &= \frac{3}{7} (U_A^{7/4} - U_i^{7/4}) - (U_i U_A^{3/4} - U_i^{3/4}). \end{aligned} \quad (8)$$

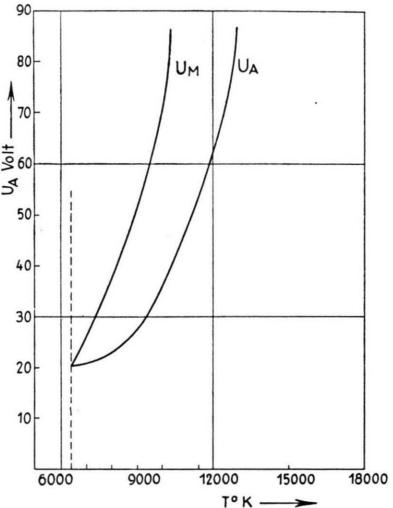


Abb. 1. Potentialkurven für das Trägergas Stickstoff.

U_A steigt mit wachsender Temperatur steil an (Abb. 1) und erreicht bald Werte, die mit unseren empirischen Kenntnissen nicht verträglich sind. Das liegt in erster Linie an dem Faktor $1/\lambda_e^{\text{Ionis}}$. Im Bereich $T < 12000^\circ$ ist $1/\lambda_e^{\text{Ionis}} \sim 1/T$. Die Reduktion der Stoßwahrscheinlichkeit wird durch vergrößerte Ionisierungswahrscheinlichkeit beim Einzelstoß kompensiert. Im Bereich $T \gtrsim 15000^\circ$ sinkt $1/\lambda_e^{\text{Ionis}} = N Q$ wesentlich stärker, weil Elektronen und Ionen den wesentlichen Bestandteil des Plasmas darstellen ($N \rightarrow 0$). In diesem Bereich ist der Mechanismus der Feldionisierung nicht mehr aufrechtzuerhalten, weil die Transport-Weglänge der Elektronen durch Stöße mit Ionen stark reduziert wird, also

$$\lambda_e^t \ll \lambda_e^{\text{Ionis}}.$$

³ s. Anhang.

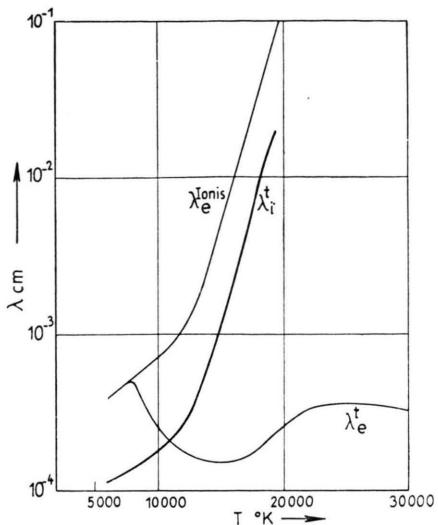


Abb. 2. Transport-Weglängen von Elektronen und Ionen in Stickstoff.

Das untersuchen wir im folgenden genauer.

Die benötigten Ionen müssen bei unserem Mechanismus auf etwa einer Transportweglänge der Elektronen erzeugt sein. Es muß daher großenordnungsmäßig gelten:

$$U_M = A_{\text{eff}} (\lambda_e^t + c)^{4/3}; \quad (9)$$

c wird so bestimmt, daß für den Niederstrombogen $U_M = U_A = 20$ V herauskommt. Nach (2 a) wird

$$U_M \sim n^{2/3} \lambda_e^{t^{2/3}} / T^{1/3} \cdot (\lambda_e^t + c)^{4/3}. \quad (10)$$

Zur Unterscheidung von dem obigen Gedankengang ist hier die Potentialdifferenz des Fallgebietes mit U_M bezeichnet worden. Es muß billigerweise

$$U_M \lesssim U_A$$

sein. Das <-Zeichen ist zulässig, denn der Potentialabfall kann sich ja ohne Widerspruch zu unserem Ansatz auf Strecken $< \lambda_e^t$ abspielen.

Man sieht aus Abb. 1, daß die Bedingung für $T > 6400^\circ$ erfüllt ist, dagegen nicht für niedrigere Temperaturen. Der Feldionisierungsmechanismus ist also nicht in der Lage, die einleitend formulierte Aufgabe des Anodenfalls bei einem isothermen Säulenplasma zu erfüllen. Da, wie wir gleich sehen werden, auch der thermische Ionisierungsmechanismus die Forderungen nicht erfüllt, kann es keinen Kohlebogen in Luft mit einem isothermen, quasineutralen Plasma unterhalb 6400° geben.

