

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 23 (1932)
Heft: 23

Artikel: IV. Referat
Autor: Kesselring, F.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1059350>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 17.02.2026

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

IV. Referat

gehalten von Dr. F. Kesselring, Ingenieur der
Siemens-Schuckert-Werke, Berlin (SSW).

Es werden zunächst einige Erfahrungstatsachen über die Unterbrechung des Wechselstromlichtbogens zusammengestellt, woraus hervorgeht, dass das Erlöschen des Lichtbogens wesentlich vom Medium abhängig ist, in dem der Lichtbogen brennt. Das Medium braucht keine gerichtete Strömung aufzuweisen. Hierauf wird versucht, die Erscheinungen, die beim Unterbrechen des Lichtbogens auftreten, zu deuten.

L'auteur rassemble tout d'abord quelques faits révélés par l'expérience au sujet de la coupure de l'arc alternatif, dont il découle que l'extinction de l'arc dépend principalement du milieu dans lequel il se produit. Il n'est pas nécessaire que des courants dirigés se produisent dans le milieu. L'auteur essaye ensuite d'expliquer les phénomènes qui se produisent lors de la rupture de l'arc.

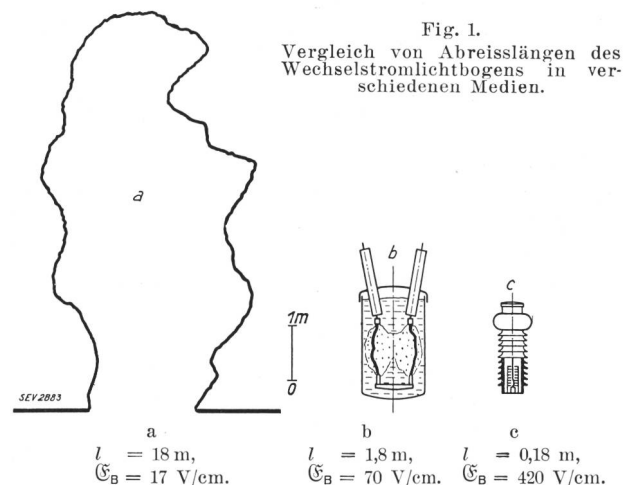
Als ich vor geraumer Zeit anfang, mich mit dem Schalterproblem etwas näher zu beschäftigen, da war ich der Ansicht, dass man es auf diesem so komplizierten und schwierigen Gebiet wohl nur dann zu etwas bringen könne, wenn man die Literatur über den elektrischen Lichtbogen recht genau kenne, und so trug ich denn alles zusammen, was es an Büchern, Zeitschriften, Protokollen usw. gab. Aber je mehr ich mich in das Studium der Lichtbogenvorgänge vertiefte, desto klarer lernte ich erkennen, dass es in der gesamten technischen Physik wohl kaum noch ein anderes Gebiet gibt, das so voller Widersprüche, Vermutungen und Behauptungen ist, wie die Lichtbogenforschung. Trotzdem glaubte ich schliesslich einen einigermaßen richtigen Ueberblick über das Wesentliche gewonnen zu haben und beschloss nun, dieses Ergebnis in einem kleinen Aufsatz niederzulegen. Wie ich mitten im Schreiben war, rings umgeben von hohen Bücherstapeln, trat mein kleiner Sohn zu mir ins Zimmer und sagte ganz treuherzig: «Papa, was schreibst du eigentlich aus diesen vielen Büchern ab?» Diese Worte, in denen eine so tiefe Wahrheit steckte, brachten mich endgültig von dem Vorsatz ab, einen Aufsatz über den elektrischen Wechselstromlichtbogen zu schreiben, denn ich erkannte, dass diese Arbeit weder neue, noch produktive Gedanken enthalten hätte und darum letzten Endes wertlos gewesen wäre. Heute weiss ich, dass von seiten der Physiker noch eine Unsumme von Arbeit geleistet werden muss, bevor man einmal daran gehen kann, eine geschlossene Theorie des elektrischen Lichtbogens aufzustellen. Nur durch Versuche und immer wieder neue Versuche wird man schliesslich zur Klarheit kommen.

Die nachfolgenden Ausführungen gliedern sich in zwei Abschnitte. Zunächst werden einige experimentell ermittelte Erfahrungstatsachen zusammengestellt, die sich, wenn man so sagen darf, beinahe mit dem Zollstock feststellen lassen. Im zweiten Teil soll dann versucht werden, diese Erscheinungen, soweit dies heute möglich ist, zu deuten.

I.

Wird ein induktiver Stromkreis, dessen elektromotorische Kraft beispielsweise 60 000 V beträgt und in dem ein Wechselstrom von 100 A fliesst, in trockener Luft durch geradliniges Auseinanderziehen von Metallelektroden geöffnet, so können

Lichtbogenlängen bis zu 18 m erreicht werden (Fig. 1). Taucht man die Elektroden in eine Flüssigkeit (z. B. Mineralöl), so erlischt der Lichtbogen bei sonst gleichen äusseren Bedingungen bereits nach Erreichen einer Länge von etwa 1,8 m. Daraus folgt, dass durch das Hinzukommen der Flüssigkeit die Lichtbogenlänge um eine Grössenordnung verkleinert wird. Lässt man schliesslich den Lichtbogen in einer elastischen, mehrstufigen Expansionskammer (vergl. Fig. 3) brennen, so tritt sein Erlöschen schon bei Längen von 0,12 bis 0,18 m auf, d. h. der Lichtbogen erreicht in der Expansionskammer nur 1 % der Länge, bei der er in trockener Luft erlischt. Diese enormen Unterschiede, welche



sich über zwei Grössenordnungen erstrecken, sind so auffällig, dass eine einigermaßen plausible Erklärung für dieses Verhalten immerhin schon einen grossen Gewinn darstellen würde. Zunächst sollen jedoch einige weitere Untersuchungen angeführt werden, welche den Beweis für die in Fig. 1 aufgestellten Behauptungen erbringen.

In Fig. 2 sind in Abhängigkeit von der verketteten Betriebsspannung durch kleine Kreuze die Ausschaltwege der von den SSW gebauten Oelschalter aufgetragen. Man erkennt, dass z. B. ein 100-kV-Schalter, dessen wiederkehrende Spannung pro Phase rund 60 kV beträgt, in Uebereinstimmung mit Fig. 1 einen Ausschaltweg von 1,8 m besitzt. Die ausgezogene Kurve gibt die Lichtbogenlänge

in Abhängigkeit von der verketteten Betriebsspannung an, sofern der Lichtbogen in Wasserstoff gezogen wird. Vergleicht man die Lage der einzelnen Kreuze mit der ausgezogenen Kurve, so drängt sich

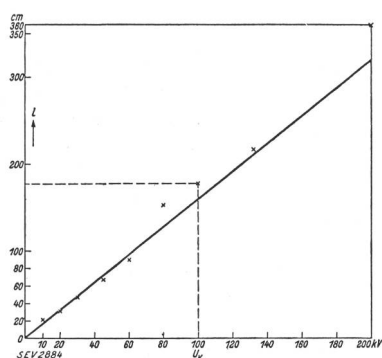


Fig. 2.
Ausschaltwege von
SSW-Oelschaltern in
Abhängigkeit der
verketteten Betriebs-
spannung.

die Vermutung auf, dass beim Unterbrechungsvorgang im Oelschalter die maximale Lichtbogendauer irgendwie mit dem Vorhandensein von Wasserstoff verknüpft ist. Wir werden weiter unten sehen, dass diese Vermutung tatsächlich zutrifft.

