3. *Über die Vorgänge im sogenannten Löschfunken; von V. Pieck.*

(Auszug aus der gleichlautenden Göttinger Dissertation.)
(Hierzu Tafel I—III.)

Einleitung.

Methode der Schwingungserregung durch Funkenlöschung; Kritik der bisherigen Erklärungsversuche.

Über die Vorgänge, die sich bei der von M. Wien entdeckten Stoßerregung elektrischer Schwingungen in dem sogenannten Löschfunken abspielen, hat man sich bis vor kurzem teils gar keine, teils nur ziemlich oberflächliche Vorstellungen gemacht. Die Methode selbst ist folgende: Zwei elektrische Schwingungskreise gleicher Schwingungszahl sind nicht zu fest miteinander gekoppelt, so daß sie zusammen ein System mit zwei Hauptschwingungen bilden, von denen die eine eine höhere, die andere eine niedrigere Schwingungszahl besitzt, als jedes einzelne der ungekoppelten Systeme. Der eine der beiden Schwingungskreise enthält eine Funkenstrecke. Ladet man seine Kapazität bis zum Funkenübergang, so werden dadurch die beiden Hauptschwingungen des gekoppelten Systems erregt, und es entstehen Schwingungsschwebungen, infolge deren die Schwingungsenergie zwischen den beiden gekoppelten Kreisen hin und her pendelt. Macht man nun die Funkenstrecke sehr klein, so zeigt sich, daß sie bei Abnahme der Stromamplitude infolge der Schwebungen unterbrochen wird zu einer Zeit, da die Schwingungsenergie vollständig in den zweiten Kreis übergegangen ist. Der Energie wird hierdurch der Weg zur Rückkehr in den Funkenkreis gesperrt. Sie schwingt daher im zweiten Kreise aus, als ob der erste gar nicht vorhanden wäre, d. h. mit der jenem zukommenden Schwingungszahl und Dämpfung.

Die ersten Forscher, die sich mit dem Studium dieser Methode beschäftigt haben, waren offenbar hauptsächlich da-

von in Anspruch genommen, diejenigen experimentellen Bedingungen ausfindig zu machen, unter denen die Löschwirkung des Funkens so wirksam wie möglich hervortritt; mit der Theorie scheinen sie sich weniger befaßt zu haben.

In erster Linie ist es Wien¹⁾ selber, der ein außerordentlich reichhaltiges Material gesammelt hat; auch Rendahl²⁾, Glatzel³⁾, Boas⁴⁾, Taege⁵⁾, Riegger⁶⁾ Rohmann⁷⁾ haben wertvolle Beiträge geliefert und sich bemüht eine Erklärung des Vorganges zu finden. Auf Grund aller dieser Arbeiten kommt Zenneck⁸⁾ in seinem Lehrbuch zu dem Schluß, die Löschwirkung sei zurückzuführen auf Entionisierung der Funkenbahn infolge Wiedervereinigung, Diffusion in den Außenraum, sowie an die Elektroden und Adsorption an diese. Bei ganz kurzen Funkenstrecken komme wohl nur diese letztere Einwirkung in Frage, sowie eventuell noch chemische Wirkungen.

Wer sich indessen eingehender mit der in Frage stehenden Erscheinung beschäftigt, wird aus diesen Erklärungsversuchen kaum mehr als eine Umschreibung der Tatsachen oder bestenfalls eine rohe Andeutung einer Theorie herauslesen können. Denn keine dieser Erklärungen gibt klare Rechenschaft darüber, unter welchen Bedingungen eigentlich eine Funkenstrecke Löschwirkung zeigt, wie sich die verschiedenen physikalischen Beeinflussungen der Löschwirkung erklären lassen, warum es ein Optimum der Schwebungsfrequenz, also ein Optimum der Koppelung gibt, u. a. m. In keiner der bisher angeführten Untersuchungen wird auf das Wesen der Funkenentladung näher eingegangen; oder, wo dies doch geschieht, werden hieraus nicht die nötigen und die

1) M. Wien, Phys. Zeitschr. 7. p. 871. 1906; 9. p. 49. 1908; 11. p. 76. 1910. Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1. p. 469. 1908; 4. p. 135. 1911. Ann. d. Phys. 25. p. 625. 1908.

2) Rendahl, Phys. Zeitschr. 9. p. 203. 1908.

3) B. Glatzel, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 10. p. 54. 1908; 12. p. 590, 830. 1910. Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 4. p. 400. 1911.

4) H. Boas, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 5. p. 563. 1912.

5) E. Taege, Der Einfluß von Gas und Elektrodenmaterial bei kurzen Metallfunkenstrecken. Göttinger Dissert. 1914.

6) H. Riegger, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 5. p. 35. 1911.

7) H. Rohmann, Phys. Zeitschr. 12. p. 649. 1911.

8) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 3. Aufl., 1915.

richtigen Schlußfolgerungen gezogen. Nun ist aber eine oszillatorische Funkenentladung, wie wohl zuerst H. Th. Simon¹⁾ klar ausgesprochen hat, nichts anderes als ein Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz. Von grundlegender Bedeutung für das Studium von Lichtbogensvorgängen ist nach ihm die Kenntnis des Spannungsverlaufes im Zusammenhang mit der Stromstärke, kurz der Charakteristik.

Der erste, der zielbewußt von diesem Gesichtspunkte aus eine Theorie zu geben versuchte, war Roschansky²⁾, der auf rein theoretischem Wege Bedingungen für das Zustandekommen der Löschwirkung ableitete. Er geht davon aus, daß im Entladungskreise die Bogen- bzw. Funkenspannung e als gegen elektromotorische Kraft auftritt. Ihr wichtigstes Merkmal besteht nach Roschansky darin, daß sie jedesmal unmittelbar nach der Stromumkehr, während also noch annähernd der Strom $i = 0$ ist, auf etwa 400 Volt klettert und dann, dergestalt eine hohe Zündzacke bildend, sofort auf einige Zehner Volt herabsinkt (Fig. 1). Während jetzt der Strom ansteigt und wieder abfällt, behält sie nahezu den gleichen Wert bei bis kurz vor der nächsten Stromumkehr. Sind im Kreise elektromotorische Kräfte vorhanden, die jene höchste Gegenspannung e_0 zu überwinden gestatten, so geht der Entladungsvorgang weiter; andernfalls muß er aussetzen und der Funke erlöschen. In diesem Falle ist also für $e = e_0$ nicht nur $i = 0$, sondern auch $di/dt \leq 0$. Roschansky stellt nun die Schwingungsgleichungen auf für den, den Funken enthaltenden Primärkreis 1 und den von ihm angestoßenen Sekundärkreis 2 und setzt die Bedingung ein, daß für $i_1 = 0$ und $e = e_0$

Fig. 1.

$$\frac{di_1}{dt} \leq 0$$

sein soll. Dann findet er, daß als treibende elektromotorische Kräfte in Frage kommen die Kapazitätsspannung des Primär-

1) H. Th. Simon, Phys. Zeitschr. 6. p. 297. 1905.

2) D. Roschansky, Phys. Zeitschr. 13. p. 931. 1912.

kreises und die in ihm durch den Sekundärkreis induzierte Spannung. Ist deren Summe in dem Augenblick, da $i = 0$ und $e = e_0$, kleiner als e_0 , so erlischt der Funke. Diese Bedingung ist notwendig, aber noch nicht hinreichend. Denn wenn in dem betrachteten Augenblicke zwar diese Summe hinreichend klein ist, im nächsten Augenblick aber größer als e_0 wird, so setzt der Entladungsvorgang trotzdem wieder ein. Diese Möglichkeit ist nach Roschansky dann ausgeschlossen, wenn in diesem Augenblick die Summe ihren Maximalwert hat. Für die Kapazitätsspannungen V_1 und V_2 in den beiden Kreisen setzt er dann die Werte ein, die für ungedämpfte Schwingungen aus der Theorie der gekoppelten Schwingungen folgen. Dann zeigt sich, daß die Bedingung zum Erlöschen des Funkens am leichtesten erfüllt ist, während die beiden Hauptschwingungen im Primärkreise eine Phasendifferenz π haben, während also die Stromamplitude ihren Minimalwert besitzt. Die Frequenzen, also auch in jedem Augenblick die Phasendifferenz der beiden Schwingungen, hängen ab vom Koppelungsgrade der beiden Kreise, und Roschansky rechnet für verschiedene Koppelungsgrade die Zeiten aus, zu denen der Funke erlöschen kann, und die Anzahl der bis dahin erfolgten Schwingungen. Schließlich vernachlässigt er noch diejenigen Größen, die in praktisch vorkommenden Fällen klein sind, und findet, daß der Funke immer dann erlöschen kann, wenn die maximale Funkenspannung größer ist als das Produkt kV_0 aus Koppelungsfaktor und Entladungspotential der Funkenstrecke, um so leichter also, je schwächer die Kopplung, d. h. je langsamer die Schwebungen erfolgen. Je größer k , desto kleiner ist bis zum Schwebungsminimum, bis also der Funke erlöschen kann, die Zahl der Schwingungen. Ist also k groß, so hat bis dahin die Dämpfung noch wenig Einfluß und darf wirklich vernachlässigt werden. Bei kleinen Werten von k aber muß sie in die Rechnung eingeführt werden, da hier eine längere Zeit und eine größere Anzahl von Schwingungen verstreicht bis zum Erlöschen des Funkens. Aus der Näherungsformel $e_0 > kV_0$ läßt sich für jeden Koppelungsgrad die höchste zulässige Entladungsspannung, also Funkenlänge bestimmen, bei der noch Löschwirkung auftreten kann, sofern die Abhängigkeit der Zündspannung e_0 von der Funkenlänge bekannt ist. Da diese aber nach Roschansky nur sehr gering ist, so

ist in grober Annäherung V_0 umgekehrt proportional mit k . In Übereinstimmung mit den Tatsachen ergibt sich also, daß die Entladungsspannung, d. h. die Funkenlänge um so kleiner genommen werden muß, je größer k , je fester die Koppelung ist, und daß bei kleinen Funkenlängen die Löschwirkung am leichtesten auftritt.

Die schönen Überlegungen von Roschansky geben in der Tat ein richtiges Bild der inneren Vorgänge, und es gelingt ihm, die wichtigsten Punkte, Abhängigkeit von Koppelung, Funkenlänge, Entladungspotential zu erklären. Er hat aber aus seinen Voraussetzungen — Auffassung des Funkens als hochfrequenter Wechselstromlichtbogen — nicht in weitestem Umfange die nötigen Konsequenzen gezogen. Und seine Lösung kann deshalb nicht restlos genügen, weil sie gänzlich außer Acht läßt, daß die in Frage stehende Erscheinung dynamischer Natur ist, d. h. sich abspielt unter beständiger Veränderung sämtlicher in Betracht kommenden Größen. Berücksichtigt man dies, so wird klar, daß man nur dann zu einer befriedigenden Lösung gelangen kann, wenn man die gesamte Lichtbogendynamik zugrunde legt. Hiernach muß es zwar entscheidend bleiben für ein Zustandekommen der Löschwirkung, ob eine elektromotorische Kraft vorhanden ist, die die Zündspannung e_0 zu überwinden gestattet. Diese Zündspannung selber aber darf keineswegs als fest gegeben und nur schwach veränderlich mit der Funkenlänge angesehen werden, da sie sich, wie die Versuche von Simon gezeigt haben, in komplizierter Weise mit dem Stromverlauf ändert. Simon¹⁾ hat insbesondere nachgewiesen, daß mit wachsender Stromamplitude die Zündspitze immer mehr fällt und schließlich sogar überhaupt verschwindet, mit abnehmender Stromamplitude dagegen immer steiler und höher anwächst. Ebenso steigt sie mit wachsender und fällt mit abnehmender Wärmeabfuhr in der Umgebung der Funkenbahn.