2. Überführung der Fallbewegung der Ionen in thermische Bewegung

Die im Anodenfall erzeugten Ionen müssen mit einer thermischen Geschwindigkeitsverteilung in die Säule eintreten. Es muß für $x = 0$ (Grenze Säule/Anodenfall) gelten:

$$T_{\text{Ion}} = T_{\text{Ion}}^{\text{Säule}} \approx T_{\text{Gas}}^{\text{Säule}}. \quad (11)$$

Die Überführung der ursprünglich gerichteten Bewegung in eine ungeordnete, so daß (11) erfüllt ist, ist nur zu erreichen, wenn λ_i^t wesentlich kleiner als λ_e^t ist, sagen wir schätzungsweise, wenn

$$2 \lambda_i^t \lesssim \lambda_e^t. \quad (11a)$$

Der Faktor von λ_i^t ist durch den Umwegfaktor und dieser wiederum im wesentlichen durch die Potentialverhältnisse bestimmt. Bei 7000° (Niederstrombogen) ist $\lambda_i^t = \lambda_e^t / 4\sqrt{2} \cdot 0,6$. Die Bedingung (11) ist also erreichbar.

Bei 11000° (Hochstrombogen) ist $\lambda_i^t \approx \lambda_e^t$. Die durch die Bedingung (11a) angedeuteten Verhältnisse sind augenscheinlich nicht mehr gegeben. Da λ_i^t und λ_e^t in diesem Temperaturbereich gegenläufig sind, ist die Grenze, bis zu der die Bedingung (11a) erreichbar ist, relativ scharf definiert. Sie hängt aber empfindlich von jedweder Veränderung des Trägergases ab, die durch mehr oder weniger starke Verdampfung des Anodenmaterials bei zunehmender Temperatur und erhöhter Anodenfallenergie auftreten kann (andere Wirkungsquerschnitte und Ionisierungsspannungen). Wir schätzen, daß der Feldionisierungsmechanismus bei Kohlebögen in Luft bis herauf zu einer Achsentemperatur in den anodennahen Teilen der Säule von ca. 9000° K gültig bleibt. Dem wären Anodenfälle von 30 V zuzuordnen. Dabei ist vorausgesetzt, daß das Plasma zwischen den Elektroden ruht. Die Wirkung eines von dem Kathodenfallraum ausgehenden Plasmastrahls, der für Hochstromkohlebögen charakteristisch ist, diskutieren wir im Abschnitt 4 c, Anodenverdampfung im Abschnitt 4 a.

3. Übergang zum thermischen Anodenfallmechanismus

Ist die Randbedingung (11) auf einer Strecke $\approx \lambda_e^t$ nicht erreichbar, so transportieren die Ionen ihre Fallenergie teilweise in die anodenseitige Grenzzone der Säule, die sie erhitzt. Im Bereich erhöhter Temperatur wird das Verhältnis $\lambda_i^t / \lambda_e^t$ noch ungünstiger, also weiter ausgedehnte Erwärmung. Das

Spiel hört auf, wenn solche Bedingungen geschaffen sind, wie sie einem thermischen Ionisierungsmechanismus entsprechen. Jedenfalls ist der Feldionisierungsmechanismus nicht mehr möglich. Wir vermuten, daß umgekehrt thermische Ionisierung nicht erfolgen kann, wenn λ_e^t/λ_i^t eine bestimmte Größe überschreitet.

Wenn die Ionen eine nennenswerte Fallenergie in die Grenzonen der Säule transportieren, so bedeutet dies mit höherer Temperatur auch höhere Trägerdichte und, da die elektrische Feldstärke zu Beginn des Anodenfalls nicht abnehmen wird, Kontraktion des Bogens, denn J muß konstant bleiben. Empirisch drückt sich der Übergang zum thermischen Mechanismus im Rückgang der Brennspannung aus⁴. Näheres in nachstehender Arbeit.