In Fig. 3 ist links der Aufbau einer mehrstufigen, elastischen Kammer angedeutet. Ueber dem feststehenden Kontakt sind abwechselnd Lochscheiben und Ringe aufgestapelt, welche durch Federn zusammengepresst werden. Beim Herausziehen des Kontaktstiftes aus dem feststehenden Schaltstück entsteht ein Lichtbogen. Sowie der Druck in der Kammer die Federpressung übersteigt, öffnet sich die Kammer und die Gase und Dämpfe können radial nach aussen entweichen. Mit dem Öffnen der elastischen Kammer ist ein starkes Druckgefälle verbunden, das gemäss dem Expansionsprinzip die Lichtbogenlöschung herbeiführt. Die beiden Oszillogramme zeigen, dass die Lichtbogendauer bei einer wiederkehrenden Spannung von 54 kV/Phase 2 Halbwellen, bei 113 kV/Phase rund 3 Halbwellen

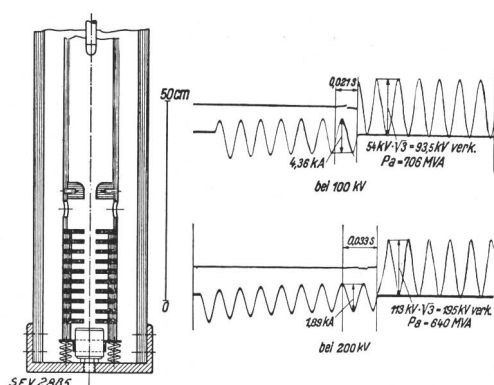


Fig. 3.
Expansionskammer und Abschaltoszillogramme
eines 1000-kV-Expansions Schalters.

betrug. Die Ausschaltgeschwindigkeit des Schalters beträgt 8 bis 9 m/s. Daraus folgt unmittelbar, dass der Lichtbogen nach Erreichen einer Länge von 0,16 bis 0,18 m erloschen ist, was ebenfalls in Ueber-

einstimmung steht mit den in Fig. 1 angegebenen Werten.

Es ist schon seit mehreren Jahren bekannt, dass die Lichtbogenlänge in Flüssigkeitsschaltern nicht nur von der Spannung, sondern in gewissem Umfange auch von der Stromstärke abhängig ist. Ueber die Art des Zusammenhangs zwischen Lichtbogendauer bzw. Länge und Stromstärke gibt Fig. 4 Aufschluss, und zwar gelten die ausgezogenen Kurven für Oelschalter, die punktierten Kurven für Expansionschalter. Man erkennt, dass bei beiden Schaltertypen die Lichtbogendauer mit zunehmendem Strom zunächst zunimmt, im Gebiet verhältnismässig kleiner Stromstärken von 1 bis 2 kA ein Maximum erreicht, um von da ab je nach Art des Schalters schneller oder langsamer abzufallen. Bei einem Expansionschalter mit starrer Kammer¹⁾, deren Durchtrittsöffnung für den Schaltstift verhältnismässig weit war, ist das Maximum (a) sehr scharf ausgeprägt. Macht man die Oeffnung etwas enger, so verflacht sich, wie aus Fig. 4, Kurve b, hervorgeht, das Maximum. Die elastische Expansionskammer zeigt ein wesentlich stärkeres Abfal-

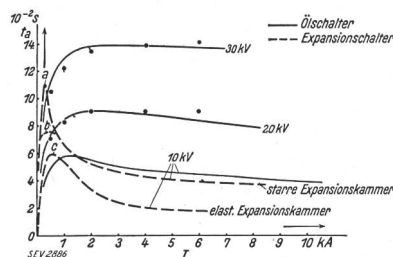


Fig. 4.
Lichtbogendauer in
Abhängigkeit des
Stromes bei Lei-
stungsschaltern.

len der Lichtbogendauer mit dem Strom. Dies ist verständlich, denn mit zunehmendem Strom wird der Ansprechdruck der Kammer schneller erreicht, das Ansprechen der Kammer ist aber — unabhängig von der Stellung des Schaltstiftes — mit der sofortigen Löschung des Lichtbogens verknüpft. Die elastische Kammer vereinigt somit in glücklichster Weise tief liegendes Maximum (c), deshalb sichere Löschung bei kleinem Strom mit kleiner Lichtbogendauer und damit kleiner Beanspruchung des Schalters bei grossem Strom. Interessant sind noch die bei den Oelschaltern für 20 und 30 kV eingetragenen Messpunkte. Diese Punkte geben die Lichtbogendauer an, welche man erhält, wenn die betreffenden Oelschalter nicht mit Oel, sondern mit Wasserstoff im gasförmigen Zustand und bei normalem Druck gefüllt werden. Man erkennt wiederum, dass die Eigenschaften des Oeles und des Wasserstoffs hinsichtlich Lichtbogenlöschung im wesentlichen Uebereinstimmung zeigen.

Wir verlassen nun das Hochleistungsprüffeld, um einige mehr physikalische Versuche durchzuführen. Die dazu benutzte Apparatur ist in Fig. 5 dargestellt. Es bedeutet darin 1 einen Glaskolben von 7 cm Durchmesser, der links und rechts durch Messingkappen gasdicht abgeschlossen ist. Durch

¹⁾ Bull. SEV 1931, Nr. 11, S. 256, Fig. 3.

diese ist die feststehende Elektrode 2 und die bewegliche Elektrode 3 eingeführt. Der untere Stutzen ist mit einem Gummistopfen 4 abgeschlossen, durch den die Zuführungen zur Heizwicklung 5 gehen. Der Flüssigkeitsstand wird durch die Grösse a angegeben. Der obere Ansatz der Glaskugel 1 kann mit Hilfe eines Quetschhahnes verschlossen werden. Der Stromkreis selbst besteht aus einem Wechselstromgenerator G und der stark ausgezogenen Leitung, deren Induktivität und Kapazität durch die Grössen L und C gegeben sind. Mit Hilfe

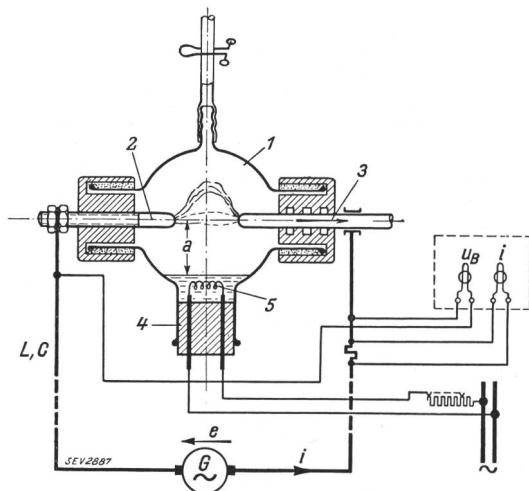


Fig. 5.