Aus dem Bedürfnis, alle diese Gesichtspunkte in den Kreis der Betrachtungen zu ziehen, war eine Arbeit entstanden, die, auf Anregung von Hrn. Prof. H. Th. Simon, die Herren Masing und Wiesinger²⁾ unternommen hatten. Um die

1) H. Th. Simon, l. c. und Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. s. p. 16. 1907.

2) Masing u. Wiesinger, Phys. Zeitschr. 16. p. 185. 1915.

experimentelle Prüfung zu vereinfachen, wurden hier zwei Schwingungskreise verwendet in einer Anordnung, bei der auf jegliche induktive Koppelung verzichtet wurde. So kommt für die elektromotorische Kraft in jedem dieser Kreise nur Kapazität und Induktivität des Kreises selber in Betracht und keine vom andern Kreise in ihm induzierte Spannung. Auch wird hierdurch die Komplikation vermieden, die dadurch entsteht, daß mit der Koppelung sich nicht nur die Frequenz, sondern auch die Dämpfung der beiden Schwingungen ändert, von denen beiden die Löschwirkung abhängig ist

In der benutzten Versuchsanordnung (Fig. 2) werden näm-

Fig. 2.

lich zwei Schwingungskreise, die miteinander nicht gekoppelt sind, durch eine gemeinsame Funkenstrecke erregt. Beim Überspringen des Funkens setzen in beiden Kreisen Schwingungen ein mit der ihnen zukommenden Frequenz und Dämpfung. Sind die beiden Frequenzen verschieden voneinander, so müssen in der Funkenstrecke die beiden Ströme miteinander

interferieren und zu Schwebungen Anlaß geben, so daß hier genau dieselben Vorgänge sich abspielen können wie in der Wienschen Funkenstrecke bei der Interferenz der beiden Koppelungsschwingungen. Tritt Löschwirkung auf, reißt also der Funke ab, so muß die noch vorhandene Energie, unter Ausschaltung der Funkenstrecke, in den beiden Kreisen in Hintereinanderschaltung ausschlagen mit derjenigen Frequenz und Dämpfung, die dem so gebildeten Kreise entspricht. Da eine Gasstrecke hierbei nicht mehr vorhanden ist, so hat man es in der Hand, die Dämpfung dieser Schwingung sehr klein zu halten. (Eine solche Anordnung ist in der Literatur schon mehrfach beschrieben worden.)¹⁾

Wien spricht von „reiner Löschwirkung“ dann, wenn der Funke bereits im ersten Schwebungsminimum erlischt. Sie

1) G. Seibt, *Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph.* 5. p. 437. 1912; K. Settnik, *Ann. d. Phys.* 84. p. 565. 1911. B. Mackù, *Electrician* 68. p. 429. 1911. F. F. Martens, *Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik.* 2. p. 311.

wird erzielt durch eine hinreichend schwache Koppelung seiner beiden Kreise. Ganz entsprechend können Masing und Wiesinger zeigen, daß bei hinreichend kleiner Verstimmung von einer ganz bestimmten Verstimmung ihrer beiden Kreise gegeneinander ab reine Löschwirkung auftritt. Der Zweck ihrer Arbeit war der, zu untersuchen, wie sich diese mit den Eigenschaften der Funkenstrecke ändert. Als Maß für die Güte der Löschwirkung nehmen sie diejenige größte Verstimmung, bei der gerade noch reine Löschwirkung auftritt. Denn je größer diese Verstimmung, desto eher erfolgt das erste Schwebungsminimum, desto eher erlischt der Funke, desto besser ist also die Löschwirkung. Sie fanden, daß sich unter diesen Umständen durchaus nicht nur mit einer Wienschen, sondern auch mit jeder anderen Funkenstrecke Löschwirkung erzielen läßt und zwar bis zu Funkenlängen, die weitaus größer sind, als diejenigen, die bei der ersteren zur Verwendung gelangen. Die Größe der zulässigen Verstimmung ändert sich mit dem Material der Elektroden und mit dem Medium, in das sie eingebettet sind; in Petroleum ist sie erheblich größer als in Luft. Bei wachsender Funkenlänge nimmt in allen Medien die größte zulässige Verstimmung, d. h. die Löschwirkung, ab bis zu einem gewissen Grenzwert. Stellt man also diesen Grenzwert der Verstimmung oder eine noch kleinere Verstimmung her, so werden Funken beliebiger Länge gelöscht. Masing und Wiesinger zeigten, daß ihre Resultate qualitativ mit der Lichtbogendynamik in Einklang stehen und sich durch sie zwanglos erklären lassen. Da sie die Arbeit leider aus äußeren Gründen nicht fortführen konnten, so unternahm ich es auf Anregung von Hrn. Prof. H. Th. Simon, sie zu erweitern und zu vervollständigen und zwar gleicherweise unter Zugrundelegung der Lichtbogendynamik.

I. Experimenteller Teil.

A. Arbeitsplan; Versuchsanordnung und Meßmethode.

Nach der hier vertretenen Auffassung ist für die Löschwirkung entscheidend die Höhe der Zündspitze, die bei der Stromumkehr in der Funkenspannung hervorgerufen wird. Diese hängt nach der Lichtbogendynamik¹⁾ ab von der

1) H. Th. Simon l. c. G. Lange, Beiträge zur Kenntnis der Lichtbogenhysteresis. Göttinger Dissert. 1909.

Funkenlänge, der Natur und dem Druck des Gases, in das die Elektroden eingebettet sind, von dem Material und der Gestalt der Elektroden, von der maximalen Stromstärke, von der Frequenz der Schwingung. Die Untersuchung war also zu erstrecken auf eine Veränderung aller dieser Größen. Die benutzte Versuchsanordnung war folgende (Fig. 3).

Fig. 3.

Durch dieselbe Funkenstrecke F wurden die beiden Schwingungskreise 1 und 2 erregt, die möglichst symmetrisch aufgebaut und gleich dimensioniert waren. Die Zuführungen und die Spulen bestanden aus einzelisolierten Litzendrähten; Hin- und Rückleitung jedes Kreises waren durch Hartgummistückchen parallel zueinander geführt und in ganz kurzer Entfernung voneinander gehalten, um magnetische Wirkung nach außen möglichst auszuschließen. L_1 und L_2 waren Selbstinduktionsspulen, 24 Windungen, auf Papprohr von 16 cm Durchmesser und 9 cm Länge gewickelt. C_2 ist eine Leydener Flasche von $0,00219 \mu F$, C_1 ein kleiner Drehkondensator in Öl mit $6 \cdot 10^{-3} \mu F$ maximaler Kapazität; um größere Funkenlängen zu ermöglichen, wurde er später durch einen großen Drehkondensator von Lorenz ersetzt, der ungefähr die gleiche Kapazität besaß. S_1 und S_2 sind 2 Spulen von nur wenigen Windungen, die ganz lose gekoppelt waren mit der Spule des Lorenzschen Wellenmessers W . Diese wiederum induzierte auf eine verdrehte Doppelschnur, deren Ende K in drei Windungen um die Spule des Wellenmessers gelegt war, und deren anderes Ende zu den Klemmen eines entfernt aufgestellten Duddellschen Thermogalvanometers D führte. Dessen Ausschläge wurden mittels Lichtzeigers auf einer etwa $1\frac{1}{2}$ m vom Spiegel des Instruments entfernten Skala beobachtet. Die Achsen der Spulen L_1 und L_2 standen senkrecht zueinander und ebenso diejenigen von S_1 und S_2 , damit gar keine magne-

tische Koppelung zwischen den beiden Kreisen stattfand; galvanische Koppelung war dadurch vermieden, daß die Zuleitungen zu den Schwingungskreisen, sowie zu der Elektrizitätsquelle erst unmittelbar an den Elektroden selber zusammengeführt waren. Die Spule des Wellenmessers wurde zwischen die beiden kleinen Spulen S_1 und S_2 gebracht, mit einer Neigung von 45° gegen deren beider Achsen. Die Zuleitungen zur Elektrizitätsquelle bestanden aus blanken Kupferdrähten, die isoliert an der Zimmerdecke entlang geführt waren. Als Elektrizitätsquelle diente eine dreiplattige Influenzmaschine mit 45 cm Plattendurchmesser von Wehrsen. Sie wurde angetrieben von einem kleinen $\frac{1}{4}$ P.S. Bergmann-Motor und machte 800 Umdrehungen in der Minute; die Umdrehungszahl konnte auf 1500 gesteigert werden, ohne daß die Resultate sich änderten.

Die Elektroden F der Funkenstrecke (Fig. 4) wurden

Fig. 4.

durch Schraubengewinde an Messingstangen M befestigt, die in nach unten schwach konisch abgedrehten Hartgummi-säulchen S gehalten wurden. Diese letzteren staken in Messingschuhen, die auf einer Grundplatte H aus Hartgummi festgeschraubt waren, und deren einer in einem Schlitten verschiebbar angebracht war. Die Grundplatte H , die genau unter der Funkenstrecke einen viereckigen Ausschnitt zum Durchblicken besaß, ruhte mittels dreier Stellschrauben auf einer planparallelen Glasplatte von 8 mm Dicke und war eingeschlossen in einen auf diese aufgekitteten Glaszylinder von 11,2 cm lichter Weite und 9,5 cm Höhe. Durch den Zylinder waren sämtliche Zuleitungen, im ganzen also 6, hindurchgeführt und zwar derart, daß in entsprechend durchgebohrte

Löcher Schrauben eingekittet waren, an die innen die Drähte angelötet, außen die entsprechenden Drähte mittels Schraubenmuttern festgeklemt wurden. Die anderen Enden der Drähte im Zylinder waren an Messingscheibchen *P* gelötet, die über die Messingstangen *M* geschoben und an ihnen durch das Aufschrauben der Elektroden festgehalten wurden. So vereinigten sich, wie schon gesagt, alle Zuleitungen an den Elektroden selber. Durch den Zylinder waren ferner zwei mit Hähnen versehene Glasröhren (nicht gezeichnet) hindurchgeführt zum An- und Absaugen der Luft und anderer Gase, sowie schließlich, mittels Glasschliffs *G*, eine Schraubstange *T* zum Verschieben des die eine Elektrode tragenden Schlittens. Die Schraube besaß eine Ganghöhe von 1 mm und trug an ihrem Ende eine Kreisscheibe mit Gradeinteilung, die über einem, am Fußgestell des ganzen Gefäßes angebrachten Index spielte. Eine Verschiebung der Elektrode um einige Hundertstel Millimeter konnte demnach mit großer Genauigkeit abgelesen werden.¹⁾ Der Glaszylinder wurde durch eine 1½ cm dicke Glasplatte und, als sich zeigte, daß sich diese bei tiefen Drucken im Gefäß noch durchbog und nicht genügend dicht hielt, durch einen schwach gewölbten Exsikkatordeckel verschlossen, der mit Hahnfett abgedichtet war. Ein kleines, auf der Hartgummiplatte *H* stehendes Gefäß mit Schwefelsäure sorgte für dauernde Trockenhaltung des Gasinhalts. Das ganze Gefäß stand auf einem Holzbock, der so hoch war, daß ein kleiner 220 Volt-Motor von Boas für maximal 12000 Umdrehungen pro Minute untergeschoben werden konnte, der auf seiner verlängerten Achse einen Spiegel trug. Dieser Spiegel befand sich unter dem in der Platte *H* angebrachten Ausschnitt und einem im Holzgerüst entsprechend vorgesehenen Fenster und erlaubte derart eine optische Analyse des Funkens. Die Bilder, die man mit ihm erhielt, sind in der zitierten Arbeit von Masing und Wiesinger²⁾ veröffentlicht.

