

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/cm² 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.

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

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.

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].



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.

1. Der Potentialverlauf vor der Anode eines Niederstromkohlebogens in Luft

Wir betrachten zuerst einen Kohlebogen mit einer Achsentemperatur von 7000° und einer anodischen Stromdichte von $40 \text{ Amp}/\text{cm}^2$. Der Anodenfall in der Achse der Entladung ist, wie wir in I gezeigt haben, durch Feldionisierung bestimmt. In den Randzonen mit niedrigeren Temperaturen ist weder Feld- noch thermische Ionisierung möglich. Wir fragen nach dem Verlauf der Potentiallinien vor der Anode.

Die Randzonen wollen wir durch eine Temperatur von 4000° charakterisieren. Sie müssen die zur Herstellung eines quasineutralen Plasmas notwendigen Ionen aus der Bogenachse beziehen. Daher müssen die Potentiallinien vor der Anode qualitativ den Verlauf wie in Abb. 1 haben. Sie zeigt für die Mitte der Entladung (7000° K) einen Anodenfall von 20 V auf ungefähr einer freien Weglänge der Elektronen. Dieser Wert wurde gemessen und in ungefähr dieser Höhe (19 V) in I errechnet. Vor dem Fallgebiet liegt das Plasma der Bogensäule mit seiner relativ niedrigen Feldstärke. Nimmt man an, daß sich die Elektronen in den Außenzonen ebenso wie im Zentrum parallel zur Achse der Entladung bewegen, so muß sich ein Potentialanstieg infolge der fehlenden Ionennachlieferung aus dem Gebiet vor der Anode einstellen. Die sich ausbildende negative Raumladung erzeuge einen Potentialanstieg von ungefähr 21 V (Wahlwert, notwendigerweise $> 20 \text{ V}$) auf einer Strecke, die größer als eine freie Weglänge der Elektronen ist. (Nach der Langmuirschen Formel ist die Ausbildung dieses Potentials bei der 4000° entsprechenden Stromdichte auf einer freien Weglänge nicht möglich.)

Das Äquipotentiallinienfeld zeigt, daß in diesem Stadium der Entladung die Elektronen, die den

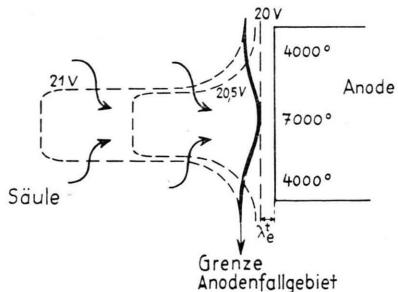


Abb. 1. Schematische Darstellung des Potentialverlaufs vor der Anode eines Niederstromkohlebogens (Säulenquerschnitt $<$ Anodenstirnfläche; die Temperaturangaben bedeuten Gas-temperaturen vor der Anode).

Strom der Randzone tragen, in das anodische Plasma der 7000° K -Zone einwandern im Gegensatz zu der obigen Annahme einer achsenparallelen Bewegung. Im Achsengebiet erzeugen sie die für die Erhaltung der Quasineutralität des Bogenplasmas der Randzonen erforderlichen Ladungsträger. Wandern aber die Elektronen der Außenzone in das Innere des Plasmas, so wird der für die Erhaltung der Raumladung in den Außenzonen erforderliche Elektronennachschub unterbrochen. Das Potential in den Außenzonen sinkt, was bewirkt, daß die nachfolgenden Elektronen wieder senkrecht auf die Anodenstirnfläche zufliegen und ein neues Raumladungsgebiet aufbauen.

Der Vorgang stellt sich nicht stationär ein. Denn die Erzeugung der für die Quasineutralität des Außenplasmas erforderlichen Ionen im Innern der Entladung wird erst durch die exzentrisch gelagerte Raumladung der Elektronen möglich, die die nachfolgenden Elektronen ins Innere der Entladung zwingt. Stationäres Verhalten hätte zur Voraussetzung, daß Aufbau der Raumladung und Ionenerzeugung durch die gleiche Elektronenbewegung bewirkt werden können. Diese Koinzidenz ist aber für den vorliegenden Fall ausgeschlossen, da es keinen stationären Mechanismus einer Ionenerzeugung bei $T < 6400^\circ$ gibt.