Versuchsanordnung für Lichtbogenmessung.

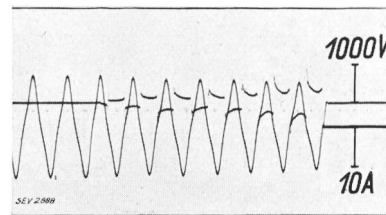
- 1 Glaskolben, 7 cm \varnothing .
- 2 Feststehende Elektrode.
- 3 Bewegliche Elektrode.
- 4 Gummistopfen.
- 5 Heizwicklung.

eines Schleifenoszillographen wird die Lichtbogen-Spannung u_B und der Strom i gemessen. Die Heizung kann durch einen Vorschaltwiderstand reguliert werden. Die Eigenschwingungszahl des Hauptstromkreises lag in der Grössenordnung von $10^4/s$.

1. Versuche bei konstantem Druck im Glaskolben.

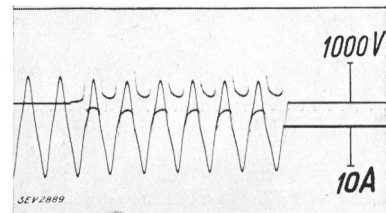
Die Beobachtung zeigt, dass bei offenem Gefäss, d. h. abgenommenem Quetschhahn, der Lichtbogen sich infolge der schwachen Gasströmung parabol-förmig nach oben deformiert, während er bei geschlossenem Gefäss in der Achse der Elektroden brennt. In Fig. 6 zeigt Oszillogramm a eine Abschaltung bei offenem Gefäss in Luft mit einer relativen Feuchtigkeit von etwa 70 %. Der Lichtbogen brennt während 14 Halbwellen, seine Löschung erfolgt nicht innerhalb des Glaskolbens, sondern durch Ausschalten eines davorliegenden Oelschalters. Der Ausschaltweg im Glaskolben betrug 5,6 cm, die mittlere Ausschaltgeschwindigkeit 115 cm/s, der Strom hatte bei den meisten Versuchen (vergleiche Oszillogramme) einen Wert von 9 A, die wiederkehrende Spannung lag bei 2000 V. Versuch b wurde unter den gleichen Bedingungen durchgeführt, jedoch ist in den Glaskolben Wasser bis zum Flüssigkeitsstand $a = -3$ cm eingefüllt worden. Man erkennt, dass gegenüber a die Lichtbogenspannung bei kleinem Elektrodenabstand

etwas grösser geworden ist. Bei Versuch c wurde das Wasser soweit angeheizt, dass sich eine ganz leichte Dampfentwicklung bemerkbar machte. Das



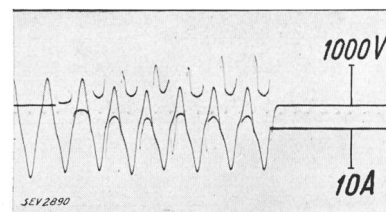
Versuch a.

Gefäss offen; Luft von 70% relativer Feuchtigkeit.



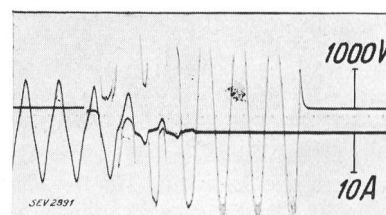
Versuch b.

Gefäss offen, bis $a = 3$ cm mit Wasser gefüllt.



Versuch c.

Wie b, Wasser jedoch erwärmt (leichte Dampfentwicklung).



Versuch d.

Wie b, Wasser zum Sieden gebracht.

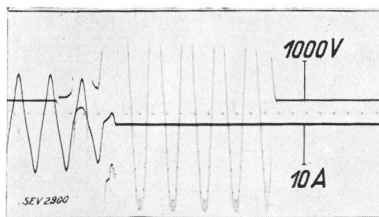
Fig. 6.

Oszillogramme von Abschaltungen in Luft und Wasserdampf.

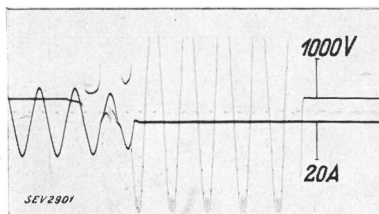
Oszillogramm c zeigt, dass die Lichtbogenspannung, insbesondere die Zündspannung, wesentlich grösser geworden ist. Auch bemerkt man deutlich eine Deformation der Stromwellen. Bei Versuch d wurde durch stärkere Heizung das Wasser zum kräftigen Sieden gebracht. Das Oszillogramm unterscheidet sich von den bisherigen vor allem dadurch, dass nun der Lichtbogen innerhalb des Glaskolbens zum Erlöschen gelangt, und zwar nach 7 Halbwellen. Es erscheint dann zwischen den Elektroden die EMK e als sogenannte «wiederkehrende Spannung». Die Stromwellen zeigen eine sehr starke Deformation, die Lichtbogenspannung erreicht annähernd den Maximalwert der EMK e . Führt man die Versuche unter den gleichen Bedingungen, jedoch bei geschlossenem Gefäss durch, so lassen sich keinerlei Unterschiede feststellen, obwohl der Druck natürlich bei Versuch d im Mittel höher ist.

Die eigenartige Deformation der Stromkurve lässt auf eine starke, durch das Hinzukommen des

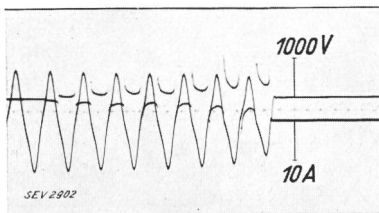
Wasserdampfes bedingte Entionisierung schliessen. Einer Unterhaltung mit *R. Holm* verdanke ich die Anregung zu den nachstehenden Versuchen, bei denen der Glaskolben mit *Wasserstoff* gefüllt wurde. Ein Vergleich der Oszillogramme *e* und *f* (Fig. 7) mit *d* zeigt deutlich, dass das Erlöschen des Wechselstromlichtbogens weniger an das Vorhandensein von Wasserdampf gebunden ist, sondern vielmehr durch die Einwirkung von Wasserstoff erfolgt. Wir prüften dann noch den Einfluss von Joddampf auf das Erlöschen des Lichtbogens, da



Versuch e.
Gefäss mit Wasserstoff gefüllt.



Versuch f.
Gefäss mit Wasserstoff gefüllt.



Versuch g.
Gefäss mit Joddampf gefüllt.

Fig. 7.

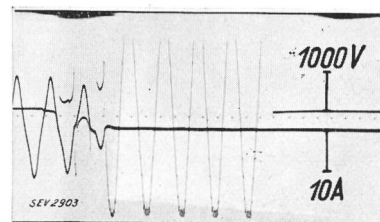
Oszillogramme von Abschaltungen in Wasserstoff und Joddampf.

die Halogene nach der bisherigen Anschauung eine ziemlich starke elektronenbindende Wirkung aufweisen sollten. Oszillogramm *g* zeigt jedoch, dass Joddampf sich hinsichtlich seiner lichtbogenlöschenden Wirkung in keiner Weise von trockener Luft (Oszillogramm *a*) unterscheidet.