4. Diskussion des Anodenfalls einiger Bogentypen in Abhängigkeit von der Stromstärke

Wir betrachten hier einige Bogentypen, für die die Bedingungen der Abschnitte 1 und 2 erfüllt sind und diskutieren die Erscheinungen an Hand der Ergebnisse unserer Theorie.

a) Beck-Bögen

In Abb. 3 geben wir Kennlinien eines Beck-Bogens von 6 mm äußerer Länge mit koxialer Kohlenstellung für verschiedene Durchmesser der Positivkohle. Der Abfall bei geringen Stromstärken ist die bekannte fallende Charakteristik. Der Beginn des Anstiegs hängt von der Dicke der Positivkohle, d. h. von der dadurch bewirkten Säulentemperatur ab. Finkelnburg hat das Verhalten des Anodenfalls als Ursache der steigenden Kennlinie erkannt. Unsere Theorie der Feldionisierung im Anodenfall liefert die Erklärung für den Anstieg mit der Stromstärke, denn mit der Stromstärke wächst in diesem Bereich die Stromdichte und die Säulentemperatur. An der Knickstelle ist, wie Finkelnburg experimentell nachwies, der Anodenfall so groß, daß die Verdampfungstemperatur des Anodenmaterials erreicht wird. Die Knickstellen der Kurven für 5, 9 und 11 mm Positivkohlen haben als Ordinate die gleiche Gesamtspannung. Den Bögen dürften also auch die gleichen Anodenfälle zukommen. (Daß die 7 mm-Kohle andersartig verläuft, ist durch eine andere Kohlenart bedingt.)

⁴ W. Finkelnburg, Hochstromkohlebogen S. 19, Springer, Berlin 1948.

Oberhalb der Knickstelle steigt der Fall nicht in gleichem Maße weiter, weil infolge der stürmischen Anodenverdampfung leicht ionisierbare Salze mit einem großen Atomquerschnitt in den Bogen geblasen werden. Dabei sinkt die Temperatur, in der sich der Anodenfall ausbilden muß. Niedrige Temperatur, geringe Ionisierungsspannung und großer Atomquerschnitt bestimmen den Quotienten

$$\lambda_e^t/\lambda_i^t = 2,4 \sqrt{2} N Q / (N Q + N^+ Q^+)$$

und damit den Anodenfallmechanismus des Beck-Bogens oberhalb der Knickstelle: Es herrscht Feldionisierung. (Den umgekehrten Fall mit relativ kleinen Atomquerschnitten werden wir in Abschnitt B beim Argonbogen besprechen.)

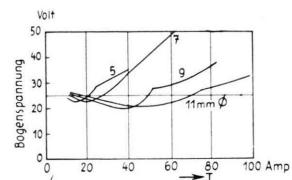


Abb. 3. Strom-Spannungs-Kennlinien von Beck-Bögen nach Messungen von Finkelnburg. Scheinbare Bogenlänge 6 mm. Die Parameter geben die Durchmesser der Positivkohle.

Die Umgebung der Knickstelle ist ein labiles Gebiet. In der Strom-Spannungs-Kennlinie kann eine Art Hysterese auftreten, die Finkelnburg an Hand der Beobachtungen beschreibt⁵. Wir verstehen sie so: Geht man von niedrigen Stromstärken aus, so brennt der Bogen in einem Plasma, das im wesentlichen durch die die Elektroden umgebende Materie bestimmt ist. Die physikalischen Daten dieses Plasmas bestimmen den Anodenfall und damit die Stromstärke I_k , bei der die Energiezufuhr zur Anode gerade zur Verdampfung des Dachtmaterials ausreicht. Bei $I > I_k$ brennt der Bogen in einem Plasma, das durch das Dachtmaterial bestimmt ist. Der Anodenfall wird daher anders sein. Von besonderer Wichtigkeit ist die Frage, ob der Anodenfall, der sich im Anodendampfstrahl ausbildet,

- α) soviel Energie auf die Anode überträgt, daß die Anode weiterhin verdampft,
- β) in Anbetracht der physikalischen Daten des Dampfstrahls sich nach dem Feldionisierungsmechanismus einstellt.

Sind die Bedingungen α) und β) erfüllt, was bei den gewöhnlichen Beck-Bögen der Fall ist, so wird

⁵ Hochstromkohlebogen S. 31.

die Strom-Spannungs-Kurve entsprechend den allgemeinen Gesetzen des Feldionisierungsmechanismus mit wachsender Stromstärke mehr oder weniger stark ansteigen, was man in Abb. 3 ablesen kann.

Geht man mit der Stromstärke wieder herunter, so kann der im Anodendampfstrahl ausgebildete Anodenfall auch bei $I < I_k$ noch genügend Energie auf die Anode übertragen, so daß die Verdampfung aufrechterhalten wird. Erst bei $I = I_1 (< I_k)$ ist die Energieübertragung auf die Anode bei dem im Anodendampfstrahl ausgebildeten Anodenfall so weit abgesunken, daß sie zur Verdampfung des Dichtematerials nicht mehr ausreicht. Somit hat sich der Anodenfall im umgebenden Gas (Luft) auszubilden. Man kommt auf einen Punkt der Strom-Spannungs-Kurve, die man bei steigender Stromstärke durchlaufen hat. Die „Hysteresisschleife“, also der Bereich, in dem zwei Brennformen des Bogens existieren, reicht von I_1 bis I_k . In diesem Intervall der Stromstärke kann durch kleine äußere Störungen der Umschlag von der einen in die andere Brennform bewirkt werden. Das ist die beobachtete Labilität.

