

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 51 (1960)
Heft: 1

Artikel: Zur Physik des Niederstrom-Schaltlichtbogens
Autor: Rieder, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-917009>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

1. Lichtbogenphysik und Schaltgerätebau

Es ist eine bekannte Erscheinung, dass beim Öffnen eines stromdurchflossenen Kontaktes der Strom im allgemeinen nicht unzeitig unterbrochen wird, weil zwischen den auseinandergehenden Schaltstücken ein Lichtbogen entsteht, der die Schaltstrecke leitend überbrückt. (Nur bei sehr kleinen Stromstärken — in atmosphärischer Luft unter einigen Zehntel Ampère — oder sehr geringen Spannungen — unter etwa 20 V — kann kein Lichtbogen bestehen bleiben.) Erst wenn dieser Schaltlichtbogen eine gewisse Länge erreicht hat, erlischt die Entladung und wird der Stromkreis unterbrochen. Die Löschlänge des Lichtbogens ist von der EMK der Stromquelle, vom Widerstand des Stromkreises (bzw. von der Stromstärke bei geschlossenem Kontakt) und von den Entladungsbedingungen abhängig, vor allem von der Beschaffenheit und dem Druck des Gases, in welchem der Lichtbogen brennt, vom Elektrodenmaterial und dessen Oberflächenbeschaffenheit²⁾ sowie von sonstigen Einflüssen wie Gasströmungen, Magnetfeldern und Gefässwänden.

Der Schaltlichtbogen ist die physikalische Grundlage und das physikalische Grundproblem des Schaltgerätebaus. Es ist allein seiner Existenz zu verdanken, dass man induktionsbehaftete Stromkreise überhaupt unterbrechen kann, ohne durch eine unzeitige Stromänderung im Augenblick der Trennung der Schaltstücke untragbare und höchst gefährliche Schaltüberspannungen zu erzeugen. Bei der Unterbrechung von Gleichströmen gestattet der Lichtbogen in einfacher und gefahrloser Weise die Umsetzung der in der Induktivität des Kreises gespeicherten magnetischen Energie in Wärme; bei Wechselströmen ermöglicht er ohne besondere Mechanismen die Unterbrechung im natürlichen Stromnulldurchgang, d. h., in jenem Augenblick, in welchem die Induktivität des Kreises energieleer ist, so dass weder nennenswerte Energien umgesetzt werden müssen noch Überspannungen entstehen. Allerdings will man sich dieses Helfers auch stets möglichst rasch wieder entledigen, damit er die Stromunterbrechung nicht unnötig verzögert und Schaltstücke oder Isolation beschädigt.

Die Kunst des Schaltgerätebaus besteht also vorzüglich in der möglichst perfekten Beherrschung des Schaltlichtbogens, um ihn einerseits sinnvoll zu benützen, andererseits seine Nachteile auf ein Minimum zu reduzieren. Keineswegs geht es nur darum, ihn möglichst radikal zu vernichten. Die eingehende Kenntnis der Eigenschaften und Gesetze des Lichtbogens erscheint deshalb zur Entwicklung optimaler Schaltgeräte zumindest in hohem Masse nützlich und wünschenswert, und es folgt daraus zwangsläufig die Frage, welche Unterlagen dem Ingenieur zur Entwicklung von Schaltgeräten vom Physiker zur Verfügung gestellt werden können.

Erwartet der Elektrotechniker eine einfache Lichtbogenformel, die ihm gestatten soll, alle tech-

nisch interessierenden Daten exakt vorauszurechnen, so kann dieser (an sich nur zu begreifliche) Wunsch allerdings nicht erfüllt werden. Dies ist jedoch noch kein Grund zur Resignation, d. h., zur gelegentlich geäußerten Ansicht, die Physik habe dem Schaltgerätebauer überhaupt nichts Brauchbares zu bieten.

Bezüglich des Verhältnisses zwischen Physik und Schaltgerätebau ist jedoch tatsächlich zweierlei erstaunlich: wie wenig erforscht einerseits gewisse, seit vielen Jahrzehnten technisch angewandte physikalische Effekte sind und wie wenig andererseits der Ingenieur in der Regel von den vorliegenden Forschungsergebnissen weiss und sie benützt; mit anderen Worten: wie sehr die Gasentladungsphysiker und die Schalterbauer vielfach aneinander vorbeileben, wie wenig sich die Physiker mit den Problemen des Schalterbaus beschäftigen (bzw. wie wenig Mittel ihnen zu diesem Zweck zur Verfügung stehen) und wie unzugänglich dem Techniker die physikalische Literatur ist. Diese Unzugänglichkeit hat wieder verschiedene Ursachen: dass der Ingenieur die physikalischen Zeitschriften nicht zur Hand hat, dass die einschlägigen Arbeiten weit verstreut und nur mühsam zu sammeln sind, dass sich der Physiker einer anderen Ausdrucksweise, anderer Formelzeichen und Mass-Systeme bedient, und dass man den technischen Wert eines Aufsatzes oft nicht schon an seinem Titel erkennen kann.

Um wenigstens einem Teil dieser Schwierigkeiten zu begegnen, soll im folgenden versucht werden, einen Überblick über das Bekannte und die Grenzen des Unbekannten, über die Möglichkeiten und Grenzen der Theorie und ihrer Anwendung zu geben und dadurch auch auf den Nutzen physikalisch richtiger Vorstellungen und systematischer Forschung für die Entwicklung von Schaltgeräten hinzuweisen.

2. Überblick über den Lichtbogenmechanismus [1...4]²⁾

2.1 Die Lichtbogensäule

Die Lichtbogensäule, die den Gasraum zwischen den Elektroden leitend überbrückt, verdankt ihre Leitfähigkeit lediglich ihrer hohen Temperatur. Während Luft (wie auch andere Gase) bei Raumtemperatur als ausgezeichnete Isolator bekannt ist, gewinnt sie oberhalb etwa 3000 °C eine nennenswerte Leitfähigkeit, weil die kinetische Energie der Moleküle und Atome, mit welcher diese in ungeordneter Bewegung durch den Raum fliegen, dann so gross wird, dass die Teilchen befähigt werden, einander bei ihren thermischen Zusammenstößen zu ionisieren, d. h., von einem neutralen Atom oder Molekül ein Elektron abzureissen. Die so entstehenden freien Elektronen und positiven Ionen rekombinieren wohl nach einiger Zeit wieder zu neutralen Teilchen, wobei die Ionisationsenergie als «Rekombi-

¹⁾ Auszug aus der Habilitationsschrift des Verfassers, welche in der Bibliothek der ETH einzusehen ist.

²⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

nationsstrahlung» frei wird, doch stellt sich sehr rasch (in etwa 10^{-9} s) ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Ionisations- und Rekombinationsprozessen ein, so dass stets ein gewisser Bruchteil der Gasmoleküle (bzw. Atome) ionisiert ist. Dieser Ionisationsgrad ist begreiflicherweise um so grösser, je höher die mittlere kinetische Energie der Teilchen ist, welche wiederum proportional der absoluten Temperatur T wächst:

$$\frac{m \bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} k T \quad (1)$$

$k = 1,380 \cdot 10^{-23}$ J/°K Boltzmannsche Konstante

Weiter ist der Ionisationsgrad von der Ionisationsarbeit W_i (Grössenordnung $10 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-18} \text{ J}$) und der Häufigkeit der Zusammenstösse der Teilchen abhängig. Diese Stossfrequenz $1/\tau$ (τ ...mittlere freie Flugzeit) ist wiederum durch die mittlere freie Weglänge λ der Teilchen zwischen zwei Zusammenstössen und die mittlere Teilchengeschwindigkeit $\bar{v}$ gegeben:

$$1/\tau = \bar{v}/\lambda \quad (2)$$

Während die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ proportional $\sqrt{T}$ wächst

$$\bar{v} = \sqrt{8/\pi} \cdot \sqrt{kT/m} \quad (3)$$

m Teilchenmasse

ist die mittlere freie Weglänge verkehrt proportional der Teilchendichte N

$$\lambda = 1/(NQ) \quad (4)$$

Q Stossquerschnitt der Teilchen

und damit wegen der Beziehung

$$p = \frac{N m \bar{v}^2}{3} = N k T \quad (5)$$

verkehrt proportional dem Druck p und proportional der Temperatur. (Für atmosphärische Luft ist $v \approx 400 \text{ m/s}$, $N = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda \approx 10^{-5} \text{ cm}$, $\tau \approx 10^{-10} \text{ s}$.)

Die Eggert-Sahasche Theorie ergibt schliesslich im hier interessierenden Bereich geringer Ionisationsgrade folgende Gleichung für die Elektronendichte N_e :

$$\frac{N_e}{[\text{cm}^{-3}]} = 2,7 \cdot 10^{18} \left(\frac{T}{[\text{°K}]} \right)^{1/4} \left(\frac{p}{[\text{kg/cm}^2]} \right)^{+1/2} e^{-W_i/2kT} \quad (6)$$

Das temperaturbedingte Gemisch von Molekülen, Atomen und Ionen der verschiedensten Anregungszustände und freien Elektronen, das die Lichtbogensäule erfüllt, wird Gasentladungsplasma genannt. Wegen der darin enthaltenen Ladungsträger (Elektronen und Ionen) hat das Plasma eine elektrische Leitfähigkeit σ , die von der Trägerdichte (N_e , N_i) und der Trägerbeweglichkeit (b_e , b_i) abhängt:

$$\sigma = e (N_e b_e + N_i b_i) = k_1 (1/Q) T^{3/4} p^{-1/2} e^{-W_i/2kT} \quad (7)$$

e Elementarladung; k_1 Konstante

Ausserhalb der Raumladungsgebiete (vor den Elektroden) ist das Plasma quasineutral, d. h.:

$$N_e = N_i \quad (8)$$

Die Trägerbeweglichkeit ist die gerichtete Geschwindigkeit, welche die Träger im Feld 1 V/cm in Feldrichtung erreichen. Sie ist von der Masse m und der freien Weglänge sowie der Temperatur der Träger abhängig:

$$b = e \lambda (\pi/8 k T m)^{1/2} \quad (9)$$

Da die Elektronenmasse $1/1840$ der Masse eines Wasserstoffatoms beträgt (während ein Stickstoffatom 14mal schwerer als ein Wasserstoffatom ist), und da sich die freien Weglängen der Atome zu denjenigen der Elektronen verhalten wie:

$$\lambda_0 : \lambda_e = 1 : 4 \sqrt{2} \quad (10)$$

ist die Beweglichkeit der Elektronen fast 1000mal grösser als diejenige der positiven Ionen eines Luftplasmas und der Plasmastrom dementsprechend nur zu etwa $10/100$ von Ionen getragen.