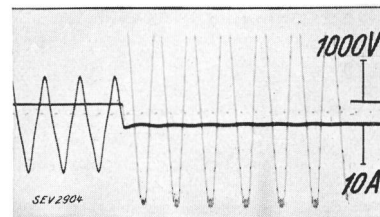
Fig. 8 illustriert den Einfluss der Höhe des Wasserspiegels, und zwar war das Wasser bei den Versuchen *h* bis *k* auf Siedetemperatur erhitzt. Man erkennt, dass die Lichtbogenlöschung bei Versuch *h*, bei welchem der Wasserspiegel noch 11 mm unter den Elektroden sich befand, in Uebereinstimmung steht mit den Versuchen *d* bis *f*. Die Löschung ist an die Bildung von Wasserstoff aus dem Wasserdampf gebunden. Beim Wasserstand $a = 0$ — d. h. der Spiegel befand sich auf Höhe der Achse der Elektroden — sowie beim Wasserstand $a = +12$ mm erfolgt die Lichtbogenlöschung in weniger als einer Halbwelle, ohne die geringste Deformation des Stromes. Die Auswertung ergibt

bei Versuch *i* eine Lichtbogenlänge von 3 mm, bei Versuch *k* von 9 mm. Bei kaltem Wasser erlischt der Lichtbogen nicht, sofern $a < 0$; bei $a \geq 0$ sind die Lichtbogenlängen praktisch gleich wie bei Versuch *i* und *k*.

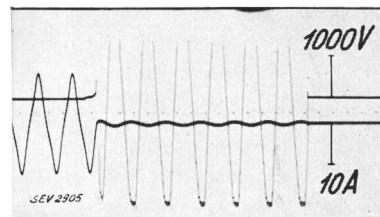
Diese Feststellung, deren Tragweite wir früher nicht in dem Ausmasse erkannt haben, sagt klar aus, dass der Abstand der Flüssigkeitsoberfläche von der Lichtbogenachse von ausserordentlicher Bedeutung für die Löschung ist. Aber auch aus einem anderen Grunde sind diese Versuche von



Versuch h.
 $a = 11$ mm.



Versuch i.
 $a = 0$.



Versuch k.
 $a = +12$ mm.

Fig. 8.

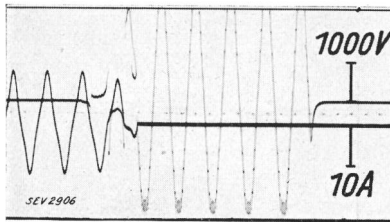
Oszillogramme von Abschaltungen bei verschiedenem Wasserstand (Wasser siedet).

prinzipieller Bedeutung: der Lichtbogen brennt dabei in einer kleinen, kugelförmigen Dampfblase, in welcher bestimmt *keinerlei gerichtete Strömungen* auftreten. Trotzdem erfolgt die Löschung bei überraschend kleiner Lichtbogenlänge.

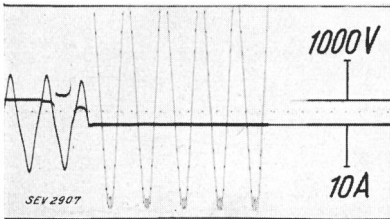
2. Versuche mit Druckentlastung.

Zur willkürlichen Herbeiführung einer Druckentlastung wurde die Elektrode 3 (Fig. 5) hohl ausgeführt; sie erhielt etwa 1 cm hinter der Abbrennkuppe 3 Löcher in radialer Richtung, weitere Löcher befanden sich im eingeschalteten Zustand im Gebiete der Labyrinthdichtung. Sowie diese Löcher aus der Dichtung herauskamen, konnte sich der Druck im Innern des Glaskolbens durch die Hohlelektrode hindurch ausgleichen. Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 9 niedergelegt. Oszillogramm *l* zeigt zum Vergleich nochmals die Abschaltung ohne Druckentlastung, jedoch bei starker Dampfentwicklung; Versuch *m* wurde bei mässiger,

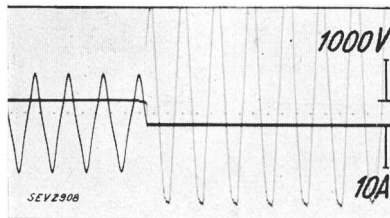
Versuch *n* bei starker Druckentlastung ausgeführt, indem der Ausgangsüberdruck einmal 1,5, das andere Mal etwa 3 kg/cm² betrug. Man erkennt in Oszillogramm *l* die typische Wasserstofflöschung



Versuch *l*.
Keine Druckentlastung, aber starke Dampfentwicklung.



Versuch *m*.
Mässige Druckentlastung (Ausgangsüberdruck: 1,5 kg/cm²).



Versuch *n*.
Starke Druckentlastung (Ausgangsüberdruck: 3 kg/cm²)

Fig. 9.

Oszillogramme von Abschaltungen (bei expandierendem Wasserdampf).

mit Degeneration der Stromkurve; Versuch *m* zeigt den Uebergang zur Expansionslöschung, der Strom ist nur noch wenig deformiert. Bei Versuch *n* erfolgt die Löschung nach einer Halbwelle ohne irgendwelche Deformationen der Stromkurve. Wir befinden uns bereits im Gebiete der Expansionslöschung.

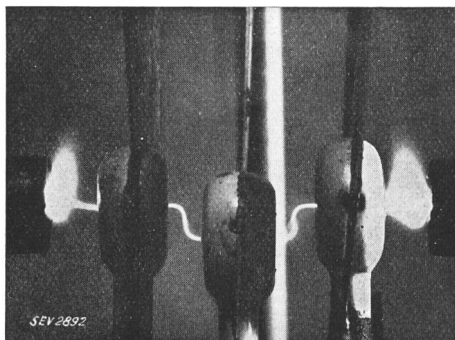


Fig. 10.

Forschungsversuch von Lotz. Einengung des Lichtbogens durch Blenden mit Wasserschleier.

Zum Schluss soll noch ein Versuch angeführt werden, der in unserem Forschungslaboratorium von A. Lotz durchgeführt wurde. Ein Wechsel-

stromlichtbogen wurde vermittels Blenden, deren Innenbegrenzung dauernd von einem Wasser-schleier überzogen war, eingengt. Dabei zeigte sich, dass der Lichtbogen nicht etwa erlosch, sondern durch Einspielen auf viel höhere Temperatur — es wurden bis zu 15 000° gemessen — reagierte. Eine Abquetschung eines Lichtbogens bietet ungeheure Schwierigkeiten, weil es kein Material gibt, das den dabei auftretenden enormen Temperaturen widerstehen kann. Interessant ist noch, dass sich der Lichtbogen trapezförmig verschieben lässt, sofern die mittlere Blende nach oben oder unten bewegt wird (Fig. 10).