In unserer Betrachtung wurde bis jetzt die Blasengeschwindigkeit, die sich der Bewegung aller Partikel im Dampfstrahl überlagert, nicht berücksichtigt. Diese beträgt unmittelbar vor der Anode 1 bis $7 \cdot 10^3$ cm/sec⁶. Sie ist wesentlich größer als die Driftgeschwindigkeit der Ionen im Säulgrenzgebiet, die ungefähr 10^2 cm/sec beträgt. Da durch die Geschwindigkeit der Ionen im anodenseitigen Grenzgebiet der Säule die Zahl der vom Anodenfall zu liefernden Ionen bestimmt ist, hat der Anodenfall bei verdampfenden Anoden wesentlich mehr Ionen zu liefern, d. h. er muß höher werden. Auf einen in dieser Richtung gehenden Effekt hat Finkelnburg⁷ bereits hingewiesen, ohne im Besitz einer quantitativ formulierten, widerspruchsfreien Anodenfalltheorie zu sein.

b) Bögen mit nicht verdampfender Anode

Falls der Anodenfall bei steigender Stromdichte nicht durch den Anodendampfstrahl mit den leicht ionisierbaren Dichtsalzen verändert wird, sondern etwa die Steigung vor dem Knick (vgl. Abb. 3) fortgesetzt gedacht werden muß, kommt man zu Stromstärken (Temperaturen), bei denen die Über-

⁶ E. Rohlloff, Reichsber. Physik 1, 47 [1944]; s. a. Hochstromkohlebogen S. 12, 165.

⁷ Hochstromkohlebogen, S. 39 u. 174 ff. Die auf S. 178/179

führung der Fallbewegung der erzeugten Ionen in thermische Bewegung mit $T_{\text{Ion}} = T_{\text{Gas}}$ auf einer Elektronenweglänge nicht mehr möglich ist. Die Bogensäule wird daher von der Fallenergie der Ionen beeinflußt: es tritt Aufheizung, Kontraktion und thermische Ionisierung ein. Der Anodenfall sinkt (laut Experiment) um mehrere Volt. Die Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abb. 4 schematisch dargestellt. Sie ist in erster Linie Ausdruck eines theoretisch-physikalischen Sachverhalts und bei Kohlebögen in ungestörter Form kaum realisiert, da in der Zacke und besonders hinter der Zacke (Kontraktion!) so hohe Temperaturen herrschen, daß das Anodenmaterial verdampft.

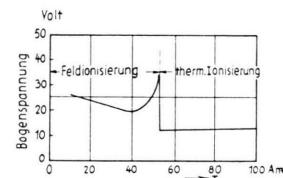


Abb. 4. Schematische Darstellung der Strom-Spannungs-Kennlinie für einen Bogen mit nicht verdampfender Anode.

Es ist aber wohl anzunehmen, daß die eben beschriebene Charakteristik dem in Abb. 5 wieder gegebenen Phänomen in Heliumbögen mit Wolframelektroden bei $I \leq 30$ Amp entspricht⁸. Wir würden folgendermaßen interpretieren: Bei geringer Bogenlänge (die Zacke tritt je nach Stromstärke zwischen 0,05 und 0,1 Zoll auf) hat der Heliumbogen vor der Anode so hohe Stromdichte und Temperatur, daß ein thermischer Anodenfallmechanismus realisiert ist. Bei größeren Abständen wird der Bogendurchmesser größer und damit die Stromdichte und Temperatur geringer. Jetzt herrscht im Anodenfall Feldionisierung. Die Kurve in Abb. 4 wird von rechts nach links durchlaufen. Heliumbögen mit höheren Stromdichten (Repräsentant: Bogen mit 50 Amp, s. Abb. 5) haben bei den glei-

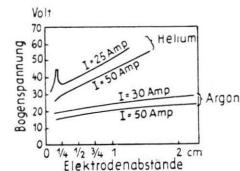


Abb. 5. Brennspannung in Funktion des Elektrodenabstands für Bögen zwischen Wolframelektroden in Edelgasen nach Skolnik und Jones.

wiedergegebenen Ansätze zu einer kinetischen Theorie sind nicht ganz widerspruchsfrei.