Von den beiden, der Gasfüllung dienenden Glasröhrchen führte das eine zu einem Dreiwegehahn und von dort einer-

1) Für die Herstellung dieser ganzen Vorrichtung, wie auch für seine sonstigen mannigfachen Hilfeleistungen möchte ich dem Mechaniker des Instituts, Hrn. W. Müller, auch an dieser Stelle meinen allerbesten Dank aussprechen.

2) Masing und Wiesinger l. c.

seits zu einem Quecksilbermanometer, andererseits zur Wasserstrahlluftpumpe; das andere Röhrchen war mit einer Kapillare verbunden, deren zweites Ende bei Luftfüllung offen lag, während es bei Füllung mit anderen Gasen — die Gase wurden in Stahlflaschen gekauft — mit dem Reduzierventil der Bombe verbunden war. Die Weite der Kapillare war so klein gewählt, daß sich, wie groß oder wie klein auch der Druck im Funkengefäß war, im Reduzierventil der Gasbombe ständig ein Überdruck von $\frac{1}{2}$ Atmosphäre aufrechterhalten ließ. Auf diese Weise wurde es verhindert, daß, bei etwaigen Undichtigkeiten der Bombe oder des Ventils, Luft in das letztere eindringen konnte; dies war wichtig namentlich bei Wasserstoff wegen der Explosionsgefahr. Alle Verbindungsstellen an der Gasleitung waren mit Klebwachs gedichtet und die ganze Anordnung vor jeder Inbetriebnahme sorgfältig auf Luftdichtigkeit geprüft. Der Druck im Funkengefäß wurde derart festgestellt, daß die Angaben des Quecksilbermanometers von denen eines daneben aufgehängten Aneroidbarometers abgezogen wurden. Eine genauere Ermittlung erwies sich als unnötig, wie man aus den mitgeteilten Resultaten, der Abhängigkeit der Löschwirkung vom Druck, erkennen wird. Da die Gefahr vorliegt, daß durch Gasentbindung aus den Elektroden, wie auch durch deren Zerstäuben die Resultate gefälscht werden, so wurde während des Betriebes ständig ein ganz schwacher Durchstrom des gerade untersuchten Gases unterhalten. Die Gasleitungen waren etwa in derselben Höhe in das Funkengefäß eingesetzt, in der sich die Elektroden befanden. Durch Regulieren an der Luftpumpe und am Reduzierventil ließ es sich leicht erreichen, daß der jeweils gewünschte Druck im Funkengefäß erhalten blieb. Die Füllung des Gefäßes mit Gasen geschah derart, daß es mittels der Wasserstrahlpumpe 20 mal so weit evakuiert wurde, wie es diese zuließ, also bis auf einige Zentimeter Druck, und dann wieder mit dem Gas gefüllt. Vor jeder Messung wurde ebenso das Gefäß dreimal evakuiert und frisch gefüllt.

Um möglichst genaue Resultate zu erzielen, wurden zunächst Elektroden aus Magnesium genommen, das bei allen Funkenentladungen stets am regelmäßigsten arbeitet. Sie hatten die Form von Kreiszyllindern mit 1 cm Höhe und 1,5 cm Durchmesser. Sie wurden an ihren Haltern befestigt und dann

mittels des Glaschliffs G (Fig. 4) bis zur Berührung zusammengeschraubt. In einem der Schwingungskreise waren, an Stelle der Kapazität, ein Akkumulator und ein Voltmeter eingeschaltet. Berührten sich die Elektroden, so zeigte dieses Spannung an; sowie die Berührung aufgehoben wurde, verschwand der Ausschlag. Derart wurde der Nullpunkt der Funkenlänge festgestellt¹⁾. Jede Rechtsdrehung des Glaschliffs G (Fig. 4) um 36° entsprach dann einer Verlängerung des Elektrodenabstandes um 0,1 mm. Ferner wurden die beiden Schwingungskreise einzeln an die Funkenstrecke gelegt und mit Hilfe des Wellenmessers geeicht und darauf schließlich die fertige Schaltung hergestellt.

Im Folgenden soll nun der veränderliche Kreis stets mit dem Index 1, der andere mit dem Index 2 bezeichnet werden. Das Verhältnis der beiden Wellenlängen wird stets als echter Bruch angegeben werden. Stellte man nun ein sehr kleines Verhältnis λ_1/λ_2 ein, so zeigte die mit Hilfe des Wellenmessers und des Duddellinstrumentes aufgenommene Resonanzkurve, die den beiden Einzelkreisen entsprechenden, stark gedämpften Wellen. Wuchs λ_1/λ_2 an, nahm also die Verstimmung ab, so trat zwischen diesen beiden eine neue, schwach gedämpfte Welle auf, deren Länge stets

$$\lambda = 2\pi c \sqrt{\frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} (L_1 + L_2)}$$

war, die also einem, aus den beiden Kreisen 1 und 2 in Hintereinanderschaltung bestehenden Schwingungskreise entsprach. Mit größer werdendem λ_1/λ_2 nahm die Intensität der Welle λ dauernd zu, diejenige der Wellen λ_1 und λ_2 ab. Diese verschwanden schließlich ganz in der Resonanzkurve, während die Intensität der Welle λ ein Maximum erreichte, von wo ab sie wieder abnahm, bis sie bei $\lambda_1/\lambda_2 = 1$ ein Minimum hatte. Dasjenige Verhältnis λ_1/λ_2 , bei dem dieses Maximum auftritt, wollen wir das „Löschverhältnis“ nennen und es mit A bezeichnen. Wie Masing und Wiesinger²⁾ durch photographische Aufnahmen mit dem rotierenden Spiegel nachgewiesen haben, erlischt von Einstellung dieses Verhältnisses A ab der Funke bereits im ersten Schwebungsminimum, d. h. es

1) Vgl. bei F. Paschen, Ann. d. Phys. 37. p. 69. 1889.

2) Masing u. Wiesinger l. c.

tritt von da ab reine Löschwirkung auf. Demnach ist A ein Maß für die Güte der Löschwirkung des Funkens: diese ist um so besser, je kleiner A . Die Messung gestaltete sich demnach so, daß man, von großen zu kleinen Verstimmungen übergehend, dasjenige Verhältnis λ_1 / λ_2 aufsuchte, bei dem die schwachgedämpfte Welle die maximale Intensität besaß.

War der Wellenmesser, was sich unschwer erreichen ließ, so aufgestellt, daß er von den beiden Induktionsspulen S_1 und S_2 (Fig. 3) gleich stark induziert wurde, so ergab sich für $\lambda_1 = \lambda_2$ überhaupt kein Ausschlag mehr. Eine leichte Überlegung läßt dies als selbstverständlich erscheinen.

Nahm nun λ_1 / λ_2 noch weiter zu, oder, wenn wir die jetzt längere veränderliche Welle mit λ_1' bezeichnen und wieder nur echte Brüche hinschreiben, nahm λ_2 / λ_1' ab, so mußten sich, da die Verstimmung wieder zunahm, dieselben Erscheinungen wie vorher in umgekehrter Reihenfolge wiederholen. Diese letzte Überlegung gibt uns die Möglichkeit zu einer durchaus erforderlichen Prüfung der Zuverlässigkeit unserer Messungen. Die Angaben des Wellenmessers rühren nicht von der Energie her, die in einem einzelnen Wellenzuge schwachgedämpft abklingt, sondern von der in der schwachgedämpften Welle schwingenden mittleren Leistung; sie sind also abhängig von der Zahl der Funken pro Sekunde. Nun ist aber die Influenzmaschine nicht imstande eine beliebige Leistung abzugeben, sondern mit wachsender Kapazität der beiden Kreise sinkt die Funkenzahl sehr merklich. Es wäre also sehr wohl möglich, daß an der Stelle, wo der einzelne, schwachgedämpft abklingende Schwingungszug der Welle λ ein Intensitätsmaximum besitzt, dennoch, infolge zu geringer Funkenzahl, die mittlere Leistung hier kein Maximum mehr zeigt, sondern daß dieses an anderer Stelle erscheint, wo zwar der einzelne Wellenzug noch nicht soviel Energie besitzt, wo sich aber die Funken noch so rasch folgen, daß dadurch ein Intensitätsmaximum vorgetäuscht wird. Machen wir nun zwei voneinander ganz unabhängige Einstellungen derart, daß der veränderliche Kreis einmal die kleinere Welle enthält, $\lambda_1 < \lambda_2$, sodann die größere, $\lambda_1' > \lambda_2$, so muß, wenn die in der Resonanzkurve zum Ausdruck kommende maximale Intensität der Welle λ tatsächlich dem Löschverhältnis A entsprechen soll, dieses Maximum in beiden Fällen bei der gleichen Verstimmung

auftreten, also bei $\lambda_1/\lambda_2 = \lambda_2/\lambda_1'$. Es wurden deshalb bei sämtlichen Messungen, soweit es der Meßbereich des Wellenmessers und der Einstellbereich des Drehkondensators erlaubten, diese beiden Einstellungen vorgenommen und aus ihnen dann der Mittelwert gebildet. Man wird sehen, daß die Übereinstimmung in fast allen Fällen nicht nur eine leidliche war, sondern eine vorzügliche, und daß die Abweichungen 2 Proz. niemals überschritten. Ergaben sich dennoch Zweifel, etwa infolge stark schwankender Ausschläge oder eines wenig ausgeprägten Intensitätsmaximums der schwachgedämpften Welle, wie dies namentlich bei tiefen Drucken auftrat, so wurde zur weiteren Kontrolle der Funke im rotierenden Spiegel betrachtet, soweit er noch lichtstark genug war, um hier ein deutlich erkennbares Bild zu liefern. Er erschien hierin zum schmalen Bande ausgezogen, das, den einzelnen Schwebungen entsprechend, mit Einschnürungen versehen war. Stets endigte das Bild in einer dieser Einschnürungen; der Funke erlischt also stets im Minimum der Schwebung [vgl. die photographischen Aufnahmen in der Arbeit von Masing und Wiesinger¹⁾]. Gesucht wurde dann, von kleinen zu größeren Verhältnissen λ_1/λ_2 bzw. λ_2/λ_1' übergehend, diejenige Einstellung, bei der zum ersten Male der Funke in der ersten Einschnürung abriß. Auch hier ergab sich mit den Angaben des Wellenmessers stets Übereinstimmung.