Fasst man diese experimentell ermittelten Tatsachen zusammen, so ergibt sich etwa folgendes Bild:

Die Abreisslänge eines Wechselstromlichtbogens ist in hohem Masse vom umgebenden Medium abhängig. Wasserstoff verringert die Lichtbogenlänge auf etwa $\frac{1}{10}$, expandierender Dampf in einer mehrstufigen elastischen Expansionskammer auf $\frac{1}{100}$ desjenigen Wertes, der sich in trockener Luft einstellt. Von sehr grosser Bedeutung für den Löschvorgang ist der Abstand der Flüssigkeitsoberfläche von der Lichtbogenachse. Zwischen isolierender Flüssigkeit (Öel) und mässig leitender Flüssigkeit (Wasser) zeigen sich nur geringe Unterschiede. Ein Einschnüren des Lichtbogens führt im allgemeinen nicht zum Erlöschen, sondern nur zu höherer Brennspannung und damit zu höherer Temperatur.

II.

In diesem Abschnitt wollen wir nun versuchen, die experimentell ermittelten Tatsachen zu deuten. Einen elektrischen Lichtbogen stellt man sich im allgemeinen als eine sehr heisse Säule mit relativ hoher elektrischer Leitfähigkeit vor. Im Interesse einer möglichst klaren und eindeutigen Ausdrucksweise ist es zweckmässig, den eigentlichen Lichtbogen und seine Umgebung in Zonen aufzuteilen, die zwar nicht scharf voneinander getrennt sind, deren vorherrschende Zustandsbedingungen sich

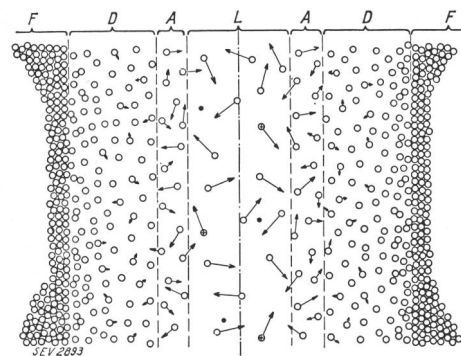


Fig. 11.

Schematische Darstellung des Lichtbogens in einer Flüssigkeit.

L Lichtbogen. D Dampfzone.
A Abkühlungszone. F Flüssigkeitszone.

jedoch grundsätzlich unterscheiden. Den Versuch einer derartigen Darstellung zeigt Fig. 11. Darin

bedeutet L die eigentliche Lichtbogenzone, in welcher die Stromübertragung erfolgt. In diesem Gebiet herrscht die höchste Temperatur. Die ungeordnete Bewegung von Gasatomen, Molekülen und Ionen erfolgt mit grosser Geschwindigkeit, die Gasdichte ist jedoch verhältnismässig gering. Das Gebiet L ist der Sitz der freien Elektronen, deren gaskinetische Geschwindigkeit noch um zwei oder mehr Grössenordnungen höher liegt als diejenige der Gasmoleküle. An den eigentlichen Lichtbogen schliesst sich nun die Abkühlungszone A an, in der sich Moleküle und Atome bereits langsamer bewegen. In diesem Gebiet ist die Anzahl der Ladungsträger pro Volumeneinheit bereits viel kleiner. Es folgt dann der Dampfraum D , dem sich schliesslich die Flüssigkeitszone F anschliesst. Betrachtet man lediglich die ungeladenen Teilchen, so ergibt sich folgendes Bild: In L herrscht der atomare Zustand des betreffenden Löschmittels vor, in A überwiegen bereits die Moleküle, in D befinden sich neben den Molekülen, deren kinetische Energie schon sehr gering geworden ist, auch Molekülgruppen, in F ist das Löschmedium im flüssigen Zustand vorhanden, wobei die Oberfläche auf die dem herrschenden Druck entsprechende Siedetemperatur erwärmt ist.

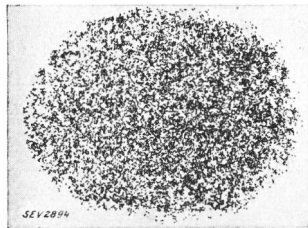


Fig. 12.
Dichte der Ladungsträger im Lichtbogen von ca. 100 A in grobschematischer Darstellung.
(Man hat sich vorzustellen, dass von den 10000 Punkten nur einige wenige Ladungsträger sind).

Infolge der guten Leitfähigkeit des elektrischen Lichtbogens ist man versucht zu glauben, dass in der Zone L die elektrischen Ladungsträger in überwiegender Anzahl vorhanden sind. Dass bei einem Lichtbogen von etwa 100 A Stromstärke dies nicht zutrifft, zeigt Fig. 12 in grob schematischer, aber recht anschaulicher Form. Man hat sich dabei vorzustellen, dass von den 10 000 Punkten in diesem Bild nur einige wenige als Ladungsträger anzusehen sind. Daraus geht hervor, dass bei Wechselstrom, insbesondere zur Zeit des Stromnulldurchgangs, d. h. bei kleinen Werten der Stromstärke, die ungeladenen Teilchen bei weitem überwiegen, so dass ein Elektron, bevor es sich mit einem Ion vereinigen kann, sicherlich eine sehr grosse Zahl von Stössen gegen Moleküle oder Atome ausführen muss.

Was man sich unter der Temperatur des Lichtbogens vorzustellen hat, sagt Fig. 11 klar aus. Es ist dies die Temperatur des Gases in der Zone L , welche gegeben ist durch die mittlere kinetische Energie der Gasmoleküle. Daneben hat man noch den Begriff der Elektronentemperatur eingeführt. Diese Temperatur ist bestimmt durch die mittlere kinetische Energie der Elektronen.

Die zur Zeit wohl sicherste Bestimmung der Lichtbogentemperatur, d. h. der Temperatur des Gases in der Zone L , wurde von *v. Engel* und *Steenbeck* ²⁾ ausgeführt. Die dazu benutzte Apparatur zeigt Fig. 13. Die Dichte des Gases in der Zone L

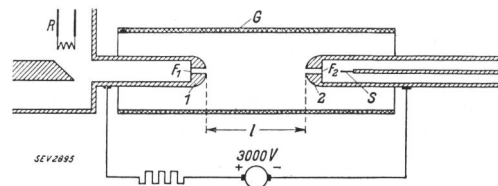


Fig. 13.

Versuchsanlage zur Bestimmung der Lichtbogentemperatur.

- R Röntgenrohr.
- F_1, F_2 Aluminiumfolien (7μ).
- S Spitzenzähler.
- $1, 2$ Bogenelektroden.
- G Glasrohr.
- l Lichtbogenlänge.

wurde durch Absorption von Röntgenstrahlen bestimmt. Man kommt so zu Temperaturen in der Lichtbogensäule in der Grössenordnung von 5000 bis 6000° K.