Als Folge des beschriebenen Verhaltens müßten sich hochfrequente Schwankungen in Raumladung und Potential im Anodengebiet ergeben. Da sie in erster Linie die Randzone betreffen, sind sie sicher nicht sehr groß. Infolge der stoßweisen Nachlieferung von Ionen übereinstimmend mit der Frequenz des Raumladungsauf- und -abbaues innerhalb der anodischen Randzone sollte eine Schichtung (Dicke $\sim \lambda$) eintreten. Die Schichten schreiten mit der Geschwindigkeit der Ionen von der Anode aus in Richtung Kathode fort. Infolge der kleinen Fortschreibungs- und großen thermischen Geschwindigkeit verwischen sich diese Schichten in der Säule des Bogens allerdings sofort. Anders bei der Glimmentladung, wo die anodischen Vorgänge im Prinzip die gleichen sind, wo aber die thermische Geschwindigkeit gering ist. Hier ist das Phänomen der geschichteten Säule infolge der großen freien Weglänge optisch zugängig und seit langem bekannt. Wir kommen darauf im anderen Rahmen zurück.

Unsere Potentiallinien erklären die Konstanz der anodischen Stromdichte von $40 \text{ Amp}/\text{cm}^2$, die besteht, bis die gesamte Anodenstirnfläche bedeckt ist.

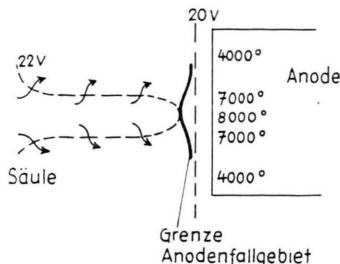


Abb. 2. Schematische Darstellung eines instabilen Potentialfeldes vor der Anode. Es erfolgt Ausweitung der Entladung unter Abkühlung der Achse auf 7000° (Säulenquerschnitt $<$ Anodenstirnfläche).

Würde nämlich im Innern der Säule eine Temperatur von z. B. 8000° und eine gemäß der Saha-Gleichung höhere Stromdichte herrschen, so würde gemäß der Theorie der Feldionisierung der Anodenfall für dieses Gebiet ansteigen unter Zunahme der Dicke des Fallbereiches (s. II). Daher ergäbe sich ein Potentiallinienverlauf, wie ihn Abb. 2 darstellt. Als Folge dieser Potentialverteilung wandern die Elektronen aus der Achse der Entladung in die Randzonen. Die Stromdichte in der Achse nimmt daher ab und in den Randzonen zu. Das entsprechende gilt für die Temperatur. Der Prozeß geht solange, bis sich die stabile Temperatur von 7000° und die zugehörige Stromdichte von 40 Amp/cm^2 eingestellt haben, vorausgesetzt, daß die Größe der Anodenstirnfläche die Ausweitung des Bogens erlaubt. Erst wenn die gesamte Anodenstirnfläche bedeckt ist, tritt eine Steigerung der Stromdichte und der Achsentemperatur der anodennahen Teile der Säule ein. Die Steigerung geht soweit, wie es der Feldionisierungsmechanismus erlaubt, nach unserer Abschätzung in II bis ungefähr 9000° ($U_A = 26 \text{ V}$). Die Temperaturverteilung ist dann so, wie Abb. 3 zeigt. Wir haben im wesentlichen eine konstante Temperatur über die gesamte Anodenstirnfläche. Die kälteren Zonen dürften auf die Mantelfläche der Kohle übergreifen.

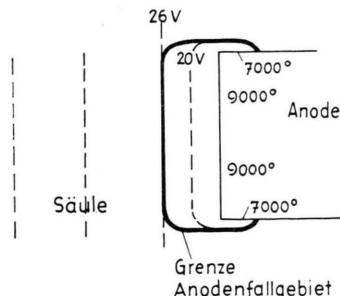


Abb. 3. Schematische Darstellung eines stabilen Potentialverlaufs (Säulenquerschnitt \geq Anodenstirnfläche).