B. Versuchsergebnisse.

1. Abhängigkeit der Löschwirkung vom Druck bei verschiedenen Funkenlängen und in verschiedenen Gasen.

In den folgenden Tabellen gibt die erste Spalte unter P den Druck im Funkengefäß in Millimetern Quecksilbersäule an, der in der auf p. 207 beschriebenen Weise ermittelt war. Dabei wurde das Manometer bei den beiden, zu jeder einzelnen Messung gehörigen Einstellungen abgelesen und, da sich die beiden Ablesungen, wenn überhaupt, so immer nur um wenige Millimeter unterschieden, aus beiden das Mittel genommen. Die zweite und dritte Spalte enthalten die im veränderlichen Kreise eingestellten Wellenlängen und zwar unter λ_1 diejenige Wellenlänge, die kleiner, unter λ_1' diejenige, die größer ist

1) Masing u. Wiesinger l. c.

als die Wellenlänge des festen Kreises. In Spalte 4 steht die Wellenlänge λ_2 des festen Kreises, in Spalte 5 und 6 diejenigen beiden Verhältnisse λ_1/λ_2 und λ_2/λ_1' , bei denen die schwachgedämpfte Welle die maximale Intensität besaß, und,

Tabelle 1.

Luft.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1/λ_2	λ_2/λ_1'	A	l
735 mm	780 m	997 m	880 m	0,887	0,884	0,886	0,1 mm
636	780	997		0,887	0,884	0,886	
535	780	997		0,887	0,884	0,886	
437	740	1063		0,841	0,828	0,833	
337	747	1053		0,848	0,836	0,842	
409	735	1060		0,835	0,830	0,833	
226	700	1108		0,796	0,795	0,795	
142	614	1255		0,698	0,702	0,700	
94	610	1267		0,694	0,695	0,695	
756	820	950	880	0,932	0,927	0,930	0,2
667	820	958		0,932	0,919	0,926	
571	806	970		0,916	0,907	0,912	
469	806	970		0,916	0,907	0,912	
359	780	997		0,887	0,883	0,885	
254	740	1060		0,842	0,830	0,836	
169	683	1123		0,776	0,783	0,780	
101	620	1258		0,705	0,700	0,702	
755	840	930	880	0,955	0,947	0,951	0,5
665	840	930		0,955	0,947	0,951	
574	836	937		0,950	0,940	0,945	
471	830	940		0,943	0,936	0,940	
363	826	950		0,939	0,927	0,933	
250	817	964		0,929	0,913	0,921	
160	790	990		0,898	0,889	0,893	
108	753	1040		0,856	0,846	0,851	
749	860	910	880	0,977	0,967	0,972	1,0
650	853	910		0,969	0,967	0,968	
555	853	917		0,969	0,960	0,965	
445	850	921		0,966	0,956	0,961	
342	843	930		0,958	0,946	0,952	
256	835	940		0,949	0,937	0,943	
162	817	953		0,928	0,924	0,926	
88	790	987		0,898	0,892	0,895	

als Mittel hieraus, in Spalte 7 das gesuchte Löschverhältnis A . Die letzte Spalte endlich enthält die Funkenlänge l in Millimetern.

Die Resultate der Tabellen 1—4 werden dargestellt durch die Kurven in Fig. 5. Man sieht: die Löschwirkung nimmt ab mit wachsendem Gasdruck und wachsender Funkenlänge, aber um so weniger, je größer die Funkenlänge und je höher der Druck. Sie ist ungefähr gleich gut in Luft, Kohlensäure, Stickstoff, wesentlich besser in Wasserstoff. Ein Zusammenhang mit dem Paschenschen Gesetze, also gleiche Löschwirkung bei gleichem Entladungspotential, oder $A = \text{konst.}$ für $P \cdot l = \text{konst.}$ in einem und demselben Gase ist nicht vorhanden. Auch die Untersuchung, ob, ebenso wie das Entladungspotential, auch das Löschverhältnis bei einem ganz bestimmten Druck ein Minimum besitzt, verlief negativ, da schon weit oberhalb der in Betracht kommenden Drucke Glimmstrom einsetzt und der Funke inaktiv wird.

Tabelle 2.
Kohlensäure.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1 / λ_2	λ_2 / λ_1'	A	l
740 mm	770 m	1000 m	880 m	0,875	0,880	0,878	0,1 mm
647	810	967		0,921	0,910	0,915	
537	788	964		0,895	0,913	0,904	
429	795	964		0,904	0,913	0,909	
343	790	977		0,898	0,901	0,900	
236	780	985		0,887	0,894	0,890	
148	740	1033		0,841	0,851	0,846	
733	835	925	880	0,949	0,952	0,951	0,2
632	835	928		0,949	0,949	0,949	
548	830	930		0,943	0,946	0,944	
402	820	938		0,932	0,930	0,935	
314	813	945		0,924	0,932	0,928	
182	800	976		0,909	0,902	0,906	
166	784	985		0,891	0,893	0,892	
731	842	913	880	0,957	0,964	0,961	0,5
649	842	913		0,957	0,964	0,961	
551	838	916		0,953	0,960	0,957	
445	835	920		0,949	0,957	0,953	
334	833	927		0,946	0,949	0,948	
246	825	938		0,938	0,938	0,938	
168	805	953		0,915	0,923	0,919	

Um den Drehkondensator nicht zu überlasten, der bei größeren Funkenlängen leicht durchschlug, wurden die Versuche bei 0,5 mm abgebrochen.

Tabelle 3.
Stickstoff.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1 / λ_2	λ_2 / λ_1'	A	l
729 mm	825 m	930 m	880 m	0,938	0,946	0,942	0,2 mm
642	825	930		0,938	0,946	0,942	
542	825	933		0,938	0,944	0,941	
429	810	950		0,921	0,927	0,924	
329	790	980		0,898	0,898	0,898	
257	760	1020		0,864	0,862	0,863	
173	690	1110		0,785	0,793	0,789	
716	850	910	880	0,966	0,967	0,967	0,5
639	845	913		0,960	0,964	0,962	
553	843	913		0,957	0,964	0,961	
453	840	913		0,955	0,964	0,960	
356	835	925		0,949	0,952	0,950	
236	810	945		0,921	0,931	0,926	
173	775	977		0,882	0,902	0,892	

War die Funkenstrecke längere Zeit im Betriebe, so bildeten sich Unebenheiten auf den Oberflächen der Elektroden. Es wurde daher die Bestimmung ganz kleiner Funkenlängen immer ungenauer, so daß auf Messungen bei 0,1 mm verzichtet wurde.

Tabelle 4.
Wasserstoff.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1 / λ_2	λ_2 / λ_1'	A	l
724 mm	788 m	980 m	880 m	0,896	0,898	0,897	0,2 mm
651	775	995		0,881	0,885	0,883	
544	775	990		0,881	0,889	0,885	
457	760	1020		0,864	0,863	0,864	
342	730	1062		0,830	0,828	0,829	
233	692	1130		0,787	0,779	0,783	
147	628	1245		0,714	0,707	0,710	
737	800	967	880	0,909	0,910	0,910	0,5
617	800	967		0,909	0,910	0,910	
556	802	963		0,912	0,914	0,913	
458	788	976		0,896	0,901	0,899	
341	760	1015		0,864	0,867	0,866	
267	738	1055		0,837	0,833	0,835	
165	700	1120		0,796	0,786	0,791	
727	813	942	880	0,925	0,935	0,930	1,0
646	813	942		0,925	0,935	0,930	
550	810	950		0,921	0,927	0,924	
460	805	953		0,915	0,924	0,920	
363	790	976		0,898	0,901	0,899	
225	760	1015		0,864	0,867	0,866	
164	730	1060		0,830	0,830	0,830

Fig. 5.

2. Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial.

Von großem Einfluß auf die Löschwirkung ist das Material der Elektroden, und die Reihenfolge, in die sich die verschiedenen Metalle hinsichtlich ihrer Wirksamkeit einordnen lassen, ist bekannt [vgl. z. B. die zitierte Arbeit von Taege¹⁾]. Es handelt sich also hier nur darum, einen zahlenmäßigen Vergleich anzustellen. Zu dem Zweck wurden Silberelektroden²⁾ gewählt von den gleichen Dimensionen wie die bisher benutzten (ein quantitativer Vergleich ist natürlich unmöglich, wenn man, wie dies Taege getan hat, die Elektroden aus dem einen Metall massiv macht, sie bei einem anderen Metall dagegen in Form von dünnen Blechen auf Messingklötzchen auflötet). Da sich die Oberfläche von Silberelektroden in Luft infolge von Oxydation rasch verändert, so wurden die Messungen zunächst in Stickstoff angestellt.

Tabelle 5.
Silberelektroden in Stickstoff.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1 / λ_2	λ_2 / λ_1'	A	l
722 mm	800 m	982 m	895 m	0,894	0,910	0,902	0,2 mm
632	750	1078		0,838	0,832	0,835	
519	690	1150		0,771	0,778	0,775	
427	630			0,704		0,704	
736	845	934	895	0,945	0,959	0,952	0,5
656	834	945		0,932	0,947	0,940	
546	822	978		0,919	0,915	0,917	
441	780	1020		0,872	0,878	0,875	
324	713			0,797		0,797	

Die Ausschläge, die die Meßinstrumente bei Verwendung von Silberelektroden zeigen, sind bekanntlich stets sehr schwankend. Es war also schwierig, immer den maximalen Ausschlag wirklich genau festzustellen. Bei abnehmender Amplitude sind zudem die Funken nicht lichtstark genug, um eine Kontrolle mittels des rotierenden Spiegels noch zu gestatten. Es

1) Taege l. c.

2) Ein Stück Feinsilber von der erforderlichen Größe, dessen Beschaffung des Kriegszustandes wegen auf Schwierigkeiten stieß, wurde dem Institut für diese Untersuchung von der Gold- und Silberscheidanstalt zu Frankfurt a/M. in freigebigster Weise zur Verfügung gestellt, wofür an dieser Stelle der Dank ausgesprochen sei.

soll daher den bei 0,2 mm Funkenlänge angegebenen Werten keine allzu große Genauigkeit zugeschrieben werden, wenn sie auch die ungefähre Lage und den Verlauf der Druckabhängigkeitskurve richtig wiedergeben dürften. Die Messungen bei

Fig. 6.