Nach dem bisher Gesagten ist es also prinzipiell möglich, die Leitfähigkeit eines Plasmas aus dem Druck, der Temperatur und den Eigenschaften des Gases (Ionisationsarbeit, Stossquerschnitte) zu errechnen. Allerdings sind diese Daten nicht sehr genau bekannt und selbst Funktionen der Temperatur und des Ionisationsgrades, so dass exakte quantitative Berechnungen schwierig sind. Dies gilt besonders für zweiatomige Gase und Gasgemische wie Luft, für welche die Daten aller Teilchenarten und deren sämtliche Anregungszustände entsprechend ihrer temperaturbedingten Häufigkeit zu berücksichtigen sind; bei Luft sind dies N_2 , N_2^+ , N , N^+ , O_2 , O_2^+ , O , O^+ , O_3 , NO , NO^+ und Elektronen. Das im interessierenden Temperaturbereich entstehende NO ist wegen seiner niedrigen Ionisationsarbeit trotz der geringen Konzentration sehr bedeutsam. Aber selbst wenn man die Funktion $\sigma(T)$ kennt [2; 3], ist noch die Frage nach der Temperatur, dem Querschnitt und dem elektrischen Gradienten der Bogen säule zu beantworten, ehe man zu einer Aussage über Lichtbogenstrom und -spannung gelangt.

Vor allem interessiert die erforderliche Säulentemperatur, ihre Erzeugung und Erhaltung. Frei in Luft brennende Lichtbögen von einigen Ampère Stromstärke haben Achsentemperaturen von etwa 6000°C , Hochstrombögen können je nach den Entladungsbedingungen das Doppelte und Dreifache erreichen. Um diese Temperatur trotz der unvermeidlichen Energieverluste durch Wärmeleitung, Strahlung und Konvektion aufrecht zu erhalten, muss der Lichtbogensäule die Verlustleistung als elektrische Leistung (Stromwärme) wieder zugeführt werden. Die im elektrischen Feld beschleunigten Träger (vor allem die beweglichen Elektronen) teilen ihre zunächst gerichtete Bewegungsenergie bei Zusammenstössen auch den übrigen Teilchen als ungeordnete kinetische Energie (Wärme) mit. Es muss also eine Leistungsbilanz erfüllt sein, wonach im stationären Zustand für jedes Volumen der Säule die Joulesche Wärme σE^2 gleich der abgegebenen Leistung ist:

$$\sigma E^2 = -\text{div } \kappa \text{ grad } T + S(T) + \text{Konv.} \quad (11)$$

So wie die elektrische Leitfähigkeit σ ist auch die Wärmeleitfähigkeit κ eines Plasmas eine komplizierte Funktion der Temperatur [2;3]. Bei niedrigen Temperaturen erfolgt die Wärmeleitung einfach da-

durch, dass die Teilchen ihre kinetische Energie in Stößen einander mitteilen. Die mittlere kinetische Energie beträgt je Freiheitsgrad des Teilchens $1/2 kT$, für Atome also $3/2 kT$, für zweiatomige Moleküle $5/2 kT$, und es gilt:

$$\kappa_m = N_m f \frac{k}{2} (v_m \lambda_m) / 3 = N_m C_{vm} D_m \quad (12a)$$

f Zahl der Freiheitsgrade, C_v mittlere spezifische Wärme pro Teilchen, D Diffusionskoeffizient, Index m Molekül

wobei bei zunehmender Temperatur deren Einfluss auf den Stossquerschnitt bzw. auf die mittlere freie Weglänge zu berücksichtigen ist. Bei höheren Temperaturen dissoziieren die Moleküle und die Wärmeleitung erfolgt nun in zunehmendem Masse durch Atome. Diese führen ausser ihrer kinetischen auch ihre Dissoziationsenergie W_d mit sich, die bei ihrer Rekombination (in kälteren Gebieten) wieder frei wird:

$$\kappa_d = W_d D_a \frac{dN_a}{dT} \quad (12b)$$

(Die Dissoziation folgt ähnlichen Gesetzen wie die Ionisation; die Dissoziationsenergie ist jedoch etwas kleiner als die Ionisationsenergie.)

In gleicher Weise transportieren die freien Elektronen und Ionen ihre Ionisationsenergie vom Ort der Ionisierung zum Ort der Wiedervereinigung. Ausserdem ist zu beachten, dass die Atome und noch mehr die freien Elektronen viel rascher diffundieren als die Moleküle.

Die Strahlungsverluste $S(T)$ hängen vom Spektrum des betreffenden Gases und natürlich von der Temperatur ab. Für den Niederstromlichtbogen (bis etwa 100 A) in Luft kann die Strahlung gegenüber der Wärmeleitung vernachlässigt werden. Im Hochstromlichtbogen und in stärker leuchtenden Gasen (Hg) werden sie jedoch bedeutend. Ihre exakte Berechnung ist nahezu unmöglich, da sie für jede durch Mikrofelder und Temperaturbewegung verbreiterte Spektrallinie sowie für die Kontinua einzeln erfolgen müsste. Meist begnügt man sich deshalb mit einem summarischen Exponentialansatz:

$$S(T) = A (p/T) e^{-W_a/kT} \quad (13)$$

A Konstante W_a mittlere Anregungsenergie

Noch schwieriger sind die Konvektionsverluste zu erfassen. Dies erfordert nicht nur die Kenntnis des Temperaturfeldes, sondern auch diejenige des Strömungsfeldes, das bei freier Konvektion wiederum durch das Temperaturfeld bedingt ist.

Unter Vernachlässigung der Konvektion kann die Differentialgleichung (11) der Leistungsbilanz mit konstanten Koeffizienten geschlossen integriert werden. Dabei zeigt es sich, dass für zylindrische Säulen die Achsentemperatur stets über alle Grenzen geht, wenn als Randbedingung lediglich die Temperatur in unendlicher Ferne festgelegt wird. Es ist also notwendig, dass entweder das Temperaturfeld nicht zylindersymmetrisch ist, sondern etwa elliptisch, so dass auch ein axiales Temperaturgefälle zu den Elektroden hin auftritt — wie dies bei kurzen («elektrodenstabilisierten») Säulen sowie bei längeren Säulen in Elektrodennähe der Fall ist —, oder dass bei Zylindersymmetrie (lange Säulen,

> 1 cm) die Lichtbogensäule radial begrenzt wird, etwa durch ein Rohr bestimmter Temperatur, wie zum Beispiel bei den Leuchtröhren («wandstabilisierte Säule»). Für solche Entladungen kann die Leistungsbilanz mit entsprechendem Aufwand auch für nicht konstante Koeffizienten numerisch integriert werden. Bei den frei brennenden Lichtbögen, die scheinbar radial nicht begrenzt werden, übernimmt die Konvektionsströmung die Rolle der Wand («konvektionsbedingte Säule»). Da in diesem Fall Temperatur und Strömungsfeld, Leistungsbilanz und Konvektion einander wechselseitig bedingen, erscheint die mathematische Beherrschung dieser scheinbar einfachsten Lichtbogenform hoffnungslos ferne.

2.2 Die Elektrodengebiete

Wird die Lichtbogensäule von einem Strom durchflossen, so bewegen sich die Elektronen zur Anode, die positiven Ionen zur Kathode. Zur Aufrechterhaltung des Stromes muss deshalb an der Kathode für entsprechenden Ersatz freier Elektronen, an der Anode für den Ersatz der abwandernden Ionen gesorgt werden.

Besonders schwierig sind die Verhältnisse an der Kathode, da der Entladungsstrom ja — dem Verhältnis der Beweglichkeiten entsprechend — zu mehr als 99% von den Elektronen getragen wird, die hier freigemacht werden müssen. Das bedeutet, dass für jedes an der Kathode eintreffende positive Ion mehrere hundert freie Elektronen in die Lichtbogensäule abgegeben werden. Diese Nachlieferung kann entweder aus der Kathode heraus erfolgen, indem Leitungselektronen der Elektrode befähigt werden, diese zu verlassen und durch die Oberfläche in den Gasraum zu treten, oder sie erfolgt durch gesteigerte Ionisation im Gasraum vor der Kathode, wobei dann der Strom unmittelbar vor der Kathode durch positive Ionen getragen wird.

Der Elektronenaustritt aus glühenden Kathoden ist von den unselbständigen Entladungen in Elektronenröhren her bekannt. Bei diesen wird allerdings die Kathode künstlich geheizt, während der Lichtbogen eine selbständige Entladung ist. Die Thermoelektronenemission ist eine Funktion der Temperatur und der Austrittsarbeit des Elektrodenmaterials.

Um die zur Aufrechterhaltung eines Lichtbogens erforderliche Stromdichte zu erreichen, sind allerdings Temperaturen notwendig, die nur mit Elektroden aus sehr hoch schmelzenden Stoffen wie Kohle, Wolfram und einigen stabilen Metalloxyden erzielt werden können. Tatsächlich lässt sich bei diesen Materialien auch der Beweis dafür erbringen, dass — zumindest unter gewissen Bedingungen — die Thermoelektronenemission für den kathodischen Mechanismus sehr wesentlich ist. Unter anderen Bedingungen — vor allem bei rasch bewegtem Kathodenfleck — und bei allen Metallen mit niedrigerem Siedepunkt kann Thermoemission mit Sicherheit ausgeschlossen werden.