⁸ M. Skolnik u. T. B. Jones, J. Appl. Phys. 23, 643 [1952].

chen Wolframelektroden von $\frac{1}{4}$ Zoll Durchmesser durchweg Temperaturen über dem kritischen Punkt, d. h. der Anodenfall erfolgt mit thermischem Mechanismus. Der Potentialabfall und damit die gesamte Brennspannung sind um ca. 10 V niedriger. — In Argonbögen ist dasselbe Phänomen nicht gefunden worden. Wir machen das im Abschnitt B verständlich.

c) Bögen mit kathodenseitigem Dampfstrahl

Eine sehr interessante Bestätigung der Grundvorstellungen unserer Theorie ist der voll ausgebildete Hochstromkohlebogen mit weißlichem Kern, den Mäcker⁹ als einen Dampfstrahl nachwies, für den die zum Zwecke der Trägererzeugung erfolgende Kontraktion des Bogens vor der Kathode ursächlich ist. Um die störende Anodenverdampfung (das Zischen) auszuschalten, betrachten wir einen Bogen mit sehr dicker Anode, bei dem dies nicht eintritt.

Die Geschwindigkeit des Dampfstrahls hängt von der Stromstärke ab. Man kann diese so wählen, daß die Dampfstrahlgeschwindigkeit die Drift der Ionen im elektrischen Feld gerade kompensiert. Die Ionen ruhen also. Folglich entfällt die Notwendigkeit der Ionenerzeugung vor der Anode, die den Anodenfall begründete. Wenn man die Überbrückung der Temperaturdifferenz zwischen Plasma und Anode nicht in Betracht zieht, wie wir das getan haben, müßte der Anodenfall exakt 0 sein. Dies haben jüngste, noch unveröffentlichte Sondenmessungen von Müller und Finkelnburg am 200 Amp-Kohlebogen bestätigt. Die Versuche ergaben keinen meßbaren Anodenfall. Dies Ergebnis rechtfertigt direkt, daß wir die 3. Forderung an den Anodenfall (s. Einleitung) bei der Theorie der Feldionisierung unbeachtet gelassen haben. Es bedeutet, daß die neutralen Atome Energie in nennenswertem Ausmaß nicht auf die Anode übertragen. In der Energiebilanz des Anodenfalls braucht dieser Posten also nicht berücksichtigt zu werden. Der Akkommodationskoeffizient ist praktisch null; die Teilchen werden elastisch reflektiert.

B. Ergebnisse der Rechnung für Lichtbögen in Argon bei verschiedenen Drucken

1. Argonlichtbögen unter Normaldruck

Wenn man Gln. (8) und (10) für Argon statt für Luft als Trärgas auswertet, so hat man ver-

änderte Konstanten für das Massenverhältnis m/M , die Ionisierungskonstante C , die Ionisierungsspannung U_i und für den Atomquerschnitt Q zu berücksichtigen. Die wesentlichen Änderungen treten bei C und Q ein. Als Daten des Plasmas $n(T)$, $N(T)$ und $\lambda_e(T)$ benutzen wir

$$Q = 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (= 3/20 \cdot Q_{\text{Luft}}) \quad \text{und}^{10} \quad (12)$$

$$C = 20 \text{ cgs Einh.} \quad (= 140 C_{\text{Luft}}).$$

Für die Feldstärke E setzen wir wieder wie beim Luftbogen 15 V/cm unabhängig von der Stromdichte. Da in unserer Rechnung nur \sqrt{E} an nicht-kritischer Stelle eingeht, dürfen wir in dieser Richtung schematisieren.

Entsprechend der ungefähr gleichen Ionisierungsspannung liegt der untere Schnittpunkt der beiden Kurven $U_A(T)$ und $U_M(T)$ in der Umgebung von 6400° wie bei Luft. Unterhalb dieser Temperatur ist also in Argon ebensowenig wie in Luft ein Bogen mit Feldionisierung möglich.