0,5 mm dagegen konnten mit Sicherheit gemacht werden, da, besonders bei hohen Drucken, also größeren Amplituden, die Ausschläge nach Erreichung des Löschverhältnisses konstant wurden. Es zeigt sich im ganzen aus Tabelle 5, deren Resultate zusammen mit den entsprechenden aus Tabelle 3 in Fig. 6 graphisch dargestellt sind, daß Elektroden aus Silber die Löschwirkung stark verbessern und zwar um so mehr, je kleiner die Funkenlänge und je niedriger der Druck.

Wie Taege¹⁾ festgestellt hat, gilt die für eine Art von Elektroden bestehende Reihenfolge von Gasen ebenso für alle anderen Elektrodenmaterialien. Es sollte also nur noch zur Kontrolle ein Versuch mit Silberelektroden in Wasserstoff angestellt werden. Doch zeigten sich bei 0,5 mm und bei 1,0 mm Funkenlänge die Ausschläge so schwankend, daß Resultate von nur annähernder Genauigkeit nicht gegeben werden können. Bei 0,2 mm hat das Löschverhältnis bereits bei den höchsten Drucken einen Wert von ungefähr 0,732 (Magnesium in Wasserstoff 0,897). Da die hierzu gehörigen Einstellungen aber bereits an den Grenzen des durch Drehkondensator und Wellenmesser bestimmten Meßbereiches liegen, und da jeder, nicht unbedingt nötige Umbau vermieden werden sollte, so konnten die Messungen nicht weiter fortgesetzt werden. Immerhin geht soviel aus dem Mitgeteilten hervor, daß bei Einbettung von Silberelektroden in Wasserstoff die Löschwirkung eine weitaus bessere ist, als bei allen anderen hier untersuchten Anordnungen.

3. Abhängigkeit von der Gestalt der Elektroden.

Die bisher benutzten Elektroden wurden ersetzt durch stabförmige Magnesiumelektroden von 5 mm Durchmesser, die am vorderen Ende halbkugelig abgedreht waren (Tabelle 6).

Der Vergleich mit Tabelle 1 (vgl. Fig. 7) zeigt, daß die Löschwirkung gegenüber den ebenen dicken Elektroden sich, besonders bei kleinen Funkenlängen, erheblich verschlechtert hat. Bei längeren Funken, also Annäherung an den auf p. 208 erwähnten Grenzwert des Löschverhältnisses wird dieser Unterschied naturgemäß kleiner.

Im Gegensatz zu allen bisher gezeichneten nähern sich die Kurven an dem den niederen Drucken entsprechenden Ende einander sehr stark. Dies findet indessen seine einfache Erklärung in der Tatsache, daß bei tiefen Drucken das Entladungspotential nicht mehr mit der Funkenlänge wächst, sondern mit wachsender Funkenlänge abnimmt. Während nun bei den ebenen Elektroden die Funkenlänge unveränderlich ist, haben bei den hier verwendeten, stark gekrümmten Elektroden die Funken Gelegenheit auszuweichen in eine Bahn

1) E. Taege l. c.

Plattenelektroden in Luft.

Stabelektroden in Luft.

Eine Stab-, eine Plattenelektrode in Luft.

$\oplus$ 1 mm Funkenlänge $\times$ 0,2 mm Funkenlänge
 $\bigcirc$ 0,5 „ $\bullet$ 0,1 „ „

Fig. 7.

Tabelle 6.

a) Stabförmige Magnesiumelektroden in Luft.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1 / λ_2	λ_2 / λ_1'	A	l
747 mm	855 m	923 m	888 m	0,962	0,962	0,962	0,1 mm
651	850	930		0,957	0,955	0,956	
553	843	932		0,950	0,952	0,951	
452	840	940		0,946	0,945	0,946	
342	830	958		0,935	0,927	0,931	
253	817	972		0,920	0,913	0,917	
164	770	1030		0,867	0,862	0,865	
123	745	1072		0,838	0,828	0,833	
82	698	1150		0,786	0,772	0,779	
37	630			0,710		0,710	
732	862	920	888	0,971	0,965	0,968	0,2
648	860	922		0,969	0,963	0,966	
564	856	924		0,964	0,961	0,963	
441	843	939		0,950	0,946	0,948	
342	840	942		0,946	0,943	0,945	
248	825	958		0,930	0,927	0,928	
140	800	1000		0,901	0,888	0,894	
105	745	1020		0,839	0,870	0,855	
66	703	1137		0,792	0,782	0,787	
39	640			0,721		0,721	
734	865	910	888	0,974	0,976	0,975	0,5
651	865	912		0,974	0,974	0,974	
549	862	915		0,971	0,970	0,970	
451	860	920		0,969	0,965	0,967	
348	850	926		0,957	0,959	0,958	
245	840	940		0,946	0,945	0,945	
153	817	970		0,920	0,916	0,918	
96	790	1003		0,890	0,885	0,887	
40	650			0,732		0,732	
735	870	905	888	0,980	0,981	0,980	1,0
656	865	905		0,974	0,981	0,979	
550	865	907		0,974	0,979	0,977	
456	865	909		0,974	0,978	0,976	
367	860	912		0,969	0,974	0,971	
264	844	922		0,950	0,962	0,956	
146	826	947		0,931	0,937	0,934	
92	788	1008		0,888	0,881	0,881	
38	690	1153		0,777	0,769	0,773	

anderer Länge. Sie werden also bei jedem Druck denjenigen Weg wählen, der dem kleinsten Entladungspotential entspricht, mithin bei den tiefsten Drucken nicht denjenigen zwischen Punkten kürzesten Abstandes auf beiden Elektroden. Daher wird, trotz Veränderung des Elektrodenabstandes, bei

Tabelle 7.

b) Unsymmetrische Elektroden.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1 / λ_2	λ_2 / λ_1'	A	l
759 mm	836 m	940 m	888 m	0,942	0,944	0,943	0,1 mm
663	836	942		0,942	0,942	0,942	
557	833	950		0,939	0,935	0,937	
472	820	962		0,924	0,923	0,923	
372	813	970		0,916	0,916	0,916	
265	800	992		0,901	0,895	0,898	
166	750	1052		0,845	0,844	0,844	
107	702	1120		0,791	0,793	0,792	
748	855	925	888	0,963	0,960	0,962	0,2
669	850	930		0,957	0,955	0,956	
570	846	930		0,953	0,955	0,954	
468	837	940		0,943	0,945	0,944	
359	827	953		0,931	0,931	0,931	
273	812	970		0,915	0,915	0,915	
156	750	1040		0,845	0,853	0,849	
742	862	912	888	0,971	0,973	0,972	0,5
672	862	916		0,971	0,969	0,970	
555	860	920		0,969	0,965	0,967	
461	850	923		0,958	0,962	0,960	
368	842	931		0,949	0,953	0,951	
251	837	940		0,943	0,945	0,944	
164	813	968		0,916	0,917	0,916	
79	750	1060		0,845	0,837	0,841	
741	870	910	888	0,980	0,976	0,978	1,0
659	865	910		0,974	0,976	0,975	
562	865	912		0,974	0,974	0,974	
451	861	916		0,970	0,970	0,970	
361	853	922		0,960	0,963	0,962	
266	850	930		0,957	0,955	0,956	
156	830	950		0,935	0,935	0,935	
75	788	1020		0,887	0,870	0,879	

den tiefsten Drucken die wahre Funkenlänge für alle 4 Kurven nahezu die gleiche sein.

Unsymmetrische Elektroden in Luft.

Es wurde eine stabförmige Elektrode kombiniert mit einer der früher benutzten dicken ebenen Elektroden. Tabelle 7 gibt die Meßresultate. Vertauschung der Zuführungen zu den Polen der Influenzmaschine ergab keinerlei Änderung. Die Kurven zeigen (vgl. Fig. 7), daß die Löschwirkung hier schlechter ist als bei den ebenen Elektroden, besser als bei den Stabelektroden.

4. Abhängigkeit von der Frequenz der Schwingungen.

Die Versuchsanordnung wurde ein wenig abgeändert (Fig. 8). Von der Funkenstrecke führte die Leitung zu Quecksilberwippen U und von hier einerseits zu den großen Kapazitäten und Selbstinduktionen L_1 , C_1 bzw. L_2 , C_2 , andererseits zu den kleinen Kapazitäten l_1 , c_1 bzw. l_2 , c_2 . L_1 war ein Variometer, bestehend aus zwei koaxialen Spulen auf Papprohr von 15 und 16 cm Durchmesser mit je 24 Windungen auf einer Länge von 9 cm. Die innere Spule war zu etwa $\frac{3}{4}$ ihrer Länge in die äußere hineingeschoben. Ebenso war L_2 gebaut. C_1 sind zwei parallel geschaltete Drehkondensatoren

Fig. 8.

in Öl mit je etwa $6 \cdot 10^{-3} \mu F$ maximaler Kapazität, C_2 zwei parallel geschaltete Leydener Flaschen von je etwa $0,0021 \mu F$. c_1 ist ein kleinerer Drehkondensator von $2,2 \cdot 10^{-3} \mu F$ maximaler Kapazität, c_2 eine Leydener Flasche von $0,00031 \mu F$. l_1 und l_2 sind kleine Spulen auf Holzringen mit je 5 Windungen von 17 cm Durchmesser auf 13 mm Länge. So konnte im Kreise 2 eine Welle von 1990 m und eine zweite von 125 m Länge hergestellt werden. Durch Verstellen des Selbstinduktionsvariometers und Einschalten einer etwas größeren Flasche wurden später aus Zweckmäßigkeitsgründen die Wellenlängen auf 2140 m und 147 m gebracht. Der Übergang von der langen Welle zur kurzen geschah durch einfaches Umlegen der Wippe U . Diesen beiden Wellen entsprechend hatte der Kreis 1 einen Bereich von 1350—2390 m und einen zweiten von 90—153 m. Um jede größere Änderung im Aufbau während der Versuchsreihe zu vermeiden, waren auch zwei Wellenmesser W und w vorgesehen, von denen der eine den Meßbereich der langen, der andere den der kurzen Wellen um-

faßte. Ihre Spulen befanden sich, was in der Zeichnung nicht richtig wiedergegeben ist, über und unter den Induktionsspulen S_1 und S_2 , mit deren beider Achsen jede von ihnen einen Winkel von 45° bildete. Jede von ihnen induzierte auf einige Windungen einer kurzen Doppelschnur, die zu den Außerklemmen einer dritten Quecksilberwippe U führte. Von deren Mittelklemmen endlich führte die Leitung zum Duddell-instrument D . So konnte durch einfaches Umlegen dreier Wippen von der Erzeugung und der Messung langer Wellen zu derjenigen kurzer Wellen übergegangen werden.