Eine andere Möglichkeit, Leitungselektronen der Kathode zum Austritt in den Gasraum zu veranlassen, bietet die Feldemission; hiezu sind zwar vor der Kathodenoberfläche elektrische Feldstärken von der Grössenordnung 10^6 V/cm notwendig, doch

ist diese Grössenordnung durchaus nicht ganz undiskutabel, wenn man bedenkt, dass der Kathodenfall von etwa 10 V über einem Gebiet liegt, dessen Dicke etwa einer freien Weglänge entspricht. Die quantitative Durchrechnung zeigt allerdings, dass zur Aufrechterhaltung des Lichtbogenstromes ausreichende Raumladungen nur bei sehr hohen Stromdichten auftreten können, wie sie wohl unter Umständen bei Niederdruckentladungen, nicht aber bei atmosphärischem oder höherem Druck gemessen wurden.

Es dürfte also unter bestimmten Bedingungen wohl Lichtbogenentladungen geben, die zumindest überwiegend durch Thermoemission oder Feldemission aus der Kathode aufrecht erhalten werden, doch ist dies in der Regel sicher nicht der Fall.

Bei nicht zu geringen Drücken dürfte hingegen die thermische Ionisierung im Gasraum unmittelbar vor der Kathode eine grosse Rolle spielen. Dieser Mechanismus setzt nur eine verhältnismässig geringe Elektronenemission aus der Kathode voraus und ist mit einer Kontraktion und Temperaturerhöhung der Lichtbogensäule vor der Kathode verknüpft. In diesem Kontraktionsgebiet werden durch Thermoionisation des Gases laufend die zum Stromtransport erforderlichen Ladungsträger erzeugt. Unmittelbar vor der Kathode wird dann der Strom zu einem entsprechend grossen Teil von positiven Ionen getragen, die eine positive Raumladung bilden.

Es ist bemerkenswert, dass Verunreinigungen der Kathodenoberfläche (vor allem durch Oxydation) offensichtlich von grosser Bedeutung sind. In reinen Edelgasen oder reinem Wasserstoff kann bei Spannungen unter etwa 60 V zwischen reinen Elektroden kein stationärer Niederstromlichtbogen existieren. Durch die normalerweise vorhandene Oxydschicht wird die Austrittsarbeit der Kathode stark herabgesetzt, unter Umständen auch ein Dielektrikum geschaffen, auf welchem positive Ionen, ohne sich sofort zu neutralisieren, aufliegen und dadurch sehr hohe kathodische Feldstärken erzeugen können.

Der anodische Mechanismus ist wesentlich einfacher als der kathodische, da hier für einige hundert ankommende Elektronen nur ein Ion erzeugt werden muss, um den Ionenstrom aufrecht zu erhalten. Dementsprechend ist der Anodenfall auch gering. Es wurde jedoch gezeigt, dass der Anodenfall von Hochstromkohlebögen mit zunehmender Stromstärke stark anwächst, da unter entsprechenden Voraussetzungen die eintreffenden Elektronen, die nicht nur ihre im Anodenfall gewonnene kinetische Energie, sondern auch ihre Austrittsarbeit der Anode zuführen, diese so stark aufheizen, dass die Anodenoberfläche schliesslich vehement verdampft. Gegen diesen Dampfstrahl müssen die Elektronen anlaufen, was erst möglich ist, wenn durch die aufgestaute negative Raumladung vor der Kathode ein hinreichender Anodenfall geschaffen wurde.

3. Möglichkeiten und Grenzen der Lichtbogentheorie

Die im vorigen Kapitel nur in groben Zügen skizzierte Lichtbogentheorie ermöglicht es, den Mechanismus der verschiedenen Lichtbogenentladungen zu verstehen, d. h., die beobachteten Erscheinungen

weitgehend auf bekannte Elementarprozesse zurückzuführen und auch die Auswirkungen von Veränderungen der Entladungsbedingungen vorherzusagen.

So ist nun verständlich, dass bei gegebener Stromstärke jede erzwungene Einengung der Lichtbogensäule eine örtliche Widerstandserhöhung bewirkt, die bei gegebenem Strom wiederum eine Erhöhung des Säulengradienten zur Folge haben muss und damit auch (wegen des erhöhten Leistungsumsatzes) eine Steigerung der Temperatur, bis sich bei höherer Temperatur, höherer Leitfähigkeit und höheren Verlusten bei geringerem Säulenquerschnitt ein neuer Gleichgewichtszustand entsprechend Gl. (11) einstellt. Aus der Leistungsbilanz folgt aber auch umgekehrt, dass bei jeder Erhöhung der Verluste der Säulengradient steigt und mit ihm auch die Temperatur und die Leitfähigkeit, während sich der Säulenquerschnitt verringert; intensivere Kühlung bewirkt also bei gegebenem Lichtbogenstrom Kontraktion und Temperaturerhöhung. Daraus folgt weiter, dass in Wasserstoff wegen des extrem kleinen Atomquerschnittes und der daraus sich ergebenden hohen Wärmeleitfähigkeit Temperatur und Säulengradient unter sonst gleichen Bedingungen viel grösser und die Löschlängen um etwa eine Grössenordnung kleiner sind als in Luft.

Ein anderes Phänomen ist der Übergang zum Hochstromlichtbogen: die Lichtbogensäule, die bei kleinen Stromstärken keinen scharfen Rand aufweist und durch die ungleichmässige Konvektionsströmung ständig bewegt und gekrümmt wird, zieht sich bei zunehmender Stromstärke (in Luft bei etwa 100 A) plötzlich stark zusammen, leuchtet viel heller und ist steif wie eine Feder. Die Erklärung lautet: Bei zunehmender Stromstärke steigt die Säulentemperatur langsam an, bis ein Temperaturgebiet erreicht wird, in welchem die Dissoziation [dN_a/dT in Gl. (12b)] rasch zunimmt; die dadurch erhöhte Wärmeleitfähigkeit bedingt intensivere Energieabfuhr [Gl. (11)] und damit weitere Temperaturerhöhung, wodurch der Dissoziationsgrad weiter zunimmt usw. Infolge der intensiveren Kühlung wird die Säule kontrahiert und mit der Stromdichte auch ihr magnetisches Eigenfeld erhöht, welches die Steifheit der Säule bedingt.

Der Vorgang ist reversibel, d. h., bei sinkender Stromstärke hat man unterhalb der kritischen Stromstärke plötzlich wieder die Niederstromsäule vor sich. Die Kontraktion unterbleibt in Edelgasen, da diese keine Moleküle bilden und folglich auch nicht dissoziieren. Sie setzt früher ein, wenn die Lichtbogensäule durch künstliche Strömungen zusätzlich «gekühlt» wird.

Es ist in diesem Rahmen weder möglich, die Lichtbogentheorie ausführlich darzustellen, noch alle dabei zutagetretenden Zusammenhänge zu diskutieren. Aber man kann wohl ein Bild von den Möglichkeiten der Theorie und deren Anwendbarkeit und praktischem Nutzen gewinnen. Man sieht aber auch die Grenzen, nämlich die Unmöglichkeit, die Lichtbogenentladung in jedem Fall exakt durchzurechnen. Wohl ist dies bei der wandstabilisierten Lichtbogensäule für ein einheitliches Gas möglich, also etwa für jene Verhältnisse, wie sie in der Lichttechnik oft gegeben sind, aber die komplexen Ver-

hältnisse, wie sie im konvektionsbestimmten Lichtbogen oder in einem Schalter herrschen, sind ebenso wenig quantitativ zu erfassen wie die Vorgänge an den Elektroden, was teils auf die enormen mathematischen Schwierigkeiten, teils auf die nicht mit genügender Genauigkeit bekannten Konstanten der an sich wohl bekannten Elementarprozesse (Stossquerschnitt, Anlagerungsquerschnitt usw.) zurückzuführen ist.

4. Lichtbogencharakteristiken und -gleichungen

Es ist angesichts der geschilderten Situation notwendig, die zwar aufschlussreiche, aber doch oft nur qualitative oder halbquantitative Theorie durch unmittelbare Messungen der interessierenden Größen unter gegebenen Bedingungen zu ergänzen. Der Vorteil dieses Verfahrens ist seine Unmittelbarkeit und die Unabhängigkeit von irgendwelchen Voraussetzungen oder theoretischem Wissen. Der Nachteil besteht darin, dass keinerlei Extrapolationen oder Übertragungen auf andere Bedingungen möglich sind, es sei denn auf Grund der Theorie.

4.1 Strom-Spannungs-Charakteristiken

Die vor allem interessierenden Zusammenhänge zwischen Lichtbogenspannung, Stromstärke und Lichtbogenlänge wurden schon gemessen, als von einer Lichtbogenformel kaum die Rede war, und man versuchte auch schon vor der Jahrhundertwende, die empirischen Kurven analytisch durch einfache Formeln zu beschreiben. Trotzdem findet man in der

Elektrotechnik, diese Formel (ohne jeden Hinweis auf den äusserst begrenzten Gültigkeitsbereich) mit Konstanten angegeben, die seinerzeit an frei brennenden Lichtbögen von wenigen mm Länge und wenigen A Strom gemessen worden sind. Und man findet dann an anderem Ort diese Gleichung und Konstanten bedenkenlos auf eine lange, um drei bis vier Grössenordnungen stromstärkere Wechselstrom(!)-Entladung bei ganz wesentlich höherem Druck angewandt, die noch dazu durch eine heftige Strömung gekühlt und durch eine Düse eingengt wird. Charakteristiken und Gleichungen, welche diese beschreiben, dürfen natürlich nur unter den gleichen Bedingungen angewandt werden, unter denen sie gewonnen wurden, weshalb diese Bedingungen sowie der Gültigkeitsbereich stets angegeben und befolgt werden müssen. Auf Grund eigener Messungen wurde für Lichtbogenlängen $l > 3$ cm und Stromstärken $i < 50$ A folgende Formel zur Beschreibung der Charakteristiken frei in atmosphärischer Luft brennender Lichtbögen gefunden [4]:

$$U_B = \alpha + (\beta + 1) \cdot E(i) \quad \cdot \quad E(i) = \gamma \left(\ln \frac{i}{\delta} \right)^{-3} \quad (14)$$

$$\alpha = 26 \text{ V}, \quad \beta_{Ag} = 1,1 \text{ cm}, \quad \beta_{Cu} = 1,3 \text{ cm},$$

$$\beta_W = 1,6 \text{ cm}, \quad \gamma = 5400 \text{ V/cm}, \quad \delta = 7,4 \cdot 10^{-3} \text{ A}$$

Diese Formel ist bereits recht unhandlich, und für kürzere Lichtbögen wäre ein noch wesentlich komplizierterer Ausdruck notwendig [5], so dass die graphische Darstellung viel zweckmässiger erscheint (Fig. 1).