Ueber Durchmesser der Zone L und Breite der Abkühlungszone A geben die in Fig. 14 dargestellten Messresultate einen ungefähren Anhaltspunkt. Mit Hilfe einer Zeitlupe wurde der Durchmesser d der Zone L in Abhängigkeit vom Momentanwert des Wechselstromes bestimmt. Bei den Versuchen war der Lichtbogen durch einen Luftwirbel stabilisiert. Man erkennt, dass der Lichtbogendurchmesser zunächst mit steigender Stromstärke rasch zunimmt, bei 20 bis 30 A biegt die Kurve scharf ab, von da an nimmt der Lichtbogendurchmesser wieder ungefähr linear, jedoch viel langsamer zu. Bei einem Momentanwert des Wechselstromes von 1500 A wurde ein Lichtbogendurchmesser in der Nähe der Elektrode von etwa 5 mm gemessen. Es muss jedoch erwähnt werden, dass diese Messungen keinen Anspruch auf Genauigkeit machen, denn in grösserem Abstand von den Elektroden bewegt

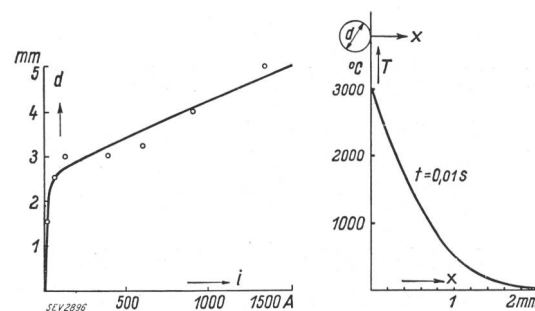


Fig. 14.

Durchmesser und Temperaturabfall im elektrischen Lichtbogen.

sich der Lichtbogen trotz Stabilisierungsmassnahmen noch mit ungeheurer Geschwindigkeit. Auch bei einer Belichtungszeit von nur $1/100\,000$ s konnten

²⁾ Wiss. Veröff. aus d. Siemens-Konzern, X. Bd., Heft 2, 1931, S. 155.

bei grösseren Stromstärken keine scharfen Bilder mehr erzielt werden.

Die Abkühlungszone A ist bei einem Wechselstromlichtbogen sicherlich nur sehr schmal, denn die Wärmeleitfähigkeit der Gase ist sehr klein und die Anheizdauer beträgt bei 50periodigem Wechselstrom nur $\frac{1}{100}$ s. Unmittelbar nach dem Stromnulldurchgang darf man in Annäherung annehmen, dass die während des Brennens des Lichtbogens herrschende Temperaturverteilung wieder ziemlich ausgeglichen ist. Aber selbst wenn diese Annahme nicht zulässig wäre, so muss berücksichtigt werden, dass die Brenndauer eines Schalterlichtbogens selten länger als einige Halbwellen ist. Das Ergebnis einer überschlägigen Rechnung, wobei angenommen wurde, dass der Lichtbogen nur während einer Halbwelle gebrannt hat, ist in Fig. 14 rechts aufgetragen. Man erkennt, dass die Umgebungstemperatur, d. h. in unserem Falle die Dampftemperatur, schon in einem Abstand von etwa 2 mm von der Zone L (Fig. 11) erreicht ist. Diese Berechnung deckt sich mit den Ueberlegungen von Grotian³⁾ und Mache⁴⁾.

Die wesentlichste Aufgabe bei der Erforschung der Löschbedingungen eines Wechselstromlichtbogens besteht darin, die zeitliche Änderung der Temperatur in der Zone L zu bestimmen. Da unsere umfangreichen experimentellen Untersuchungen in dieser Richtung noch nicht zum Abschluss gekommen sind, soll im nachstehenden nur kurz angedeutet werden, wie dieser Temperaturverlauf vermutlich aussehen wird. Bei dieser überschlägigen Betrachtung nehmen wir zunächst an, dass man den Lichtbogen als kreisförmigen Stromleiter mit dem konstanten Durchmesser d ansehen darf. Wir betrachten ein Element dieses Lichtbogens von 1 cm Länge. Bedeutet j die Stromdichte in A/cm², ρ den spezifischen Widerstand in $\Omega \cdot \text{cm}$, F den Querschnitt des Lichtbogens in cm², c die mittlere spezifische Wärme des Gases, in dem der Lichtbogen brennt, in $\text{Ws/cm}^3 \cdot ^\circ \text{C}$, μ eine noch nicht näher definierte Wärmeübergangszahl, T die Temperatur, so erhält man durch Anwendung des Energiesatzes nachstehende Beziehung:

$$j^2 \rho F dt = c F \frac{dT}{dt} dt + \pi d f[\mu, (T^k - T_0^k)] \quad (1)$$

Unsere bisherigen Untersuchungen über Kühlung der Zone L haben ergeben, dass man die Funktion f durch eine endliche Reihe darstellen kann. Es wird somit

$$f[\mu, (T^k - T_0^k)] = \sum \mu_k \cdot (T^k - T_0^k)^5 \quad (2)$$

Für Lichtbögen in Luft erhält man gute Übereinstimmung mit den Versuchen bei einem Wert von $k = 2$. Bei dieser Annahme ist die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit durch Dissoziation von Sauerstoff und die geringe Dissoziation von Stickstoff berücksichtigt.

³⁾ Ann. d. Phys., Bd. 47, 1915, Nr. 10, S. 141 bis 196.

⁴⁾ Handbuch der Physik, v. Geiger u. Scheel, Bd. XI, Anwendung der Thermodynamik, 1926, Springer, S. 343/44.

⁵⁾ Vergl. auch J. Langmuir, GER, Bd. XXIX, 1926, S. 153.

Führt man die Lichtbogenleistung P pro cm Länge ein und drückt man den Lichtbogenquerschnitt durch den Durchmesser der Zone L aus, so erhält man:

$$c \frac{dT}{dt} = \frac{4}{\pi d^2} P(t) - \frac{4}{d} \sum \mu_k (T^k - T_0^k) \quad (3)$$

In dem speziellen Fall des Luftlichtbogens ergibt sich:

$$c \frac{dT}{dt} = \frac{4}{\pi d^2} P(t) - \frac{4}{d} \mu (T^2 - T_0^2) \quad (4)$$

Diese Gleichung gestattet nun, einige interessante Schlussfolgerungen zu ziehen. Die spezifische Wärme c von Gasen, z. B. von Luft, ist, wie die nachfolgenden Zahlen zeigen, im Verhältnis zu Metall ausserordentlich klein:

$$\begin{aligned} c \text{ von Luft} &= 2 \cdot 10^{-3} \text{ Ws/cm}^3 \cdot ^\circ \text{C} \\ c \text{ von Wolfram} &= 2,7 \text{ Ws/cm}^3 \cdot ^\circ \text{C}. \end{aligned}$$

Es ist somit in erster Annäherung gestattet, die linke Seite der Differentialgleichung (3) gleich Null zu setzen. Damit erhält man dann für den Temperaturverlauf folgende Beziehung:

$$\sum \mu_k (T^k - T_0^k) = \frac{P(t)}{\pi d} \approx \frac{P_{\max} \sin 2\omega t}{\pi d} \quad (5)$$