2. Einsetzen der thermischen Ionisierung: Kontraktion der Bogensäule vor der Anode

Bei weiterer Erhöhung der Stromstärke und – wegen vollkommener Überdeckung der Anodenstirnfläche – damit auch der Stromdichte wird der Übergang von der Feld- zur thermischen Ionisierung vollzogen. Wenn sich der Anodenfall über Strecken $> \lambda_e^t$ ausdehnt, werden die Elektronen diesen Bereich nicht mehr frei durchfallen, sondern eine entsprechende Zahl von Stößen, auch untereinander, ausführen und sich daher mehr oder weniger ungeordnet bewegen. Das einzelne Elektron hat somit, soweit seine Energie größer als die Ionisierungsenergie ist, eine vermehrte Gelegenheit, Ionen zu erzeugen. Aus diesem Grunde wird der Anodenfall sinken, und zwar um so stärker, je größer λ_e^t , d. h. T ist. Daher verwandelt sich der Potentialverlauf der Abb. 3 in den der Abb. 4. Als Achsentemperatur haben wir dort $10\,000^{\circ}$ angenommen, ein Wert, bei dem thermische Ionisierung eingetreten ist. Für die Potentialdifferenz $U_A(10\,000^{\circ})$ setzen wir in Extrapolation von Rechnungen, die wir in Kürze publizieren, 23 V ein.

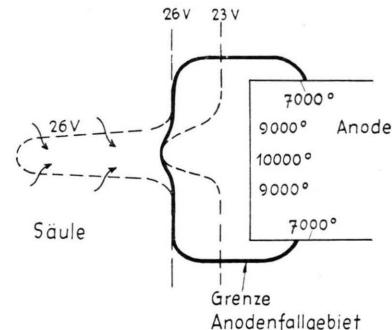


Abb. 4. Zur Entwicklung der Verteilung der Stromfäden beim Hochstrombogen *.

Wir sehen, daß die in den Außenzonen der Säule befindlichen Elektronen ins Innere der Entladung hineingezogen werden. Die Bogensäule kontrahiert sich anodenseitig unter Aufheizung. Dies bedeutet, daß die ursprünglich relativ heißen Außenzonen durch Zonen niedrigerer Temperatur ersetzt werden. Diese niedrigere Temperatur hat aber einen niedrigeren Anodenfall, so daß sich schließlich außen und innen Zonen gleichen Potentials ausbilden, die allerdings verschiedene Ursachen haben, nämlich außen

* Das Wort Hochstrombogen ist nur der Kürze halber verwandt. Es bezeichnet diejenigen Bögen, bei denen im Anodenfall die thermische Ionisierung neben der Feldionisierung bestimmend ist.

Feldionisierung bei niedriger Temperatur, innen thermische Ionisierung bei hoher Temperatur, s. Abb. 5. Der Zahlwert des Anodenfalls ist wahrscheinlich durch die Stabilität der thermischen Ionisierung bei einer bestimmten Temperatur festgelegt. Untersuchungen darüber sind im Gange. Die in Abb. 5 angegebenen 20 V sowie die zugehörigen Temperaturen sind unverbindlich. Zwischen den beiden Zonen befindet sich eine sehr schmale Zone, die den Temperaturübergang bewerkstellt. Dieser Zone würde nach wie vor ein höherer Anodenfall (26 V) entsprechen, da jedoch die Elektronen in das Gebiet niedrigeren Potentials hineinströmen und sich solche Gebiete beiderseits dieser schmalen Zone befinden, wird diese Zone hoher Temperatur ihren Ionenbedarf teilweise aus den Gebieten rechts und links von ihr decken, und damit ihr Potentialgefälle auf die benachbarten Werte reduzieren. – Die Kontraktion des anodenseitigen Teils der Säule beobachtet man bei den Zischbögen als Brennfleck auf der Anode.