4.2 Erwärmungscharakteristiken der Elektroden

Der Zusammenhang zwischen Lichtbogenstrom und -spannung ist keineswegs die einzige interessierende Aussage, die mit Hilfe von Charakteristiken quantitativ erfassbar ist. So ist z. B. oft die den Elektroden zugeführte Wärmemenge von Bedeutung, die bei häufig schal-

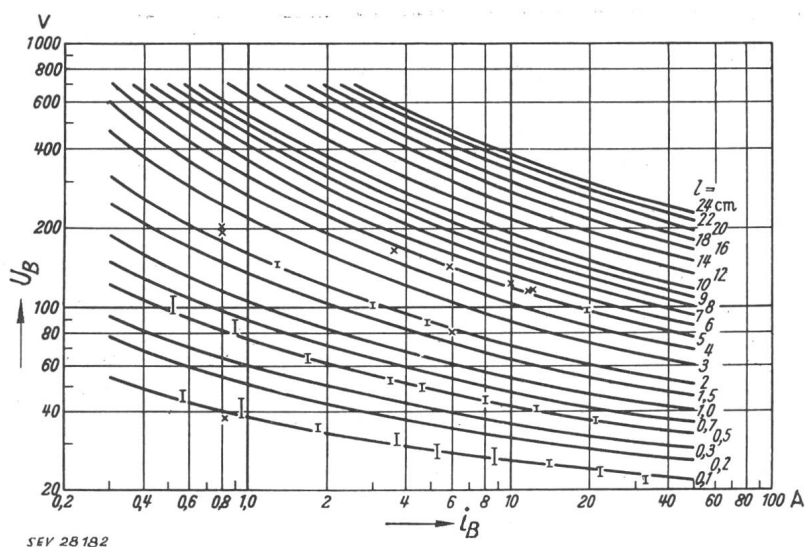


Fig. 1

Lichtbogenspannung U_B frei in Luft brennender Lichtbögen als Funktion des Lichtbogenstromes i_B
 l Lichtbogenlänge (Parameter)

× Messpunkte; | Streubereiche

Literatur Messergebnisse nur für stromschwache, kurze Lichtbögen, oder für längere, die verschiedenen, meist schlecht definierten Stabilisierungsmethoden unterworfen wurden und deshalb keine allgemeingültigen Aussagen gestatten. Was aber die Lichtbogenformeln betrifft, so haben diese vielleicht mehr geschadet als genützt. Die weitaus bekannteste ist diejenige von Ayrton, von der jedoch gezeigt wurde, dass sie die Charakteristiken frei brennender Niederstromlichtbögen zwischen Metallelektroden nur in sehr grober Näherung und nur in engem Bereich zu beschreiben vermag [4]. Nun findet man aber des öfteren, beispielsweise in Lehrbüchern der

tenden Geräten im Zuge der Strombahn abzuführen ist und die den Abbrand der Schaltstücke verursacht.

Die den Elektroden zugeführte Leistung wächst etwa proportional mit dem Strom. Interessanter ist die Abhängigkeit von der Lichtbogenlänge l [5]: Die Wärmemenge wächst mit zunehmendem Elektrodenabstand erst rasch, dann langsamer und erreicht bei 8...10 mm einen Grenzwert, der das Dreifache des Wertes für sehr kurze Lichtbögen ($\lim l \rightarrow 0$) beträgt (Fig. 2).

Bei Lichtbogenlängen bis $l \leq 4$ mm werden 40% der Leistung der Kathode, 56% der Anode, der Rest

der bei vertikalem Lichtbogen jeweils oberen Elektrode zugeführt. Je nach Grösse der Elektroden wird der oberen Elektrode über den aus Fig. 2 ersichtlichen Betrag hinaus noch weitere Wärme durch die Konvektionsströmung zugeführt, so dass bis zu $l = 1$ cm fast die ganze Lichtbogenenergie in den Elektroden nachzuweisen ist, wenn der Lichtbogen vertikal brennt. Die Anode wird stets mehr erwärmt als die Kathode, da die Austrittsarbeit der Elektronen bei der Leistungsbilanz der Kathode als Ausgabe, bei der Anode als Einnahme erscheint.

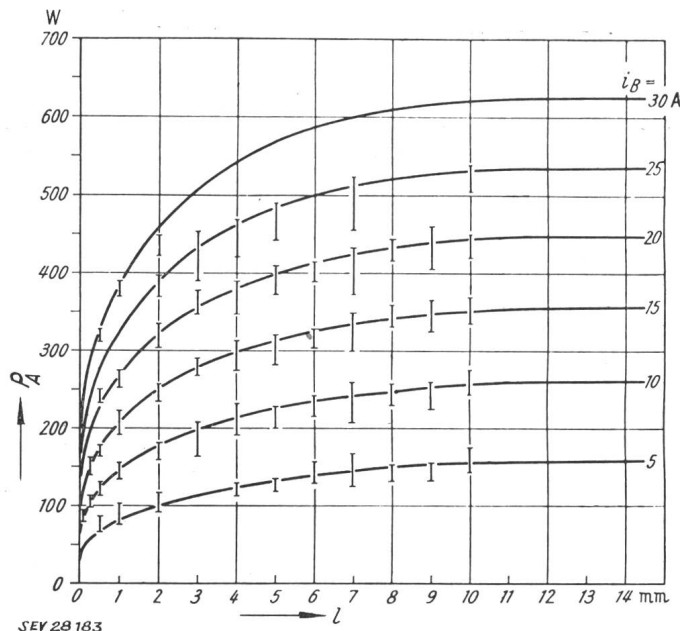


Fig. 2

Von der Anode eines frei in Luft brennenden Gleichstrom-Lichtbogens aufgenommene Wärmeleistung P_A als Funktion des Elektrodenabstandes l bei Kupferelektroden

i_B Strom (Parameter); $\square$ Streubereiche

5. Möglichkeiten und Grenzen von Lichtbogencharakteristiken

Aus den Lichtbogencharakteristiken lassen sich die Werte von Stromstärke und Lichtbogenspannung bestimmen, die sich bei gegebener Lichtbogenlänge in einem bekannten Stromkreis einstellen und auch diejenigen Werte von Lichtbogenlänge, -strom und -spannung, bei welchen die Entladung schliesslich erlischt. Diese Möglichkeiten wurden bereits an anderer Stelle ausführlicher diskutiert [4;6] und seien hier nur erwähnt. So wertvoll diese aus den Charakteristiken abzuleitenden Angaben aber auch sein können, beschränken sie sich doch notwendig auf jene Bedingungen, unter welchen die Charakteristiken aufgenommen worden sind, jedenfalls also auf stationäre (oder nur sehr langsamen Änderungen unterworfenen) Gleichstromlichtbögen. Wird aber z. B. der Strom eines Lichtbogens konstanter Länge rasch vermindert, so entspricht der Verlauf der Lichtbogenspannung nicht mehr der stationären Charakteristik; die Spannung ist in diesem Falle geringer, weil infolge der thermischen Trägheit der Lichtbogensäule deren Leitfähigkeit nur langsam zurückgeht und deshalb bei sinkendem Strom grösser ist, als dem Momentanstrom im stationären Fall ent-

spräche. Umgekehrt muss bei zunehmendem Strom die Lichtbogensäule erst aufgeheizt werden, und der Spannungsbedarf ist dann grösser als bei stationärem Betrieb. In ähnlicher Weise erfordert auch die rasche Verlängerung zusätzliche Energie [7].

Oft wird darum in derartigen Fällen empfohlen, statt der statischen die dynamischen Charakteristiken zu benützen. Dieser Rat ist aber sinnlos, denn diese dynamischen Charakteristiken gibt es nicht und kann es nicht geben [8]. Bei rascher Stromänderung ist ja die Lichtbogenspannung nicht nur vom Momentanstrom, sondern auch vom Ausgangszustand der Lichtbogensäule und von der Stromänderungsgeschwindigkeit abhängig. Wäre der Ausgangszustand ein bekannter Gleichgewichtszustand und die Stromänderungsgeschwindigkeit konstant, so würde das zwar zwei weitere Parameter in die Charakteristiken bringen, doch könnten diese mit einigem Aufwand noch bewältigt werden. Im allgemeinen ist aber weder der Ausgangszustand ein bekannter stationärer Zustand, noch steigt oder fällt die Stromstärke linear. Im Falle eines Wechselstromlichtbogens kann sich nie ein stationärer Zustand einstellen, auch wenn es sich um keinen Schaltvorgang handelt und der Strom sinusförmig verläuft. Bei Schaltvorgängen hängt aber der Stromverlauf sowohl vom äusseren Kreis als auch vom Verlauf der Lichtbogenspannung selbst ab, so dass die Zahl der Parameter gar nicht zu erfassen wäre, geschweige denn ihre Kombinationen in historischen Zeiträumen durchgemessen werden könnten.