Aus (5) folgt, dass die Temperatur bei gleichbleibender Lichtbogenleistung um so kleiner wird, je grösser der Durchmesser des Lichtbogens ist. Dies steht in Übereinstimmung mit der Erfahrung, denn bekanntlich kann man durch Erhöhung des Druckes den Lichtbogendurchmesser verringern, wobei sich die Temperatur erhöht. Das gleiche bestätigt auch der in Fig. 10 gezeigte Versuch von A. Lotz. Die Einschnürung des Lichtbogens bewirkt auch hier eine Durchmesserverringung und damit eine Temperaturerhöhung. Es wird nun verständlich, dass eine Druckerhöhung das Erlöschen eines Wechselstromlichtbogens nicht begünstigen kann. Wir berechnen nun aus (5) durch Differentiation das Temperaturgefälle

$$\begin{aligned} \sum \mu_k k T^{k-1} \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{\pi d} \frac{dP(t)}{dt} \\ \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{\pi d \sum \mu_k \cdot k T^{k-1}} \cdot \frac{dP(t)}{dt} \quad (6) \end{aligned}$$

Zur Zeit des Stromnulldurchganges erhält man

$$\left(\frac{dT}{dt} \right)_{i=0} = \frac{1}{\pi d \sum \mu_k \cdot k T_0^{k-1}} \left(\frac{dP}{dt} \right)_{i=0} = K \cdot \left(\frac{dP}{dt} \right)_{i=0} \quad (7)$$

$$\text{Für } k = 2 \text{ wird: } \left(\frac{dT}{dt} \right)_{i=0} \approx \frac{\omega P_{\max}}{\pi d \mu T_0} = K_1 \omega P_{\max} \quad (8)$$

Aus (8) geht hervor, dass sich das Temperaturgefälle darstellen lässt als Produkt aus der Kreisfrequenz ω und dem Maximalwert P_{\max} der Lichtbogenleistung multipliziert mit einem Faktor, welcher charakteristisch ist für die Art des Wärmeverlustes.

Führt man die Rechnung strenger durch, indem die spezifische Wärme nicht mehr vernachlässigt wird, wobei es allerdings notwendig wird, sich auf kleine Amplituden der Temperaturschwankung zu beschränken, so kommt man zu analogen Gesetzen⁶⁾. Insbesondere lässt sich auch in diesem Fall das Temperaturgefälle zur Zeit des Stromnulldurchgangs als Produkt aus ω und P_{\max} darstellen.

Interessant ist noch folgende Beziehung, welche die Phasenverschiebung zwischen Lichtbogenleistung und Temperatur angibt:

$$\operatorname{tg} \varphi \approx K_2 \omega c \varrho d \quad (9)$$

Man erkennt daraus, dass ein grosser Wert der spezifischen Wärme c auch eine grosse Phasenverschiebung bedingt, während bei verschwindendem c Lichtbogenleistung und Temperatur in Phase sind.

Als wesentlichstes Ergebnis unserer überschlägigen Rechnung halten wir nur das eine fest:

Das Temperaturgefälle eines frei in einer Gas-Dampf-Atmosphäre brennenden Wechselstromlichtbogens ist zur Zeit des Stromnulldurchganges im wesentlichen bedingt durch das Produkt aus Frequenz und Maximalwert der Leistungsschwingung.

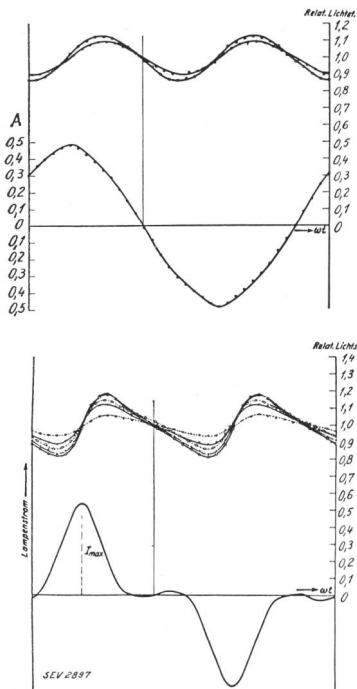


Fig. 15.
Temperaturverlauf
eines Wolframfadens
in gasgefüllter Glüh-
lampe.

Daraus geht hervor, dass diese Annahme, welche bereits in einer früheren Arbeit⁷⁾ gemacht wurde, nicht willkürlich war, sondern durch den Mechanismus der Abkühlung des Lichtbogens selbst begründet ist, wobei es jedoch nicht notwendig ist, spezielle Kenntnisse über die besondere Art des Wärmeverlustes zu besitzen. Selbstverständlich wird infolge der vielen Vernachlässigungen dieses Resultat nur in erster Annäherung zutreffen. Dass man jedoch auf dieser Grundlage die experimen-

tellen Ergebnisse, welche zur Zeit mit wesentlich verbesserten Apparaturen aufgenommen werden, gut darstellen kann, wird demnächst gezeigt werden.

In Fig. 15 ist der Temperaturverlauf eines Wolframfadens in einer gasgefüllten Glühlampe aufgetragen. Aus Gleichung (8) folgt, dass in diesem Falle die Phasenverschiebung zwischen Temperaturschwankung und Leistungsschwankung gross sein muss. Dies wird bestätigt durch Fig. 15, denn man erkennt, dass zwischen Temperatur und Leistung eine Phasenverschiebung von annähernd 90° besteht. Die untere Figur veranschaulicht die Verhältnisse bei verschiedenartigsten Lampen, wobei dieselben mit verzerrtem Strom gespeist wurden. Auch in diesem Fall erkennt man, dass die Phasenverschiebung φ praktisch gleich 90° ist.

Beim Lichtbogen liegen in Uebereinstimmung mit unserer Näherungsrechnung die Verhältnisse wesentlich anders. Aus Fig. 16, in der Strom, Lichtbogenspannung und Strahlungsintensität, welche mit Hilfe einer Photozelle aufgenommen wurde, wiedergegeben sind, geht hervor, dass Stromnulldurchgang und niedrigster Wert der Strahlungsintensität fast zusammenfallen. Die Phasenverschiebung ist nur noch sehr gering, als Mittelwert aus einer Anzahl von Messungen ergeben sich 12° . Wenn auch diese Messung keine unmittelbaren Schlüsse auf die Temperatur des Gases in der Zone L (Fig. 11) zulässt, so zeigt sich doch, dass unsere Voraussetzung über die spezifische Wärme im wesentlichen zutrifft.

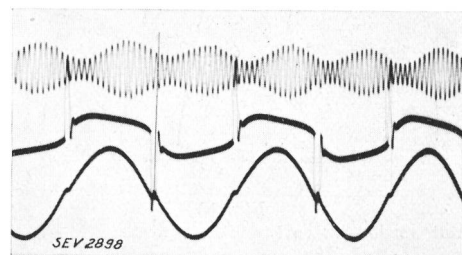


Fig. 16.
Oszillogramm von Strom, Lichtbogenspannung
und Strahlungsintensität.