Die zweite Forderung liefert die obere Grenze des Feldionisierungsmechanismus. Bei dem geringen gaskinetischen Querschnitt des Argonatoms wirken sich bereits relativ geringe Ionenkonzentrationen in λ_e^t aus, so daß hier $\lambda_i^t = \lambda_e^t$ bei wesentlich niedrigeren Temperaturen als in Luft (8800° gegenüber 11000° ; s. Abb. 6 u. 2). Der Sachverhalt ist hier nach der entgegengesetzten Seite verschoben wie in

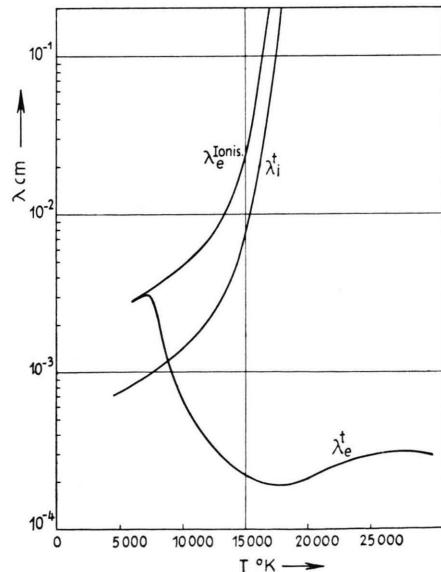


Abb. 6. Transport-Weglängen von Elektronen und Ionen in Argon.

¹⁰ $C/\lambda_e = 0,71$ bei $T = 273^\circ$ und $p = 1$ Torr. Siehe P. T. Smith, Phys. Rev. **36**, 1293 [1930].

⁹ H. Mäcker, Z. Phys. **141**, 198 [1955].

der Atmosphäre der Beck-Flamme. Während dort der Mechanismus der Feldionisierung sehr stark ausgeweitet war, ist er hier sehr eingeschränkt, etwa auf

$$6400 < T < 7500^\circ.$$

Es könnte also ein Niederstrombogen in Argon mit einem solchen Mechanismus existieren. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die obere Grenze möglicherweise zu hoch abgeschätzt wurde, so daß auch beim Niederstrombogen thermische Ionisierung herrscht.

Empirisch verhält sich ein Argonbogen wesentlich anders als ein Luftbogen. Der von Finkelnburg und Schulz¹¹ zeigt bei einer Stromdichte bis zu 350 Amp/cm² keinerlei Hochstrombogeneffekte auf der 6 mm-Homogenkohleanode. Der Anodenfall ist gering und nahezu konstant bei zunehmender Stromstärke. Das gleiche gilt für die Argonbögen von Skolnik und Jones⁸, die wir in Abschnitt A 3 erwähnten.

Ein Lichtbogen in Argon, wie ihn Busz und Finkelnburg¹² zwischen gekühlten Elektroden mit Säulentemperaturen von 16 000 – 35 000° beobachteten, hat natürlich ebenso wie derselbe Bogen in Stickstoff einen thermischen Anodenfall. Die Grundzüge der thermischen Theorie veröffentlichen wir demnächst.

2. Bögen bei Über- und Unterdruck

Wir diskutieren die bisherigen Aussagen für den Fall höherer und niedriger Drücke. Wir nehmen an, daß dabei die Feldstärke in der Bogensäule nicht variiert wird. Nach der Sahaschen Gleichung ist $n \sim p^{1/2}$; ferner ist $N \sim p$ und daher bei Temperaturen $< 10 000^\circ$ genähert $\lambda_e \sim 1/p$. Bei Temperaturen, wo $NQ \ll N^+ Q^+$, ist $\lambda_e^t \sim 1/p^{1/2}$. Wir brauchen diesen Bereich nicht zu diskutieren, weil in ihm die Feldionisierung nicht möglich ist. Für den erst erwähnten Bereich variiert die linke Seite von Gl. (8) wie $1/p^{5/4}$. Der Ausdruck $f(U_A)$ auf der rechten Seite sinkt also mit zunehmendem Druck. Da U_i konstant ist, bewirkt dies Verringerung von U_A . Andererseits folgt aus Gl. (10), daß $U_M \sim 1/p^{5/3}$, wenn $c \ll \lambda_e^t$; andernfalls ist $U_M \sim 1/p^{2/3}$. Vor allem wegen dieser Beziehung schrumpft der Temperaturbereich, für den $U_M > U_A$ und $2\lambda_i^t \leq \lambda_e^t$ (s. Gl. 11a) ist, sehr stark zusammen. Bei 5 Atm. Druck kann sich

¹¹ S. W. Finkelnburg, Hochstromkohlebogen, S. 133.

¹² G. Busz u. W. Finkelnburg, Z. Phys. **139**, 212 [1954].

¹³ A. Bauer u. P. Schulz, Z. Phys. **139**, 197 [1954].

ein Anodenfall mit Feldionisierung in Luft bereits nicht mehr ausbilden.

Bei verringerten Drucken kann die Anodenfallspannung sehr viel größere Werte annehmen. Dieser Tatbestand ist für die Glimmentladung interessant.