Auf rasch veränderliche Vorgänge ist also das Verfahren der Charakteristiken nicht mehr anwendbar, und das einzige, das hier noch praktisch zu helfen vermag, ist eine gute Theorie, die allerdings ihrerseits wieder von stationären Charakteristiken ausgehen kann.

Man sieht also, dass Theorie und Charakteristik keineswegs in einem Konkurrenzverhältnis stehen, sondern einander ergänzen müssen.

6. Lichtbogendynamik

Die Grundlage der dynamischen Lichtbogen-theorie bildet die Tatsache, dass die Leitfähigkeit von 1 cm Lichtbogensäule ($1/R$) eine Funktion ihres Wärmeinhaltes Q ist, und dass dieser Wärmeinhalt auf- oder abgebaut wird, sobald die 1 cm Lichtbogensäule zugeführte Leistung $P = Ei$ grösser oder kleiner ist als die Leistungsverluste P_{vt} durch Wärmeleitung, Strahlung und Konvektion. Differenziert man die sich aus dieser Überlegung ergebende Gleichung

$$\frac{1}{R} = F(Q) = F\left[\int (P - P_{vt}) dt\right] \quad (15)$$

so erhält man die Differentialgleichung für den Verlauf der Leitfähigkeit der Lichtbogensäule bei nicht stationärer Strom- bzw. Spannungsänderung:

$$\frac{d}{dt} \cdot \frac{1}{R} = \frac{\partial F}{\partial Q} \cdot \frac{dQ}{dt} = (P - P_{vt}) \frac{\partial F}{\partial Q} \quad (16)$$

Im stationären Fall ist

$$P = P_{vt}$$

P_{vt} ist also durch die stationäre Charakteristik gegeben, während $F(Q)$ den Zusammenhang zwischen Wärmeinhalt und Leitfähigkeit der Säule beschreibt.

Es wäre natürlich prinzipiell möglich, für P_{vt} und F sehr exakte Ausdrücke einzusetzen, doch ergeben sich dann noch grössere mathematische Schwierigkeiten als für die theoretische Berechnung der stationären Charakteristiken.

O. Mayr [9] setzte deshalb für Niederstromlichtbögen vereinfachend:

$$P_{vt} = P_0 \quad (E = P_0/i) \quad (17)$$

P_0 Konstante

$$\frac{1}{R} = k_e^{Q/Q_0} = F(Q) \quad (18)$$

Der Quotient

$$\vartheta = Q_0/P_{vt} \quad (19)$$

ist die Zeitkonstante der Lichtbogensäule. Sie beträgt für frei brennende Lichtbögen etwa 6 ms [7], in Hochleistungsschaltern jedoch nur wenige μ s.

Durch Einsetzen von Gl. (17)...(19) in Gl. (16) erhält man folgende Differentialgleichungen für gegebenen Strom- bzw. Spannungsverlauf, deren Integration keine Schwierigkeiten bietet:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R} \right) + \frac{1}{\vartheta} \left(\frac{1}{R} \right) = \frac{i^2}{\vartheta P_0} \quad (20)$$

$$\frac{dR}{dt} - \frac{R}{\vartheta} = - \frac{E^2}{\vartheta P_0} \quad (21)$$

7. Möglichkeiten und Grenzen der dynamischen Lichtbogens Theorie

Die Mayrsche Theorie des dynamischen Lichtbogens leistet tatsächlich Erstaunliches, worauf hier nicht näher eingegangen werden kann [7; 9]. Wegen der sonst entstehenden mathematischen Schwierigkeiten mussten dabei die Ansätze möglichst vereinfacht werden, was natürlich quantitative Abweichungen bewirkt: man vergleiche bloss Gl. (17) mit Gl. (14). Wohl können auf Kosten der mathematischen Schwierigkeiten die Ansätze verfeinert werden, indem man beispielsweise statt Gl. (17) schreibt

$$P_{vt} = P_0/i^n \quad (17a)$$

wie dies in [7] geschehen ist, um quantitative Resultate zu gewinnen. Aber man darf nicht vergessen, dass die grosse Leistung dieser Theorie vorwiegend darin liegt, das Verständnis der Vorgänge bei raschen Stromänderungen zu ermöglichen. Denn auch quantitativ nicht voll befriedigende Ergebnisse gestatten es, mit einem Minimum gut durchdachter Versuche zu einem Maximum von Aussagen zu gelangen und bei Entwicklungen entsprechend sinnvolle Massnahmen zu ergreifen.

8. Wechselstromlichtbögen

Von besonderem Interesse ist das Verhalten des Wechselstromlichtbogens. Wegen der Notwendigkeit, das Säulenplasma aufzuheizen, ist der Spannungsbedarf bei vorgeschriebenem Stromverlauf zu Anfang der Stromhalbwelle stets grösser als der stationären Charakteristik entspräche, und das Tem-

peraturmaximum wird erst einige Zeit nach dem Strommaximum erreicht. Im zweiten Teil jeder Stromhalbwelle zehrt die Lichtbogensäule ihren Energieinhalt zum Teil wieder auf, und der Spannungsbedarf ist dementsprechend geringer. Wenn der Strom schliesslich null wird, können Temperatur und Leitfähigkeit noch sehr beachtlich sein, so dass die Restsäule nach dem Stromnulldurchgang der wiederkehrenden Spannung bei weitem nicht die dielektrische Festigkeit des kalten, nichtionisierten Gases entgegensetzen kann.

Zunächst bereitet es Schwierigkeiten, der Restsäule, die noch über eine Restleitfähigkeit verfügt, gleichzeitig auch eine Wiederzündspannung, also eine Grenze ihrer dielektrischen Festigkeit, zuzuordnen. Es ist deshalb notwendig, zwei prinzipiell verschiedene Wiederzündmechanismen zu unterscheiden:

a) Nach völligem Verlust der Leitfähigkeit der Restsäule kann ein Wiederzünden nur durch einen dielektrischen Durchschlag eingeleitet werden. Dabei nehmen die wenigen vorhandenen Elektronen im elektrischen Feld Energiebeträge auf, die gross gegen ihre thermischen Energien [Gl. (1)] sind, und werden so zur Stossionisation befähigt. Wiederzündspannung und Wiederzündaugenblick sind durch einen plötzlichen Zusammenbruch der wiederkehrenden Spannung eindeutig definiert und messbar. Der Verlauf der wiederkehrenden Spannung und die Verfestigung der Restsäule beeinflussen einander nicht. Ob der Lichtbogen wiederzündet und weiterbrennt oder nicht, hängt davon ab, ob die wiederkehrende Spannung rascher wächst als die Wiederzündspannung oder nicht.

b) Bei endlicher Restleitfähigkeit der Lichtbogenstrecke nach dem Stromnulldurchgang kann ein thermisches Wiederzünden stattfinden, wenn der Restsäule dauernd mehr Energie zugeführt als entzogen wird [Gl. (15)]. Dabei nehmen die Elektronen während einer freien Flugdauer im elektrischen Feld Energiebeträge auf, die klein gegen ihre thermische Energie sind und welche sie noch nicht zur Stossionisation befähigen. Vielmehr wird die aufgenommene Energie in elastischen Stössen dem gesamten Plasma mitgeteilt und dieses dadurch aufgeheizt. Die Elektronendichte steigt folglich gemäss Gl. (6) an. Das thermische Wiederzünden kann keinem bestimmten Augenblickswert der wiederkehrenden Spannung zugeschrieben werden, sondern nur der gesamten Leistungsbilanz über ein endliches Zeitintervall, das sich über 1 ms erstrecken kann, wobei auch den Anfangsbedingungen, d.h. den Vorgängen vor dem Stromnulldurchgang entscheidende Bedeutung zukommt. Beim thermischen Wiederzünden beeinflussen wiederkehrende Spannung und Restleitfähigkeit bzw. Reststrom einander wechselseitig. Dabei kann es — entgegen der Definition von Slepian [10], der das Wesentliche frühzeitig klar erkannt hat — vorkommen, dass der Restwiderstand vorübergehend sinkt, ohne dass deshalb ein Wiederzünden folgt.

Das Wiederzünden der Restsäule eines Wechselstromlichtbogens nach Ende einer Halbwelle kann bei geringeren Spannungen erfolgen als die Neuzündung der nicht vorbelasteten Lichtbogenstrecke,

und zwar je nach den Entladungs- und Wiederzündbedingungen aus verschiedenen Gründen:

a) Die Thermoemission der als Anode der vorangegangenen Halbwelle hoch erhitzten neuen Kathode gestattet die Fortdauer der Entladung ohne besondere Schwierigkeiten. Dieser Mechanismus setzt jedoch hohe Elektroden Temperaturen und schlechte Wärmeleitung voraus und ist deshalb vor allem bei Kohle und besonders temperaturbeständigen Metalloxyden, unter bestimmten Bedingungen auch bei Wolfram, möglich.

b) Infolge der Leitfähigkeit der Restsäule nach dem Stromnulldurchgang fliesst unter dem Einfluss der wiederkehrenden Spannung ein sog. Nachstrom, durch welchen das abkühlende Plasma wieder aufgeheizt wird.

c) Es erfolgt ein Durchschlag, der vielleicht ähnlich einem solchen in normalen Gasen ist, für welchen jedoch die noch vorhandenen restlichen Elektronen besonders viele «Lawinenkeime» liefern.

d) Es erfolgt nach Abfliessen der Elektronen als Nachstrom ein Gasdurchschlag, der infolge der Feldverzerrung durch die verbliebenen positiven Ionen begünstigt wird.

e) Es erfolgt ein normaler Gasdurchschlag, der lediglich dadurch erleichtert wird, dass die Lichtbogenstrecke noch nicht vollständig abgekühlt und deshalb ihre Durchschlagspannung entsprechend der geringeren Dichte herabgesetzt ist.