Der Frequenzunterschied betrug hiernach im festen Kreise etwa das 15 fache. Da nun die längere Welle erzeugt wurde mit Hilfe einer etwa 15 mal so großen Kapazität, also auch mittels einer 15 mal so großen Selbstinduktion wie die kürzere, so hatten die beiden Schwingungen die gleiche Amplitude; denn diese hängt nur von dem Verhältnis L/C ab. Die Selbstinduktionen des veränderlichen Kreises waren ferner ebenso groß wie die des festen Kreises, also liegen hier die gleichen Verhältnisse vor.

Die Messungen wurden vorgenommen in Luft und in Wasserstoff. Die Resultate sind in den Tabellen 8 und 9 zusammengestellt und in den Figg. 9 und 10 veranschaulicht. Die Frequenzabhängigkeit erweist sich als sehr gering und deutlich ausgesprochen nur bei tiefen Drucken. Hier ist bei langen Wellen die Löschwirkung eine bessere.

Tabelle 8.
Luft.

P	λ_1	λ_1'	λ_2	λ_1 / λ_2	λ_2 / λ_1'	A	l
733 mm	116 m	135 m	125 m	0,930	0,926	0,928	0,2 mm
733	1850	2125	1990	0,930	0,936	0,933	
639	116	136	125	0,930	0,921	0,926	
640	1980		2140	0,926		0,926	
554	114	137	125	0,913	0,913	0,913	
561	1954		2140	0,914		0,914	
450	118,3	138	125	0,908	0,906	0,907	
453	1923		2140	0,900		0,900	
360	110	142,4	125	0,881	0,879	0,880	
344	1880		2140	0,879		0,879	
256	107	146	125	0,857	0,857	0,857	
296	1830		2140	0,855		0,855	
243	1768		2140	0,826		0,826	
159	102,5	151	125	0,821	0,829	0,825	
134	1650		2140	0,772		0,772	

Tabelle 9.
Wasserstoff.

P	λ_1	λ_2	A	l
740 mm	133 m	147 m	0,906	0,5 mm
738	1954	2140	0,914	
670	133	147	0,906	
658	1950	2140	0,912	
556	132,3	147	0,902	
556	1934	2140	0,904	
472	130	147	0,885	
463	1885	2140	0,882	
342	121	147	0,824	
339	1755	2140	0,820	
280	121	147	0,824	
280	1660	2140	0,777	
210	114	147	0,777	
210	1660	2140	0,777	

5. Abhängigkeit von der Stromamplitude bei unverändertem Entladungspotential.

Die zueinander gehörigen Kapazitäten und Selbstinduktionen der Fig. 8 wurden miteinander vertauscht. Im Kreise 1 wurde der große Drehkondensator C_1 zusammengeschaltet mit der kleinen Spule l_1 und, auf der anderen Seite der Wippe, der kleine Drehkondensator c_1 mit der bei den ersten Ver-

Luft.

Fig. 9.

suchen benutzten einen Spule L_1 von 24 Windungen des Selbstinduktionsvariometers. Dementsprechend wurde im Kreise 2

eine Schwingung erzeugt durch Verbindung der großen Leydener Flasche C_2 mit der kleinen Spule l_2 und eine zweite Schwingung mittels der kleinen Flasche c_2 in Verbindung mit der großen Spule L_2 .

Fig. 10.

Ist V_0 das Entladungspotential in einem Schwingungskreise mit Funkenstrecke, J_0 die Anfangsstromstärke, so muß sein

$$\frac{C V_0^2}{2} = \frac{L J_0^2}{2},$$

also

$$J_0 = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Die größere Kapazität entspricht also, wenn die übrigen Bedingungen festgehalten werden, der größeren Stromamplitude.

Bezeichne ich die Welle großer Amplitude mit römischen, diejenige kleiner Amplitude mit arabischen Ziffern, so verhält sich

$$\frac{J_{II0}}{J_{20}} = \sqrt{\frac{C_{II} L_2}{L_{II} C_2}}$$

und ferner

$$\frac{\lambda_{II}}{\lambda_2} = \sqrt{\frac{L_{II} C_{II}}{L_2 C_2}},$$

mithin

$$\frac{J_{II}}{J_2} = \frac{\lambda_2 C_{II}}{\lambda_{II} C_2}.$$

Hier fehlen
3 Schwebungs-

Hier fehlt
1 Schwebungs-

Die Eichung ergab $\lambda_{11} = 385 \text{ m}$, $\lambda_2 = 355 \text{ m}$. Da ferner

$$C_{11} = 0,00219 \mu \text{ F}, \quad C_2 = 0,00031 \mu \text{ F},$$

so ist

$$\frac{J_{11}}{J_2} = 6,5.$$

Der geringe Unterschied der Wellenlängen hat, wie die vorhergehenden Messungen erwiesen haben, auf die Löschwirkung keinen Einfluß. Da die Selbstinduktionen des Kreises 1 ebenso groß waren, wie die des Kreises 2, so war auch hier bei gleichen Wellenlängen die große Amplitude 6,5 mal größer als die kleine.

Es wurde eine beliebige kleine Funkenlänge eingestellt und bei Atmosphärendruck gemessen. Bei großer Amplitude in beiden Kreisen ergab sich

$$A = 0,837,$$

bei kleiner Amplitude

$$A < 0,772.$$

Da man sich hier bereits den Grenzen der Meßbereiche näherte, bei abnehmendem Druck aber die Unterschiede sich noch vergrößerten, so konnte eine Kurve nicht aufgenommen werden.

Werden also alle übrigen Bedingungen festgehalten, so ist die Löschwirkung eine weitaus bessere bei Wellen kleiner Amplitude als bei solchen großer Amplitude.

II. Theoretischer Teil.

A. Anwendung der Theorie von Roschansky auf die verwendete Versuchsanordnung.

Die in der eingangs zitierten Arbeit von Roschansky¹⁾ angestellten Überlegungen wollen wir jetzt auf die bisher benutzte Schaltung übertragen. Dabei soll zunächst noch die Zündspannung e_0 als fest gegeben angesehen werden. Die beiden Kreise bezeichnen wir mit den Indizes 1 und 2. Sei r Ohmscher Widerstand, L Selbstinduktion, C Kapazität, V Spannung an der Kapazität, V_0 das Entladungspotential, d. h. diejenige Spannung, bis zu der die Kapazität aufgeladen werden muß, damit der Funke überspringt. e sei dagegen die als genelektromotorische Kraft auftretende Funkenspannung,

1) D. Roschansky l. c.

e_0 deren Maximalwert im Gipfel der Zündzacke, kurz die Zündspannung. Sind i_1 und i_2 die Stromstärken in den beiden Einzelkreisen, so ist diejenige im Funken

$$(1) \quad i = i_1 + i_2.$$

Die Differentialgleichungen für die beiden einzelnen Kreise lauten

$$(2) \quad \begin{cases} L_1 \frac{di_1}{dt} + r_1 i_1 - V_1 + e = 0, \\ L_2 \frac{di_2}{dt} + r_2 i_2 - V_2 + e = 0. \end{cases}$$

Dividiere ich die erste Gleichung durch L_1 , die zweite durch L_2 und setze $r_1/L_1 = 2\delta_1$ und $r_2/L_2 = 2\delta_2$, so sind δ_1 und δ_2 die Dämpfungsfaktoren der beiden Kreise. Um die Rechnung zu vereinfachen, setze ich $\delta_1 = \delta_2 = \delta$, eine Forderung, die bei den Versuchen mit hinreichender Annäherung erfüllt war. Die Addition der beiden Gleichungen (2) ergibt dann unter Berücksichtigung von Gleichung (1)

$$\frac{di}{dt} + 2\delta i - \left(\frac{V_1}{L_1} + \frac{V_2}{L_2} \right) + e \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \right) = 0.$$

Erlöschen des Funkens findet, wie bei Roschansky, auch hier dann statt, wenn nach der Stromumkehr (i noch nahezu $= 0$) für $e = e_0$

$$\frac{di}{dt} \leq 0$$

ist, also

$$\left(\frac{V_1}{L_1} + \frac{V_2}{L_2} \right)_{i=0} \leq e_0 \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \right),$$

oder

$$(3) \quad \frac{\left(\frac{V_1}{L_1} + \frac{V_2}{L_2} \right)_{i=0}}{\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}} \leq e_0.$$

Eine sehr einfache, anschauliche Bedeutung erhält diese Ungleichung, wenn wir annehmen, daß $L_1 = L_2$; dann muß sein

$$(3a) \quad \frac{V_1 + V_2}{2} \leq e_0.$$

Bei noch kleinen Stromwerten muß das arithmetische Mittel der beiden Kapazitätsspannungen geringer sein als die Zündspannung des Funkens. Um aus der notwendigen Be-

dingung (3) auch eine hinreichende Bedingung zu gewinnen, setzt Roschansky für die Summe auf der linken Seite ihren Maximalwert ein. Das ist zu weitgehend, und es wird sich weiter unten zeigen, welche Vereinfachung hier angebracht werden kann.

V_1 und V_2 können beliebige Zeitfunktionen sein; es kann also Löschwirkung auch bei ungedämpften Schwingungen auftreten. Der Maximalwert von V_1 und V_2 ist gleich dem Entladungspotential V_0 , und zu beliebiger Zeit sind sie durch V_0 und die Konstanten der Schwingungskreise vollständig bestimmt. V_0 hängt nur von der Funkenlänge, der Form der Elektroden, sowie der Natur des Mediums ab, in das diese eingebettet sind. Von e_0 teilt Roschansky nur mit, daß es ungefähr 400 Volt beträgt, und „daß e_0 mit der Funkenlänge nur ziemlich schwach anwächst“. Wäre dies so allgemein der Fall, so könnte sich die Löschwirkung nicht mit dem Material der Elektroden und mit der Amplitude der Schwingungen ändern. Auch ließe sich nicht einsehen, warum, wie bekannt, bei Metallelektroden ein Wechselstromlichtbogen nur bei sehr hohen Frequenzen zustande kommen kann. Es liegen hier ungedämpfte Schwingungen vor, und wenn bei unveränderten Elektroden und unverändertem Elektrodenabstand e_0 seinen Wert nicht änderte, so wäre kein Grund vorhanden, warum bei niederen Frequenzen, also langen Wellen, Löschwirkung auftritt, bei hohen Frequenzen aber nicht.