Es bleibt uns nun nur noch übrig, zu untersuchen, welche Faktoren massgeblichen Einfluss auf das Erlöschen eines Wechselstromlichtbogens ausüben. Bei Betrachtung der Fig. 11 kommt man zu folgendem Ergebnis: Es ist sicherlich notwendig, die Temperatur des Gases in der Zone L abzusinken, denn daraus resultieren die nachstehenden Vorteile. Die Zusammenstösse der Atome und Moleküle werden schwächer und die dadurch bedingte Ionisation kleiner. Die Dichte des Gases wächst und damit erhöht sich seine elektrische Durchschlagsfestigkeit.

Andererseits ist es aber unbedingt notwendig, die Leitfähigkeit der Gasstrecke herabzusetzen, und dies ist nur möglich, wenn man die Elektronendichte verringert. Letzteres könnte nun durch direkte Wiedervereinigung von Ion und Elektron

⁶⁾ Corbino, Phys. Z., Bd. 11, S. 413; J. Kurth, A. f. E., Bd. 23, S. 124.

⁷⁾ Kesselring, ETZ 1930, S. 499.

in der Zone L geschehen. Dies wird jedoch nach den heutigen Kenntnissen über die Gasentladungen als recht unwahrscheinlich angesehen. Vielleicht spielt die Wiedervereinigung am Rande der Zone L wenigstens im ersten Moment, solange die Dichte der Ionen noch relativ gross ist, eine gewisse Rolle⁸⁾. Ein grosser Teil der Elektronen geht durch Diffusion aus der Zone L verloren. Mit dem Abwandern dieser Elektronen aus der heissen Gaszone kommen sie in die unmittelbar anliegenden kühleren Gebiete mit grösserer Gasdichte. Hier spielt nun sicherlich die gegenseitige Anziehung zwischen Molekül und Elektron eine grosse Rolle, denn insbesondere in dem Dampfgebiet ist die Zahl der Moleküle pro Volumeneinheit N sehr gross und damit, wie aus nachstehender Formel hervorgeht, die Abnahme der freien Elektronen infolge des Klebeffektes sehr stark:

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma N n^-$$

Kommt nun ein Elektron zum Kleben, so ist es für die erneute Ionisierung, welche die wiederkehrende Spannung herbeiführt, unwirksam geworden, da die Masse des so gebildeten Ions zu gross ist. Auf Grund von Messungen amerikanischer Forscher,

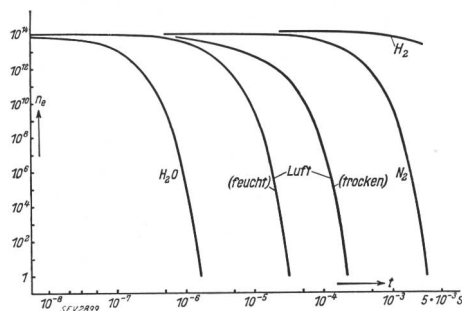


Fig. 17.

Abnahme der freien Ionen infolge des Klebeffektes.

welche durch Untersuchungen in unserem Laboratorium ergänzt wurden, erhielt man für die Abnahme der freien Elektronen infolge des Klebeffektes die in Fig. 17 dargestellten Verhältnisse. Da die Klebekoeffizienten bei mässigen Temperaturen bestimmt wurden, könnte man einwenden, dass ein Kleben in der Zone L überhaupt undenkbar sei. Es ist aber zu berücksichtigen, dass die Zone L kurz vor dem Stromnulldurchgang nur noch einen Durchmesser von 1 mm oder weniger aufweist. Infolge der abnehmenden Lichtbogenleistung fällt auch der Druck in der Zone L und die Dampfatmosfera dringt daher von allen Seiten gegen die Zone L vor. Nach unseren neuesten Messungen ist

⁸⁾ Der Verlust elektrischer Ladungsträger lässt sich bekanntlich durch nachstehendes Gesetz darstellen:

$$-\frac{dn}{dt} = \beta n^+ \cdot n^-$$

Die Abnahme ist daher nur für grosse Werte von n^+ von Bedeutung.

es als vollkommen gesichert anzusehen, dass zur Zeit des Stromnulldurchgangs die Dampfatmosfera praktisch bis zur Lichtbogenachse sich ausbreitet. Dies ist auch ohne weiteres verständlich, denn selbst bei sehr hohem Spannungsanstieg wären nur Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Dampfzone von etwa 50 m/s erforderlich.

Bei Betrachtung der Fig. 17 fällt besonders das gänzlich verschiedene Verhalten von Wasserstoff und Wasserdampf auf. Bei Wasserdampf kommen in etwa 10^{-6} s fast alle Elektronen zum Kleben, während in Wasserstoff der Klebeffekt äusserst gering ist. Dies steht insofern mit unserer experimentell gewonnenen Erfahrung in Uebereinstimmung, denn wir haben ja festgestellt, dass die Löschwirkung in Wasserstoff und Wasserdampf grundsätzlich verschiedenen Charakter hat. Die Lichtbogenlänge strebt bei Wasserstoff mit zunehmendem Strom einem Grenzwert zu, während sie in Wasserdampf mit zunehmender Stromstärke dauernd abnimmt.

Zusammenfassend ergibt sich somit folgende Deutung der durch das Experiment gegebenen Tatsachen.

Beim *Luftlichtbogen* ist die Kühlung infolge der geringen Wärmeleitfähigkeit der Luft klein, ebenso spielt der Klebeffekt infolge des Vorherrschens von Stickstoff nur eine untergeordnete Rolle. Es ist somit verständlich, dass grosse Lichtbogenlängen auftreten.

Wird der *Lichtbogen unter Oel oder Wasser* gezogen, so entsteht, insbesondere bei höheren Spannungen, eine grosse Gasblase. Die Flüssigkeitsoberfläche ist verhältnismässig weit von der Zone L entfernt. Es wird nun aus dem Flüssigkeitsdampf durch Dissoziation Wasserstoff gebildet, wodurch infolge der hohen Wärmeleitfähigkeit eine starke Kühlung entsteht. Diese Kühlung muss vor allem bei kleineren Stromstärken, d. h. bei relativ kleiner Lichtbogenleistung pro cm Länge eine ausschlaggebende Rolle spielen. Da der Abstand zur Flüssigkeitsoberfläche gross ist und da bei höherer Spannung der Lichtbogen an sich ziemlich lange brennt, folgt daraus, dass die Abkühlungszone A (Fig. 11) breiter wird. Die Druckschwankungen sind bei gegebener Lichtbogenleistung in einer grossen Gasblase viel kleiner. Es ist somit verständlich, dass in diesem Fall die Dampfatmosfera nicht bis zur Lichtbogenachse vordringen kann.

Bei kleiner Dampfblase ist hingegen die Flüssigkeitsoberfläche nahe an der Zone L . Bei abfallendem Strom dringt infolge des Druckgefälles der Dampf bis zur unmittelbaren Nähe der Lichtbogenachse vor; die Dichte-Unterschiede werden sehr gross, wodurch die Diffusion der Elektronen aus der Zone L beschleunigt wird. Im Dampf liegen günstige Vorbedingungen für das Auftreten des Klebeffektes vor. Unter Umständen spielt auch die Anwesenheit von Flüssigkeitskügelchen eine grosse Rolle, da durch sie die Oberfläche, an der eine Wiedervereinigung möglich ist, ungeheuer vergrössert wird.