Nachfolgend sei an einem Beispiel die Wirksamkeit verschiedener Mechanismen erläutert. Fig. 3 zeigt die Wiederzündspannung als Funktion der

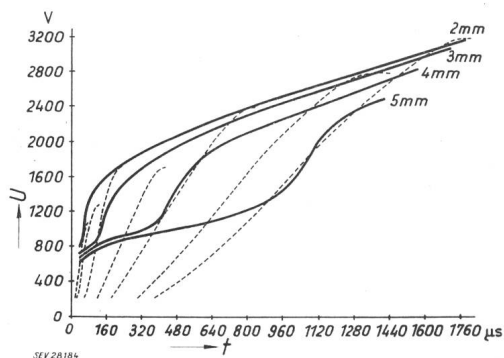


Fig. 3

Wiederzündspannung U eines frei in Luft brennenden Lichtbogens von 40 A, 50 Hz, als Funktion der Zeit t bei Kupferelektroden

Parameter ist der Elektrodenabstand

----- wiederkehrende Spannung

Zeit nach dem Stromnulldurchgang eines frei brennenden 40-A-Lichtbogens zwischen Kupferelektroden für verschiedene Elektrodenabstände [11]. Die gestrichelten Linien entsprechen dem Verlauf der wiederkehrenden Spannung bei den Messungen. Es ist auffallend, dass zunächst sehr rasch (binnen weniger μs) eine Festigkeit von einigen hundert Volt auftritt, die dem raschen Wegführen der Elektronen aus dem Gebiet vor der neuen Kathode durch das Feld der wiederkehrenden Spannung zuzuschreiben ist [10]. Die gesamte Spannung wird zunächst von einer positiven Raumladungsschicht vor der neuen Kathode gehalten [12]. Es folgt eine Zeit langsamer Verfestigung, während welcher der Rest-

säule durch den Nachstrom einerseits Elektronen entzogen werden, andererseits aber Energie zugeführt wird und die positive Raumladungsschicht zur Anode vorwächst. Dann erfolgt ein plötzlicher Sprung über etwa 1000 V aufwärts, der dem Verschwinden der «letzten» Elektronen als Nachstrom zugeschrieben wird [11] und der deshalb um so früher eintritt, je kürzer der Elektrodenabstand ist [13]. Daran schliesst sich wieder ein langsamer Anstieg infolge des Verschwindens der Ionen und der Abkühlung der Lichtbogenstrecke. Im gesamten dargestellten Zeitintervall ist die Festigkeit umso grösser, je kleiner der Elektrodenabstand ist, eine Erscheinung, die man auch bei Hochstromlichtbögen feststellen kann [14] und die auf der rascheren Entionisierung und Kühlung des kleineren Spaltes beruht. Bei Hochstromlichtbögen findet man hingegen nicht den hier dargestellten Verfestigungssprung — offenbar deshalb, weil das Plasma der Restsäule noch so heiss ist, dass die abgeführten Elektronen des Nachstromes laufend durch Temperaturionisation ersetzt werden können. Andererseits bleibt der Verfestigungssprung aber auch aus, wenn die Elektroden durch gewisse Salze verunreinigt sind, was darauf hinweist, dass unter den vorliegenden Bedingungen auch die Elektroden am Wiederzündmechanismus — zumindest unter entsprechenden Umständen — beteiligt sind.

Die Bedeutung dieser Erkenntnisse gerade für den Schalterbau bedarf wohl keines besonderen Kommentars. Man sieht unmittelbar, dass eine kurze Lichtbogenstrecke viel rascher verfestigt als eine lange, welche letztlich natürlich einen grösseren Endwert erreicht. Man erkennt unmittelbar den Einfluss der Steilheit der wiederkehrenden Spannung und den Vorteil der Unterteilung eines langen Schaltlichtbogens.

9. Rasch verlängerte Lichtbögen

Rasches Verlängern von Lichtbögen bewirkt zweierlei [7]:

a) Der Lichtbogen benötigt zusätzliche Energie zum Aufbau der Lichtbogensäule, und zwar etwa 1 J pro cm Lichtbogensäule, so dass bei gegebenem Strom die Lichtbogenspannung um den Betrag

$$\Delta V = Qv \quad (22)$$

erhöht wird, wobei v die Verlängerungsgeschwindigkeit [cm/s] und

$$Q = i[\alpha' + \beta' \cdot E'(i)] \quad (23)$$

$$\alpha' = 3,60 \cdot 10^{-2} \text{ Vs/cm} \quad \beta' = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$$

der Energieinhalt von 1 cm Lichtbogensäule ist.

$$E'(i) = \gamma' i^{-0,55} \quad (24)$$

$$\gamma' = 45,5 \text{ VA}^{0,55} \text{ cm}^{-1}$$

ist der Säulengradient des Lichtbogens, bevor sich die Konvektionsströmung entwickelt hat. Die Formeln (23) und (24) gelten nur im Niederstromgebiet.

b) Die Verlängerung des Lichtbogens bedingt eine rasche Erhöhung des Wirkwiderstandes des Stromkreises und dadurch ein schnelles Absinken des Stromes. Infolge der thermischen Trägheit des Säulenplasmas sinkt jedoch die Lichtbogenspannung langsamer, als der stationären Charakteristik ent-

sprache, so dass die Lichtbogenspannung durch diesen Effekt relativ zur stationären Charakteristik erniedrigt wird. Der Effekt lässt sich nach einer modifizierten Mayrschen Theorie [Gl. (24) statt (17)] für Niederstromlichtbögen quantitativ berechnen.

c) Beide Effekte sind für eine Verlängerungsgeschwindigkeit von etwa 1 m/s von gleicher Grösse. Unter Berücksichtigung beider Effekte gilt für Ohmsche Gleichstromkreise:

$$U_B(v) = \alpha + \beta \cdot E'(i) + l \lambda \cdot E'(i) + v [\alpha' + \beta' \cdot E'(i)] \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad (25)$$

wobei λ ein aus der modifizierten Mayrschen Theorie exakt berechenbarer Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der thermischen Trägheit der Säule und $\tau = 6$ ms die Zeitkonstante der radialen Expansion der rasch verlängerten Lichtbogensäule ist (Niederstromgebiet, freier atmosphärischer Luft) [7].

Die Lichtbogenspannung kann aber auch durch die empirische Erweiterung der Lichtbogengleichung (14) berechnet werden:

$$U_B(v) = \alpha + (\beta + l) \cdot E(i) \cdot \eta(v, i/i_0) = \alpha + (\beta + l) \cdot E(i) \cdot \eta_1(i/i_0) \cdot 1,133,322 \log v \quad (26)$$

i/i_0 ist das Verhältnis des Momentanstromes zum Strom bei geschlossenem Kontakt, η ist Fig. 4 zu entnehmen.

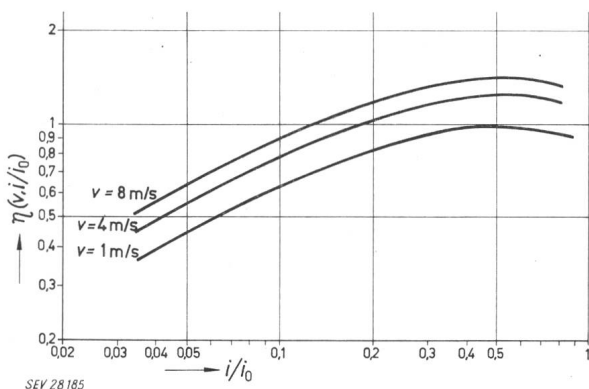


Fig. 4

Hilfshfunktion η zur Berechnung der Charakteristiken rasch verlängerter Gleichstrom-Niederstromlichtbögen
 i_0 Strom bei geschlossenem Kontakt; i Momentanstrom;
 v Verlängerungsgeschwindigkeit
 $U_B = \alpha + (l + \beta) \cdot E(i) \cdot \eta(v, i/i_0)$

10. Magnetische Blasung

Die magnetische Blasung wurde schon im vorigen Jahrhundert zum raschen Verlängern des Schaltlichtbogens bei geringem Kontakthub angewandt. Darüber hinaus beeinflusst die magnetische Blasung auch die Lichtbogensäule, die durch den Fahrtwind stark gekühlt und nach dem Stromnulldurchgang eines Wechselstrom-Lichtbogens beschleunigt verfestigt wird. Der Säulengradient eines Niederstromlichtbogens nach Gl. (14) wird dadurch um einen Faktor $f(H, \xi)$ erhöht, wobei ξ der von den Lichtbogenhörnern eingeschlossene Winkel ist [15]. Die magnetische Blasung ist wirksamer als eine pneumatische Blasung gleicher Geschwindigkeit, weil der Lichtbogen durch das Magnetfeld an den Elektronen mit grosser Relativgeschwindigkeit durch das kalte Gas gerissen wird [16].

Es ist eine gewisse Mindestfeldstärke bzw. -stromstärke erforderlich, um einen Lichtbogen

überhaupt in Bewegung zu setzen (besonders bei kleinen Elektrodenabständen d), und erst wenn

$$H d^3 > 3 \text{ Oe} \cdot \text{cm}^3 \quad (27)$$

ist, kann mit einer bestimmten Blasgeschwindigkeit gerechnet werden [15]:

$$\frac{v}{[\text{cm/s}]} = 4,5 \left(\frac{i}{[\text{A}]} \right)^{0,61} \left(\frac{H}{[\text{Oe}]} \right)^{0,74} \pm 20\% \quad (28)$$

Diese empirischen Gleichungen gelten für Niederstromlichtbögen in Luft auf Kupferelektroden. Die Lichtbogenbeweglichkeit auf verschiedenen Elektrodenmaterialien sinkt entsprechend der Reihe Ag, Cu, Fe, Al, Messing, Pb, Lötzin, Ni, Neusilber, Zn, Cd, C. W ist je nach Oxydation günstiger oder ungünstiger (blank) als Cu.