Um also mit der Erfahrung in Einklang zu bleiben, zeigt es sich erforderlich, der Veränderlichkeit von e_0 Rechnung zu tragen. Da von vornherein nicht einmal sicher ist, ob die Funkenspannung überhaupt eine Zündspitze besitzt, so werden wir die Bedingung, die notwendig ist, für das Zustandekommen der Löschwirkung, in ihrer allgemeinsten Fassung dadurch erhalten, daß wir auf der rechten Seite der Ungleichung (3) an Stelle von e_0 die Funkenspannung $(e)_{i=0}$ einsetzen. Den Wert dieser Größe kann nur die Kenntnis der Strom- und Spannungs-kurve oder der dynamischen Charakteristik lehren, und diese ist, wie bereits gesagt, den mannigfachsten Veränderungen unterworfen. Um nun aus der notwendigen Bedingung auch eine hinreichende zu erhalten, ist es nicht erforderlich, daß die linke Seite ihren Maximalwert besitzt, sondern nur, daß sie langsamer anwächst als die rechte. In der allgemeinsten

Fassung lauten also die Bedingungen, die notwendig und hinreichend sind für das Zustandekommen der Löschwirkung

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{V_1}{L_1} + \frac{V_2}{L_2} \right)_{i=0} \leq (e)_{i=0} \quad \text{und} \\ \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \\ \frac{d}{dt} \frac{\left(\frac{V_1}{L_1} + \frac{V_2}{L_2} \right)_{i=0}}{\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}} \leq \left(\frac{de}{dt} \right)_{i=0}, \end{array} \right.$$

oder für $L_1 = L_2$

$$(4a) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{(V_1 + V_2)}{2}_{i=0} \leq (e)_{i=0} \quad \text{und} \\ \frac{d}{dt} \frac{(V_1 + V_2)}{2}_{i=0} \leq \left(\frac{de}{dt} \right)_{i=0}, \end{array} \right.$$

in Worten ausgedrückt: Löschwirkung kommt dann und zwar immer dann zustande, wenn nach der Stromumkehr, also bei noch kleinen Stromwerten, das arithmetische Mittel der Kapazitätsspannungen kleiner ist und langsamer anwächst als die dynamische Funken spannung.

Sei nun

$$\begin{aligned} V_1 &= V_0 e^{-\delta t} \cos \omega_1 t, & V_2 &= V_0 e^{-\delta t} \cos \omega_2 t, \\ i_1 &= i_0 e^{-\delta t} \sin \omega_1 t, & i_2 &= i_0 e^{-\delta t} \sin \omega_2 t, \end{aligned}$$

also

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} i = i_1 + i_2 = 2i_0 e^{-\delta t} \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t, \\ V_1 + V_2 = 2V_0 e^{-\delta t} \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t. \end{array} \right.$$

In diesen beiden Gleichungen, die gedämpfte Schwebungen darstellen, ist der cos der Differenz langsam veränderlich gegen denjenigen der Summe und zwar um so langsamer, je kleiner $\omega_1 - \omega_2$, je kleiner also die Verstimmung der beiden Kreise gegeneinander. Zur Erfüllung der Bedingungen (4) kommen mithin wesentlich nur solche Zeiten in Betracht, zu denen der Strom klein ist durch Verschwinden des Ausdrucks

$$\cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t,$$

d. h. im Minimum der Schwebung. Ein Vergleich der Beziehungen (4) und (5) zeigt uns mithin, daß Löschwirkung

am leichtesten im Minimum der Schwebung eintritt und zwar um so leichter, je steiler hier die dynamische Charakteristik des Funkens verläuft, und zu je höheren Werten sie ansteigt, je kleiner ferner die Verstimmung der beiden Kreise und je größer die Dämpfung ist. Infolge der Dämpfung nimmt die Amplitude der Spannung an den Kapazitäten dauernd ab. Sie wird also, wenn man die Verstimmung hinreichend klein macht, schon im ersten Schwebungsminimum so klein geworden sein, daß die Bedingungen zum Erlöschen des Funkens erfüllt sind. Man hat dann das, was Wien „reine Löschwirkung“ nennt.

Diese Überlegungen haben Gültigkeit unabhängig davon, ob die Funkencharakteristik veränderlich oder unveränderlich ist. Nun ändert sie sich aber, wie schon mehrfach gesagt, mit dem Stromverlauf. Insbesondere zeigt sie um so höhere und steilere Spitzen, je geringer die Stromamplitude. Zu erwarten ist also, daß sie im Minimum der Schwebung zu höheren Werten ansteigt als im Maximum. Dieser Effekt müßte demnach seinerseits den Eintritt der Löschwirkung begünstigen und beschleunigen. Um zu einer vollständigen Theorie zu gelangen, war es also wichtig, Aufschluß zu erlangen über den Verlauf der Funkenspannung bei der Interferenz zweier Schwingungen verschiedener Frequenz.

B. Dynamik eines durch Stromschwebungen erzeugten Wechselstromlichtbogens.

1. Aufnahme der Strom- und Spannungskurven.

Um über den Verlauf der Spannung im Funken Aufschluß zu erlangen, wäre es das Nächstliegende gewesen, direkt am Funken Aufnahmen von Strom- und Spannungskurven vorzunehmen. Hierbei ergeben sich aber bekanntlich wegen der hohen Frequenz so große experimentelle Schwierigkeiten, daß es nicht leicht ist, einwandfreie Aufnahmen zu erzielen. Es wurde deshalb eine Schaltung hergestellt, bei der sich zwei niederfrequente Wechselströme verschiedener Frequenz in einem gewöhnlichen Kohlelichtbogen überlagern. In diesem müssen sich genau dieselben Vorgänge abspielen wie im Funken. Infolge der geringen Wechselzahl aber ist es möglich, Strom- und Spannungsverlauf in bequemer Weise mittels eines Oszillographen photographisch aufzunehmen und so die inneren

Vorgänge einem eingehenden Studium zu unterziehen. Die verwendete Schaltung zeigt Fig. 11. Darin bedeutet *M* Wechselstrommaschine, *T* Transformator 78/500, *G* Wechselstrommaschine, *E* Elektrometer, *A* Amperemeter, *U* Quecksilberwippe, *R* Regulierwiderstand, *L* Bogenlampe, *T_e* Spannungstransformator 500/110, *T_i* Stromtransformator 5/5, *S_e* Spannungsschleife, *S_i* Stromschleife des Oszillographen. Die Verwendung des Transformators *T* erwies sich als nötig, weil sonst mit der Maschine *M* nicht so hohe Spannungen zu erzielen gewesen wären wie mit der Maschine *G*. Die Bogenlampe *L*, die in der Arbeit von Simon¹⁾ beschrieben ist,

Fig. 11.

gestattet durch eine einfache Konstruktion, jede gewünschte Bogenlänge einzustellen, oder nach erfolgter Aufnahme die Bogenlänge zu messen. Es wurden Strom- und Spannungs-kurven aufgenommen mittels eines Oszillographen von Siemens & Halske, der eine photographische Registriereinrichtung besaß. Wo es sich um die Aufnahme kontinuierlich veränderlicher Vorgänge handelte, wurde eine vom Mechaniker des Instituts gebaute Einrichtung an den Oszillographen angesetzt, die eine Aufnahme auf endlosem photographischen Papierbande gestattete; diese Einrichtung ist bereits früher von A. H. Taylor²⁾ beschrieben worden. Bei den Einzelaufnahmen wurde die photographische Trommel von Hand getrieben, bei den Bandaufnahmen (Tafel 2 u. 3) durch einen Motor. Die Erregung der Maschinen *M* und *G* wurde so gewählt, daß an den Klemmen der Maschine *G* wie an der Sekundärseite des Trans-

1) H. Th. Simon l. c.

2) A. H. Taylor, Über die Wechselstromvorgänge in der Aluminiumzelle. Göttinger Dissert. 1909.

formators T je eine Spannung von 300 Volt bestand. Leider erzeugte die Maschine G keine rein sinusförmige Spannung, so daß sowohl in den Strom- wie in den Spannungskurven kleine Oberschwingungen auftreten. Da diese aber niemals mit, den uns hier einzig interessierenden Zündzacken der Spannung zusammenfallen, so sind sie nicht weiter störend. Die Bogenlänge wurde bei allen Aufnahmen konstant gehalten auf 3,5 mm. Die Lampe L war beschickt mit Homogenkohlen von 12 mm Dicke. Verändert wurden also lediglich die Stromstärken, die Einzelfrequenzen und die Schwebungsfrequenz.

Die wichtigsten der erhaltenen Aufnahmen sind wiedergegeben in den Bildern Nr. 31, 33, 35, 44, 46, 47 (Tafel 1-3)¹⁾. Die obere Kurve ist stets die Spannungskurve, die untere die Stromkurve. Über die Versuchsbedingungen gibt Tabelle 10 Auskunft.

Tabelle 10.

Aufnahme Nr.	$\frac{\omega_1}{2\pi}$	$\frac{\omega_2}{2\pi}$	$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2\pi}$	i
31	49	43	6	4,7
33	49	43	6	3,1
35	49	43	6	2
44	49	43—49	6—0	2
46	49	43	6	4,2—0
47	25 sec ⁻¹	31 sec ⁻¹	6 sec ⁻¹	4,7 4

Bei Nr. 44 wurde die Schwebungsfrequenz, bei Nr. 46 die Stromamplitude stetig verringert bis zum Erlöschen des Bogens. Das erstere wurde dadurch bewerkstelligt, daß in die Felderregung des die Maschine M treibenden Motors ein am Arbeitsplatz aufgestellter Schiebewiderstand eingeschaltet war, der während der Aufnahmen vergrößert wurde, das letztere durch Vergrößern des Widerstandes R .

Auf allen Bildern sind die Zündspitzen der Spannung am niedrigsten im Maximum, am höchsten in und gleich hinter dem Minimum der Schwebung. Sie sind um so höher, je geringer die Stromamplitude, die Einzelfrequenzen und die

1) Von den fortlaufenden Bandaufnahmen 44 und 46 sind auf Tafel 2 und 3 nur einzelne charakteristische Teile wiedergegeben. Da sich des Papiermangels wegen die Herstellung von Ausklapptafeln verbot, so sind diese nebeneinander gehörigen Stücke untereinander angeordnet, was durch Strichelung und Angabe der fehlenden Schwebungsperioden angedeutet ist.

Schwebungsfrequenz. Bei stetig abnehmender Stromamplitude (Nr. 46), d. h. bei gedämpften Schwingungen, ebenso wie bei stetig abnehmender Schwebungsfrequenz wachsen sie stetig in die Höhe, bis sie zum Erlöschen des Bogens führen.

Es soll nunmehr versucht werden, auf Grund der Lichtbogendynamik eine Theorie zu entwickeln, die den hier beobachteten Erscheinungen Rechnung trägt.