Sehr sorgfältige Anodenfallmessungen bei Überdruck haben Bauer und Schulz¹³ an Xenonbögen mit Wolframelektroden verschiedener Dicke vorgenommen. Sie finden einen sehr kleinen Anodenfall von etwa 1 V, der praktisch unabhängig von Druck und Belastung ist. Uns interessiert an diesem Ergebnis vorerst nur, daß die Xenon-Hochdruckbögen einen thermischen Anodenfall haben, wie wir es erwarten müssen, wenn die physikalischen Daten des Xenons von denen des Argons nicht wesentlich verschieden sind. Im übrigen bestätigen diese Messungen, daß die Neutralgasteilchen keine nennenswerte Energie auf die Anode übertragen (s. a. A 4c).

Anhang

Freie Weglänge und Transportweglänge

Wir haben zwischen der elementaren freien Weglänge und der Transportweglänge zu unterscheiden¹⁴. Während man sich bei der ersten nur für das Faktum des Stoßes interessiert und die im Mittel zwischen zwei Stößen zurückgelegte Wegstrecke als freie Weglänge definiert, steht bei der zweiten die Frage nach der Wegstrecke im Vordergrund, die unter Berücksichtigung der Stoßgesetze charakteristisch für eine Änderung der Geschwindigkeitsrichtung in der Weise ist, daß die ursprüngliche Richtung mit gleicher Wahrscheinlichkeit in jede andere übergeführt worden ist (vollständiger Verlust einer bestimmten Bewegung). Für unser Problem gelten die Gesetze des elastischen Stoßes.

Es ist die freie Weglänge eines Teilchens der Sorte 1 in einem Gasgemisch

$$\lambda_1 = 1 / \sum_s N_s Q_s R_{1s} .$$

R_{1s} hängt von der Relativgeschwindigkeit v_{1s} ab. Ist $v_1 \gg v_s$, so ist $R_{1s} = 1$. Bei einem isothermen Plasma gilt

$$R_{1s} = R_{s1} = \sqrt{1 + m/M} \quad (m \leq M).$$

Angewandt auf Elektronen in einem Plasma, in dem nur Ionen erster Ionisationsstufe vorkommen, gilt

$$\lambda_e = 1 / (N Q + N^+ Q^+ + N^- Q^- \sqrt{2}) .$$

Entsprechend erhält man für Ionen

$$\lambda_i = 1 / [N (4 Q) \sqrt{2} + N^+ Q^+ \sqrt{2} + N^- Q^-] .$$

Daß diese Ausdrücke für viele Probleme nicht adäquat sind, erkennt man besonders deutlich an den hier gezählten

¹⁴ A. Eucken, Lehrbuch der chem. Physik, Bd. II, 1, Springer, Berlin; J. H. Jeans, Dynamische Theorie der Gase, Vieweg, Braunschweig; W. Both, Z. Phys. **118**, 401 [1942]; R. E. Marshak, Rev. Mod. Phys. **19**, 185 [1947].

Stößen zwischen Ionen und Elektronen, bei denen die Bewegung des Ions kaum beeinflußt wird. Zum Beispiel kann die Beweglichkeit der Ionen von derartigen Stößen nicht in derselben Weise abhängen wie von den Stößen mit Atomen. Dem trägt die Transportweglänge Rechnung. Sie korrigiert die elementare freie Weglänge durch Faktoren P_{1s} , die durch die Persistenz der Geschwindigkeit beim Einzelstoß bestimmt sind, wobei über alle möglichen Winkel und Geschwindigkeiten gemittelt wird. Mit den so definierten Transportweglängen sind die Transportvorgänge im Bogen in erster Näherung darzustellen. Die Transportweglänge wird in folgender Form geschrieben:

$$\lambda_1^t = 1 / \sum_s N_s Q_s R_{1s} (1 - P_{1s}).$$

Bei Zusammenstößen von Teilchen der gleichen Sorte ist die Persistenz der Geschwindigkeit vollkommen, wenn man nicht an das einzelne Teilchen denkt, sondern über die beiden Stoßpartner mittelt. Denn der Impulsverlust des einen Teilchens ist gleich dem Impulsgewinn des anderen. Im Mittel ist daher $P_{11}=1$, d. h. Stöße zwischen gleichen Teilchen gehen in die Transportweglänge nicht ein.