Um eine verlässliche Blasung zu erzwingen, benötigt man nach Gl. (27) für $d = 3$ mm nur 100 Oersted, für $d = 2$ mm 400 Oe und für $d = 1$ mm bereits 3000 Oe. Praktisch wird man also meistens einen Elektrodenabstand > 3 mm wählen. Die Wirkung des Auftriebes ist gering: zu seiner Kompensation genügen wenige Oe; oberhalb 40 A ist seine Wirkung nicht mehr messbar, weil das Magnetfeld der geringsten Ausbiegung der Lichtbogensäule wirksamer ist.

Von Interesse ist die Art der Fortbewegung des Lichtbogens. Bei kontinuierlich laufendem kathodischem Fusspunkt bleibt der anodische Fusspunkt so lange stehen, bis infolge eines Durchschlages von der Säule zur Anode weiter vorne ein neuer Fusspunkt gebildet wird. Das Übersteigen von einer Elektrode auf eine andere gleichen Potentials ist deshalb für den anodischen Fusspunkt leichter als für den kathodischen. Stösst jedoch der kathodische Fusspunkt auf ein Hindernis, so übernimmt der anodische kontinuierlich laufend die Führung und der kathodische «springt» nach. Das Übersteigen des kathodischen Fusspunktes über einen Spalt b gemäss Fig. 5 erfolgt verzugslos, wenn

$$\frac{H}{[\text{Oe}]} \cdot \frac{d}{[\text{cm}]} \left(\frac{i}{[\text{A}]} \right)^{0,63} > 200 \quad (29a)$$

Es unterbleibt, wenn

$$H d i^{0,63} < 90 \quad (29b)$$

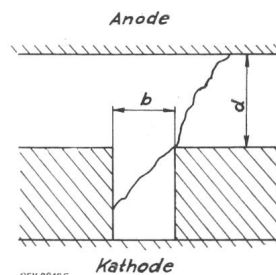


Fig. 5

Zur Erläuterung des Übersteigens eines Lichtbogenfusspunktes auf eine andere Elektrode gleichen Potentials

d Elektrodenabstand
 b Spaltbreite

Dazwischen wird die Bewegung des Lichtbogens durch den Spalt mehr oder weniger verzögert. Die angegebenen Grenzen sind von der Spaltbreite b und den Krümmungsradien der Spaltkanten unabhängig. Nur bei sehr breiten Spalten (etwa $b > 2d$) ist das verzugslose Übersteigen schon bei geringen Feldstärken möglich, weil der Fusspunkt um die Kante in den Spalt hineinläuft und die Lichtbogensäule dann

die Kante des anderen Kathodenteiles berührt und so einen neuen Fusspunkt bildet, wie dies in Fig. 5 gezeigt ist. Dieser Mechanismus ist aber nur möglich, wenn der Lichtbogendurchmesser das Eindringen des Lichtbogens in den Spalt gestattet, weshalb dieser Effekt auch stromabhängig ist [15].

Soll durch das Übersteigen des Fusspunktes ein Widerstand (oder eine Blasspule) in den Kreis geschaltet werden, so gelingt dies nur, wenn der Spannungsabfall über dem Parallelwiderstand zu b so klein ist, dass kein Lichtbogen über b stehen bleiben kann. Der kritische Widerstand lässt sich nach [6] ermitteln und die Ergebnisse konnten experimentell bestätigt werden [15].

Die magnetische Blasung kann bei niedrigen Drücken (z. B. in Flugzeugen) versagen, weil dann auf das Kathodengebiet entgegengesetzte Kräfte wirken [17].

In den letzten Jahren wurde eine Reihe sehr bedeutender Untersuchungen an magnetisch geblasenen Hochstromlichtbögen [18; 19] durchgeführt, deren umfassende Ergebnisse sich allerdings nicht formelmässig zusammenfassen lassen, weshalb hier nur auf die Literatur verwiesen werden kann.

Bei modernen Schaltern mit magnetischer Blasung begnügt man sich in der Regel nicht mit der einfachen Verlängerung eines Lichtbogens, dessen Fusspunkte auf Lichtbogenhörnern laufen und dessen Säule die Fusspunkte etwa halbkreisförmig verbindet, bis die natürliche Löschlänge erreicht ist. Bei Wechselstromschaltern benützt man zusätzlich den bereits erwähnten Effekt der raschen Verfestigung kurzer Lichtbogenstrecken, indem man den Lichtbogen mit Hilfe eines Blechpaketes unterteilt. Der Abstand der einzelnen Bleche (= Länge der Teilbögen) darf nicht beliebig klein gewählt werden, damit sich der Lichtbogen tatsächlich unterteilt und die Teilbögen in den Spalten noch weiterbewegt werden können [Gl. (27)]. Um das Eindringen des Lichtbogens in das Blechpaket zu erleichtern, werden die Unterkanten der Bleche oft gestaffelt, so dass die Unterteilung in Stufen erfolgt. Für eine möglichst gleichmässige Aufteilung der wiederkehrenden Spannung auf die Teilbogenstrecken muss gesorgt werden.

Dieses Löschverfahren wurde bereits 1900 von *Dolivo-Dobrowolski* erfunden, aber erst 1928 von *Slepian* [20] theoretisch untermauert und technisch realisiert (Deion-Schalter). Eingehende Untersuchungen zeigten, dass die Verfestigung kurzer Wechselstromlichtbogenstrecken durch Elektrodenmaterialien mit niedrigem Siedepunkt begünstigt wird³⁾ (Hg, Zn, Cd, Messing, Bi, Sb, Pb, Sn, Cu, Fe in abnehmender Reihenfolge der Löschfähigkeit); hingegen sind Mg, Al, Mn wegen ihrer temperaturbeständigen Oxyde, Mo und W wegen ihres hohen Siedepunktes ungeeignet [14].

In einfacher Weise kann das Eigenfeld des Lichtbogens benützt werden, um das Unterteilen des Lichtbogens zu erzwingen, indem man die Löschbleche aus Eisen herstellt und an der dem eindringenden Lichtbogen zugewandten Kante schwalben-

schwanzförmig ausschneidet. Die magnetischen Feldlinien verlaufen dann entsprechend Fig. 6 vorwiegend im Eisen, so dass die Felddichte vor dem Lichtbogen geringer ist als dahinter und eine resultierende elektromagnetische Kraft den Lichtbogen gegen das Eisen treibt [18].

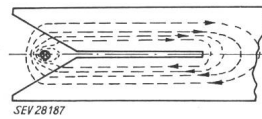


Fig. 6
Magnetische Blasung mit Hilfe schwalbenschwanzförmig ausgeschnittener Eisenbleche

Die theoretische Behandlung der Verhältnisse in Magnetschaltern ist schwierig, weil neben den elektromagnetischen Kräften auch die schwer erfassbaren thermisch bedingten Strömungen (Expansion) sowie die Strömungsverhältnisse in der Löschkammer eine wesentliche Rolle spielen. So ist beispielsweise der von *Browne*, *Angelopoulos*, *Müller* und *Kuhnert* untersuchte Einfluss der Kammerwände sehr komplex.

Obwohl das geschilderte Prinzip der Unterteilung magnetisch geblasener Bögen eine spezifische Wechselstromlöschung darstellt, kann es auch mit Erfolg auf Gleichstrom angewandt werden, da durch die Unterteilung eines langen Lichtbogens auch die Brennspannung erhöht wird (Kathoden- und Anodenfall, Anstieg des Säulengradienten zu den Elektroden).

Eine typisch gleichstrommässige Lösung kann hingegen durch die Anbringung lichtbogenfester isolierender Keile in der Löschkammer erzielt werden, welche den Lichtbogen zu Umwegen zwingen und dadurch nicht nur eine bessere Raumausnutzung gestatten, sondern auch dem Lichtbogen, der gegen sie getrieben wird, zusätzlich Energie entziehen. Dies bewirkt natürlich auch eine rasche Entionisierung bei Wechselstromlichtbögen, wenn die Wände nicht durch eine lange Lichtbogendauer schon zu sehr vorgeheizt sind. In diesem Falle kann sich der Effekt umkehren, da die thermische Zeitkonstante der lichtbogenfesten Wand grösser ist als diejenige des Plasmas [21]. Das Prinzip wird auch in Ölschaltern angewandt.

11. Zusammenfassung

Ein Überblick über den Lichtbogenmechanismus zeigt die Möglichkeiten und Grenzen der Theorie, welche verschiedene Effekte des Lichtbogens sowie die Vorgänge in Schaltern zwar verstehen lässt, quantitative Berechnungen jedoch nur selten ermöglicht. Als quantitative Ergänzung werden empirische Lichtbogencharakteristiken bzw. -gleichungen herangezogen, welche ihrerseits wieder auf stationäre Zustände beschränkt sind und nur mit Hilfe einer dynamischen Lichtbogen-theorie auch Aussagen für nicht-stationäre Vorgänge erlauben. Von besonderem Interesse ist das Erlöschen und Wiederzünden von Wechselstromlichtbögen, das Verhalten von Lichtbögen im Magnetfeld und die Erwärmung der Elektroden. Diese Effekte sind in letzter Zeit eingehender untersucht worden, und die gewonnenen Ergebnisse gestatten tiefere Einsicht in das Wesen der Vielfachunterbrechung und der magnetischen Blasung mit und ohne Unterteilung des Lichtbogens.

³⁾ Hier dürfte die Ursache für die zu Unrecht verallgemeinerte Behauptung einer lichtbogenlöschenden Wirkung des Kadmiums liegen, welche für längere und für Gleichstromlichtbögen jedoch nicht belegt ist.