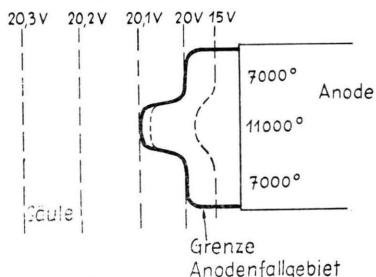


Abb. 5. Raumladungen vor der Anode des Hochstrombogens, 1. Phase. — Es ist eine derartige Verteilung gezeichnet, daß sich stabile Säulenverhältnisse mit achsenparallelen Feldlinien einstellen. Im Fallgebiet dagegen wird die Raumladungsverteilung instabil. Sie führt zur Kontraktion.

3. Einsetzen der thermischen Ionisierung: Die Erscheinung des Mikrobrennflecks auf der Anode

Der Potentialverlauf der Abb. 5, der stabile Verhältnisse in der Säule vor der Anode bedeutet, bedeutet keine Stabilität für das Fallgebiet selbst. Er war konstruiert worden, indem wir die Ergebnisse unserer eindimensionalen Rechnungen an verschiedenen Stellen der Anodenstirnfläche einsetzen. Wenn wir das so gewonnene Potentialfeld als Ganzes diskutieren, müssen wir erkennen, daß die Elektronen als Folge der verschiedenen Ausdehnung der Fallgebiete sich nicht senkrecht zur Anode bewegen, wie es vorausgesetzt war. Sie bewegen sich vielmehr senkrecht zu den Äquipotentiallinien, die keineswegs

parallel zur Anodenstirnfläche sind, sondern so, daß sich eine weitere scharfe Kontraktion der Stromfäden ergeben muß. Wir bekommen dadurch in Achsen Nähe eine Erhöhung der negativen Ladungsdichte und damit auch eine Erhöhung des Potentials über den in Abb. 5 diskutierten Wert hinaus. Wir haben das Problem durchgerechnet und kommen auf einen Anodenfall von 29 V. Die Darstellung der Rechnung erfolgt an anderer Stelle.

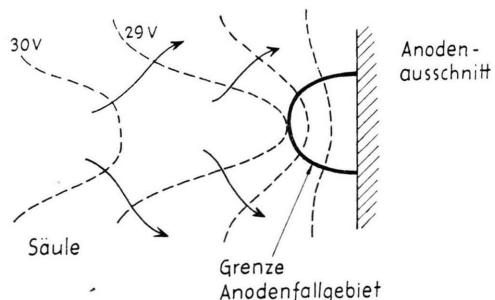


Abb. 6. Raumladungen vor der Anode des Hochstrombogens, 2. Phase. — Das kontrahierte Raumladungsgebiet bewirkt, daß auch in der Säule die Äquipotentialflächen nicht mehr parallel zur Anodenstirnfläche sind.

Bei diesem Potentialverlauf werden nun aber die Säulenverhältnisse, die wir zuvor gerade „in Ordnung“ gebracht hatten, wieder gestört. Wir bekommen in den anodennahen Teilen der Säule, entsprechend der Diskussion im ersten Abschnitt, einen Potentialverlauf gemäß Abb. 6. Als Folge davon wandern die Elektronen in die Außenzonen und bauen wieder ein Potentialfeld wie in Abb. 5 auf. Damit sind wir wieder am Ausgang unserer Betrachtung. Wir erhalten also eine periodische Schwankung von Raumladung und Potential unmittelbar vor der Anode eines solchen Bogens. Wir sehen darin die Ursache für die bekannten hochfrequenten Schwingungen, die bei Zischbögen von verschiedenen Autoren untersucht worden sind.

Das Phänomen des Zischens ist hierbei von untergeordneter Bedeutung. Es kommt dadurch zustande, daß die in der Mikrokontraktion auf kleinstem Raum zusammengedrängte Fallenergie zur Verdampfung der Kohleanode ausreicht. Natürlich wird die verdampfende Positivkohle die zahlenmäßigen Ergebnisse einer Berechnung der Anodenfallschwankungen beeinflussen. Das Phänomen als solches jedoch scheint uns unabhängig von den Dampfausbrüchen der Kohle zu sein. Wir werden in anderem Zusammenhang die Erfahrung über Zischbögen sorgfältig diskutieren.