Bei Zusammenstößen zwischen Teilchen verschiedener Sorte ist der Persistenzfaktor ($\mu_s^2 = m_s/m_1$)

$$P_{1s} = \frac{m_1 - m_s}{m_1 + m_s} + \frac{2 m_s}{m_1 + m_s} \left\{ \frac{1}{4 \mu_s^3 \sqrt{1 + \mu_s^2}} \ln(\sqrt{1 + \mu_s^2} + \mu_s) + \frac{2 \mu_s^8 + 5 \mu_s^6 + 3 \mu_s^4 - \mu_s^2 - 1}{4 \mu_s^2 (1 + \mu_s^2)^3} \right\}.$$

Beim Stoß gleicher Massen (z.B. Ion/Atom) ist $P_{\text{gl. M.}} = 0,406$.

Beim Stoß eines Elektrons mit einem Ion oder Atom ($m_1 = m_e$, $m_2 = M$) ist

$$P_{\text{El} \rightarrow \text{Ion}} = \frac{m_e - M}{m_e + M} + \frac{2 M}{m_e + M} \frac{1}{2} = \frac{m_e}{m_e + M} (\ll 1).$$

Beim Stoß Ion/Elektron ($m_1 = M$, $m_2 = m_e$) ist

$$P_{\text{Ion} \rightarrow \text{El}} = \frac{M - m_e}{M + m_e} + \frac{2 m_e}{M + m_e} \frac{1}{3} = 1 - \frac{4}{3} \frac{m_e}{M} (\approx 1).$$

Demzufolge gilt für die Transportweglänge eines Elektrons

$$\lambda_e^t = 1 / \left(N Q \left(1 - \frac{m_e}{m_e + M} \right) + N^+ Q^+ \left(1 - \frac{m_e}{m_e + M} \right) + N^- Q^- \sqrt{2} (1 - 1) \right) \approx 1 / (N Q + N^+ Q^+).$$

Entsprechend für ein Ion:

$$\lambda_i^t = 1 / \left(N (4 Q) \sqrt{2} (1 - 0,406) + N^- Q^- \frac{4}{3} \frac{m_e}{M} + N^+ Q^+ \sqrt{2} (1 - 1) \right) \approx 1/2,4 \sqrt{2} N Q.$$

Theorie des Anodenfalls III Äquipotentialflächen vor der Lichtbogenanode

Von W. BEZ und K.-H. HÖCKER

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforschg. **10a**, 714—717 [1955]; eingegangen am 28. Juli 1955)

Aus den Ergebnissen früherer Rechnungen über die Abhängigkeit des Anodenfalls von der Temperatur werden Äquipotentialflächen vor der Anode konstruiert. Aus deren Verlauf wird u. a. auf die Konstanz der anodischen Stromdichte von 40 Amp/cm^2 geschlossen, solange nicht die gesamte Anodenstirnfläche bedeckt ist. Ferner erklären sie Brennfleck und Mikrobrennfleck bei Hochstromkohlebögen ($T > 10\,000^\circ$).

Wie in einer früheren Arbeit¹ gezeigt wurde, ist der Mechanismus des Anodenfalls durch die Stromdichte vor der Anode bestimmt. Bei einem thermischen Bogen sind Stromdichte und Temperatur eindeutig miteinander verknüpft. Daher kann der Anodenfall bei Lichtbögen durch Angabe der Temperatur charakterisiert werden. Bei relativ niedrigen Temperaturen ist der Anodenfall i. a. durch den Feldionisierungsmechanismus² bestimmt, bei höheren Temperaturen schlägt er in einen thermischen um³. Unterhalb einer gewissen Temperatur ist weder der thermische noch der Feldionisierungsmechanismus zur Erzeugung der für die Quasineutralität der Bogensäule notwendigen Ionen möglich.

In den oben zitierten Arbeiten wurde eindimensional gerechnet. Sie waren auf die Vorgänge in der Achse der Entladung zugeschnitten und gaben richtige Werte für die Höhe des Anodenfalls und seine Ausdehnung. Nachstehend wollen wir die Ergebnisse dieser Rechnungen auf den Querschnitt eines Kohlebogens vor der Anode anwenden. Die verschiedene Höhe und Ausdehnung des Anodenfalls liefert Äquipotentialflächen, die keineswegs parallel zur Anodenstirnfläche sind. Wir diskutieren den Verlauf der Stromfäden, der sich hiernach einstellt, und kommen so zu Aussagen über die Stabilität des anodischen Teils der Entladung.

¹ K.-H. Höcker u. W. Bez, Z. Naturforschg. **10a**, 706 [1955] (Anodenfall II).

² W. Bez u. K.-H. Höcker, Z. Naturforschg. **9a**, 72 [1954] (Anodenfall I).

³ K.-H. Höcker, Appl. Sci. Res. **B 5**, 543 [1955].