Literatur

- [1] Engel, A. von und M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik. Bd. 1, 2. Berlin: Springer 1932, 1934.
- [2] Handbuch der Physik, hg. von S. Flügge. Bd. 21: Elektronen-Emission, Gasentladungen I. Bd. 22: Gasentladungen II. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1956.
- [3] Maecker, H.: Der elektrische Lichtbogen. Ergebn. exakt. Naturw. Bd. 25(1951), S. 293...358.
- [4] Rieder, W. und H. Schneider: Ein Beitrag zur Physik des Gleichstromlichtbogens. Elin-Z. Bd. 5(1953), Nr. 4, S. 174...187.
- [5] Rieder, W.: Leistungsbilanz der Elektroden und Charakteristiken frei brennender Niederstrombögen. Z. Phys. Bd. 146(1956), Nr. 5, S. 629...643.
- [6] Rieder, W.: Die Stabilität geshunteter Gleichstromlichtbögen. Elin-Z. Bd. 7(1955), Nr. 3, S. 145...149.
- [7] Rieder, W. und P. Sokob: Probleme der Lichtbogendynamik. Scientia electr. Bd. 5(1959), Nr. 3, S. 93...112.
- [8] Seeliger, R.: Dynamische Charakteristiken. Z. techn. Phys. Bd. 15(1934), Nr. 9, S. 329...342.
- [9] Mayr, O.: Beiträge zur Theorie des statischen und des dynamischen Lichtbogens. Arch. Elektrotechn. Bd. 37(1943), Nr. 12, S. 588...608.
- [10] Slepian, J.: Die Löschung eines Wechselstrom-Lichtbogens im Gasstrom. E und M Bd. 51(1933), Nr. 14/15, S. 180...184.
- [11] Rieder, W. und H. Schneider: On the Reignition of A. C. Arcs. Proc. Uppsala Conf. 1959. [im Druck].
- [12] Timoshenko, G.: Die Lichtbogenwiederzündung als Durchschlag in stark ionisierten Gasen. Z. Phys. Bd. 48(1933), Nr. 11/12, S. 783...793.
- [13] Nöske, H.: Untersuchungen an kurzen Wechselstrom-Lichtbögen in Luft. Z. angew. Phys. Bd. 10(1958), Nr. 7, S. 327...336; Nr. 8, S. 382...393.
- [14] Browne, T. E. und F. C. Todd: Extinction of Short A. C. Arcs between Brass Electrodes. Phys. Rev. Bd. 36(1930), 15. Aug., S. 726...731.
- [15] Browne, T. E.: Extinction of Short A. C. Arcs. Trans. AIEE Bd. 50(1931), Nr. 4, S. 1461...1464.
- [16] Eidinger, A. und W. Rieder: Das Verhalten des Lichtbogens im transversalen Magnetfeld. (Magnetische Blasung.) Arch. Elektrotechn. Bd. 43(1957/58), Nr. 2, S. 94...114.
- [17] Browne, T. E.: Dielectric Recovery of A. C. Arcs in Turbulent Gases. Physics Bd. 5(1934), April, S. 103...113.
- [18] Ecker, G. und K. G. Müller: Theorie der «Retrograde Motion». Z. Phys. Bd. 151(1958), Nr. 5, S. 577...594.
- [19] Angelopoulos, M.: Über magnetisch schnell fortbewegte Gleichstrom-Lichtbögen. ETZ-A Bd. 79(1958), Nr. 16, S. 572...576.
- [20] Wegesin, H.: Über die Schnellausschaltung von Gleichstrom mit Hilfe neuartiger Lichtbogenlöscheinrichtungen. ETZ-A Bd. 79(1958), Nr. 21, S. 808...813.
- [21] Büchner, G.: Verlängern von Lichtbögen mit Hilfe magnetischer Felder zum Unterbrechen von Wechselströmen. ETZ-A Bd. 80(1959), Nr. 3, S. 71...77.
- [22] Menke, H.: Über die Fortbewegung elektrischer Lichtbögen durch ferromagnetisch verstärkte Eigenfelder. ETZ-A Bd. 80(1959), Nr. 4, S. 112...117.
- [23] Wegmann, F.: Untersuchung an Lichtbögen in neuartigen Löschkammern für Gleichstromschnellschalter. ETZ-A Bd. 80(1959), Nr. 10, S. 289...295.
- [24] Müller, L.: Wanderungsvorgänge von kurzen Lichtbögen hoher Stromstärke im eigenenerregten Magnetfeld. Elektr.-Wirtsch. Bd. 57(1958), Nr. 8, S. 196...200.
- [25] Guile, A. E., T. J. Lewis und S. F. Mehta: Arc Motion with Magnetized Electrodes. Brit. J. appl. Phys. Bd. 8(1957), Nr. 11, S. 444...448.
- [26] Guile, A. E. und S. F. Mehta: Arc Movement due to the Magnetic Field of Current Flowing in the Electrodes. Proc. IEE Bd. 104(1957), Part A, Nr. 18, S. 533...540.
- [27] Guile, A. E. und P. E. Secker: Arc Cathode Movement in a Magnetic Field. J. appl. Phys. Bd. 29(1958), Nr. 12, S. 1662...1667.
- [28] Slepian, J.: Theory of the Deion Circuit-Breaker. Trans. AIEE Bd. 48(1929), Nr. 2, S. 523...527.
- [29] Browne, T. E. und A. P. Strom: A Study of Conduction Phenomena Near Current Zero for an A. C. Arc Adjacent to Refractory Surfaces. Trans. AIEE Bd. 70(1951), Part 1, S. 398...409.

Adresse des Autors:

Dr. W. Rieder, Burghalde 9, Baden (AG).

Technische Mitteilungen — Communications de nature technique

Beseitigung der Abfallprodukte von Reaktoren

621.039.4

Noch ist die Welt weit von der wirklichen Entfaltung der Atomwirtschaft entfernt, und schon stellt sich das Problem der Beseitigung der Abfallprodukte von Reaktoren, welche bekanntlich als hochstrahlende Materialien für Mensch und Tier, aber auch für Pflanzen schädlich sind. Nach Schätzungen muss man schon jetzt mit der Beseitigung von jährlich etwa 50 Millionen Litern hochaktiver Abfall-Lösungen rechnen. Die Frage der Beseitigung von radioaktiven Abfällen ist ein Problem von internationaler Tragweite. Es ist nämlich unmöglich, eine Versenkung der Abfälle in Weltmeere, Flüsse, in die Erde, oder gar das Ausstreuen in die Luft als eine innerstaatliche Angelegenheit zu betrachten.

Diese Erwägung führte dazu, dass Mitte November 1959 in Monaco die erste wissenschaftliche Konferenz mit der Aufgabe eröffnet wurde, die besten Möglichkeiten der Beseitigung radioaktiver Abfälle zu studieren, um den richtigen Weg für eine internationale Regelung aufzuzeigen. An dieser Konferenz, welche gemeinsam von der Internationalen Atomenergie-Organisation (IAEO) und von der UNESCO unter Mitwirkung der Organisation für Ernährung und Landwirtschaft (FAO) organisiert wurde, nahmen 280 Delegierte aus 31 Ländern und 11 internationale Organisationen teil.

Die Konferenz bot den Experten die Möglichkeit, ihre Ansichten über die gestellte Aufgabe zu erörtern. Dabei stellte sich heraus, dass die Wissenschaftler der verschiedenen Länder keineswegs der gleichen Meinung über die Beseitigung von Atomabfällen sind.

Der Generaldirektor der IAEO führte aus, dass nach seiner Meinung die Abfälle nicht beseitigt, sondern gelagert werden sollten, weil man zwar heute noch keine Verwendung für sie habe, jedoch die Zeit kommen könne, da man darauf zurückgreifen möchte.

Ein amerikanischer Experte wies auf die grosse Menge des zu erwartenden strahlenden Abfalles hin. Demnach sollen allein in den USA durch die Atomindustrie bis zum Jahre 2000

Abfälle mit einer totalen Aktivität von 3 Millionen Curie anfallen.

Ein anderer Wissenschaftler wies darauf hin, dass die Gefahr einer Verseuchung der Luft weniger von den Atomkraftwerken, als von den Brennstoffaufbereitungsanlagen zu erwarten sei. Es sei also notwendig, neben der Verminderung von Abfällen dafür zu sorgen, dass die Luftreinigungsanlagen von mit Spaltstoff arbeitenden Betrieben verbessert werden.

Ein norwegischer Experte setzte sich für das Ausstreuen der Abfälle in die Erdatmosphäre ein. Nach seiner Auffassung bleiben die radioaktiven Teilchen so lange in der Stratosphäre schweben, dass sie unschädlich sind, wenn sie zur Erdoberfläche zurückkehren.

Ein sowjetischer Experte wies darauf hin, dass in der Sowjetunion Versuche im Gange sind, die Abfälle in eine feste Form zu bringen und deren Lösbarkeit herabzusetzen. Dann soll dieses Material bei hohen Temperaturen in Glas eingegossen und nachher eingegraben werden.

Die Versenkung der Abfälle in die Weltmeere wurde eingehend diskutiert. Ein sowjetischer Wissenschaftler erklärte dazu, dass es in den Weltmeeren keine Isolierung der Tiefsee gebe. Ein Ozeanograph aus den USA vertrat die Ansicht, dass zur Prüfung dieser Frage aussergewöhnlich viel Zeit und Geldmittel gebraucht würden. Die Abfälle gelangen — nach seiner Ansicht — in jedem Falle unweigerlich ins Meer.

Ein weiterer sowjetischer Experte war der Meinung, dass die sicherste Methode der Beseitigung die Lagerung von Betonblöcken oder in Glas eingefügten Abfällen sei, welche in Tiefenlagen, die unter ständiger menschlicher Aufsicht stehen, vergraben würden.

Es müsste zu weit führen, über alle gefallenen Äusserungen zu berichten. Es sei nur kurz darauf hingewiesen, dass die Konferenz aus zwei Gründen nützlich war: sie hat gezeigt, dass das Problem der Abfallbeseitigung auf mehrere Arten lösbar ist, dass also ein internationales Abkommen noch verfrüht ist, dass aber glücklicherweise Lösungen gesucht werden, noch bevor sich irgendwelche merkliche Gefahren zeigen.

E. Schiessl