2. Theorie der Vorgänge.

Nach Simon¹⁾ sind die Vorgänge im Lichtbogen wesentlich bestimmt durch den Wert des Produktes $S = TF$ aus Temperatur T und Flächeninhalt F des negativen Kraters. Er nimmt an, daß, wenn es gelänge, den Wert dieses Produktes bei verschiedenen Lichtbogenleistungen konstant zu halten, der Widerstand des Bogens ein konstanter wäre. Seine Charakteristik wäre in diesem Falle eine durch den Anfangspunkt gehende Gerade, deren Neigung gegen die Stromachse bestimmt wäre durch denjenigen Wert des Widerstandes, der dem betreffenden Wert von S entspräche; der Widerstand wäre groß bei kleinem S , klein bei großem S . In Wirklichkeit bleibt nun S nicht konstant, sondern wächst bei wachsender Leistung infolge der Stromwärme. Beim Gleichstromlichtbogen muß nach Erreichung des stationären Endzustandes der Bogen selber in jedem Augenblick im Wärmegleichgewicht stehen mit der Umgebung. Es muß also die zugeführte Leistung in jedem Augenblick die Wärmeverluste decken. Diese werden der Hauptsache nach verursacht durch die Wärmeleitung in der Umgebung des Kraters und werden proportional S angenommen. Ist also e die Spannung am Lichtbogen, i die Stromstärke, W ein Proportionalitätsfaktor, dessen Größe hauptsächlich durch die Wärmeleitfähigkeit in der Umgebung des negativen Kraters bestimmt ist, so muß sein

$$e \cdot i = W \cdot S.$$

Mißt man T und F an einem und demselben Bogen bei den verschiedenen Leistungen, so kann man den Wert von W für diesen Bogen errechnen. Zeichnet man also die Leistungshyperbeln $e \cdot i = \text{konst}$, so läßt sich für denselben Bogen jeder von ihnen ein S -Strahl zuordnen. Bestimmt man andererseits

1) H. Th. Simon l. c.

durch Strom- und Spannungsmessung die statische Charakteristik des Bogens und verbindet einen ihrer Punkte mit dem Anfangspunkt, so erhält man einen S -Strahl. Der für ihn geltende Wert von S ist nach der Gleichung

$$S = \frac{e \cdot i}{W}$$

gegeben durch denjenigen von $e \cdot i$ auf der durch denselben Punkt der Charakteristik gehenden Leistungshyperbel. Verfährt man ebenso mit allen anderen Punkten der Charakteristik, so erhält man die gesamte Schar der S -Strahlen. Verändert man den Bogen, z. B. seine Länge oder die Dicke der Elektroden, so bleiben die S -Strahlen erhalten, und nur ihre Zuordnung zu den Leistungshyperbeln wird eine andere. Denn die Veränderung des Bogens bedingt eine andere Wärmeabfuhr, also ein anderes W in der Gleichung $e \cdot i = W \cdot S$.

Beim Wechselstromlichtbogen nun herrscht kein Wärme-gleichgewicht. Hier wird nicht nur dauernd Wärme fortgeleitet, sondern es ändert sich auch der Wärmeinhalt eines jeden Raumteiles in der Umgebung des Kraters. Dieser Wärmeinhalt G wird wieder proportional S angenommen; er ist außerdem proportional der Dichte ϱ , der Wärmekapazität c und umgekehrt proportional der Wärmeleitfähigkeit k des Raumteiles, also wenn m ein Proportionalitätsfaktor

$$G = m \varrho \frac{c}{k} S.$$

Die Veränderung von G kann positiv oder negativ sein; in jedem Falle muß aber jetzt, außer den Wärmeverlusten, auch die Veränderung von G durch die zuzuführende Leistung gedeckt werden, also

$$e \cdot i = W \cdot S + \frac{dG}{dt} = W \cdot S + \frac{m \varrho c}{k} \frac{dS}{dt},$$

oder wenn

$$\frac{m \varrho c}{k} = M,$$

$$(6) \quad e \cdot i = W \cdot S + M \frac{dS}{dt}.$$

Kennt man $e \cdot i$ als Funktion der Zeit, so kann man diese Gleichung integrieren, und erhält so S als Funktion der Zeit. Man zeichnet ferner die Leistungshyperbeln und die S -Strahlen.

Setzt man für die in e und i auftretenden Konstanten sowie für W und M bestimmte Werte ein, so kann man die zu gleichen Zeiten gehörigen Werte von $e \cdot i$ und S errechnen. Verbindet man schließlich die Schnittpunkte der derartig einander zugeordneten $e \cdot i$ - und S -Kurven, so erhält man diejenige dynamische Charakteristik, die den zugrunde gelegten Konstanten entspricht.

Simon hat die Rechnung durchgeführt für den Fall einwelliger Wechselströme, die Resultate eingehend diskutiert und gezeigt, daß sie in guter Übereinstimmung stehen mit der Erfahrung. Danach steigen die Zündzacken der Spannung um so höher empor, je größer W , je kleiner M , die Stromamplitude und die Frequenz.

In der eben beschriebenen Schaltung nun (Fig. 11) überlagern einander im Bogen 2 Ströme verschiedener Frequenz. Wir setzen näherungsweise die Leistung

$$(7) \quad e \cdot i = e_0 i_0 e^{-\delta t} (1 + \cos(\omega_1 - \omega_2) t) (1 - \cos(\omega_1 + \omega_2) t).$$

Diese Gleichung bringt in Übereinstimmung mit den Tatsachen zum Ausdruck, daß die Leistung stets positiv ist, daß sie einmal mit der Periode $(\omega_1 + \omega_2)$ auf- und abflutet, und daß sie außerdem Schwebungen bildet mit der Periode $(\omega_1 - \omega_2)$. Gleichung (7) würde sich ergeben, wenn man etwa

$$(8) \quad i = i_0 e^{-\delta t} (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t) = 2 i_0 e^{-\delta t} \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t$$

und

$$(9) \quad e = e_0 (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t) = 2 e_0 \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t$$

setzte. Nun zeigen zwar die Photographien, daß die Spannungs-kurve nicht sinusförmig ist, und daß ihre Amplitude sich keineswegs sinusförmig mit der Periode $(\omega_1 - \omega_2)/2$ ändert, daß diese im Gegenteil im Minimum der Stromschwebung anwächst und während der übrigen Zeit nahezu konstant bleibt. Da man aber die Spannungs-kurve durch eine Sinuskurve ersetzen kann, die den gleichen Flächeninhalt umschließt, so bleibt man, wie Simon gezeigt hat, in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung, wenn man sie in erster Annäherung als sinusförmig annimmt. Schreibt man dann ihrer Amplitude einen konstanten mittleren Wert zu und legt dafür die Grenzen, zwischen denen die Stromamplitude hin- und herwandert, um

so weiter auseinander, so kommt für die Leistung dasselbe Resultat heraus, wie es in der Gleichung (7) ausgedrückt ist, und wie es den Tatsachen entspricht.

Es bestehen somit die beiden Gleichungen

$$(6) \quad e \cdot i = W \cdot S + M \frac{dS}{dt},$$

$$(7) \quad e \cdot i = e_0 i_0 e^{-\delta t} (1 + \cos (\omega_1 - \omega_2) t) (1 - \cos (\omega_1 + \omega_2) t).$$

Die Integration ergibt

$$(10) \quad \left\{ \begin{aligned} S &= S_0 e^{-\delta t} \{ 1 + \sin \varphi \sin ((\omega_1 - \omega_2) t + \varphi) \\ &\quad - \sin \psi \sin ((\omega_1 + \omega_2) t + \psi) - \frac{1}{2} \sin \psi_1 \sin (2\omega_1 t + \psi_1) \\ &\quad - \frac{1}{2} \sin \psi_2 \sin (2\omega_2 t + \psi_2) \} + C e^{-\frac{W}{M} t}, \end{aligned} \right.$$

wo

$$S_0 = \frac{e_0 i_0}{W}, \quad \sin \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{\frac{W}{M} - \delta} \right)^2}}, \quad \sin \psi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{\frac{W}{M} - \delta} \right)^2}},$$

$$\sin \psi_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\omega_1}{\frac{W}{M} - \delta} \right)^2}}, \quad \sin \psi_2 = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\omega_2}{\frac{W}{M} - \delta} \right)^2}}.$$

In dem Klammerausdruck ist, wenn ω_1 und ω_2 nicht sehr verschieden voneinander sind, das zweite Glied so langsam veränderlich gegen die folgenden, daß es während des Verlaufes einer einzelnen Periode der Frequenzen ω_1 oder ω_2 als konstant, die übrigen Glieder aber als gleich schnell veränderlich angesehen werden können. Damit kann man für den Verlauf einer einzelnen Periode Gleichung (10) schreiben in der Form

$$(10a) \quad S = S_0 e^{-\delta t} (1 + \text{konst} - a \sin(\omega t - \chi)) + C e^{-\frac{W}{M} t}.$$

Für einwellige ungedämpfte Wechselströme hatte Simon gefunden

$$(11) \quad S = S_0 (1 - \sin \varphi \sin (2\omega t - \varphi)) + C e^{-\frac{W}{M} t}.$$

Diese Gleichung hat genau dieselbe Form wie Gleichung (10a). Es müssen somit die auftretenden Konstanten e_0 , i_0 , W , M , ω in beiden Gleichungen denselben Einfluß haben. Daß dies

tatsächlich der Fall ist, haben bereits die photographischen Aufnahmen bewiesen, bei denen beispielsweise i_0 und ω variiert wurde. Neu ist das Glied $\sin \varphi \sin ((\omega_1 - \omega_2) t + \varphi)$. Es besagt, daß die Gestalt der Charakteristik sich periodisch ändert mit der Periode $(\omega_1 - \omega_2)$. Um den Einfluß dieses Gliedes kennen zu lernen, muß man für verschiedene Zeiten $(\omega_1 - \omega_2) t$ die Charakteristiken in der beschriebenen Weise konstruieren.

Fig. 12.

Solche Konstruktionen sind, für Zeiten nach dem Abklingen des Gliedes $e^{-\frac{W}{M}t}$, ausgeführt in den Figg. 12—14. Im Minimum der Schwebung,

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = \frac{\pi}{2}$$

werden $e \cdot i$ und S unendlich klein; daher lassen sich Kurven zeichnen nur für Zeiten vor oder nach dem Überschreiten des Minimums. In allen Figuren ist angenommen $e_0 = 80, i_0 = 2, W = 10$, also $S_0 = 16, W/M = 300, \omega_1 = 300$ und in Figg. 12 und 13 $e^{-\delta t} = 1$. In Fig. 12 ist ferner $\omega_2 = 270$, also $\omega_1 - \omega_2 = 30$. Hier bezieht sich die Kurve a) auf die Zeit

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = 0 (= 2\pi n),$$

Kurve b) auf

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = \frac{\pi}{2} - 45^\circ$$

und Kurve c) auf

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = \frac{\pi}{2} + 45^\circ.$$

Fig. 13.

a) $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = \frac{\pi}{2} + 45^\circ$, $\omega_1 - \omega_2 = 30$,
 $t - (t)_{\pi/2} = 3$.

b) $\omega_1 - \omega_2 = 20$; $t - (t)_{\pi/2} = 3$;
 $\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = \frac{\pi}{2} + 30^\circ \right)$.

Fig. 14.

a) $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = \frac{\pi}{2} + 45^\circ$,
 $\frac{e_0 i_0}{W} = 16$, $e^{-\delta t} = 1$.

b) $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t = \frac{\pi}{2} + 45^\circ$,
 $\frac{e_0 i_0}{W} = 16$, $e^{-\delta t} = \frac{1}{2}$.

Es steigt also die Zündspitze der Spannung vom Maximum der Schwebung bis zum Minimum; hinter dem Minimum ist sie höher als zu gleichen Zeiten vorher. In Fig. 13 ist für a) $\omega_1 - \omega_2 = 30$, für b) $\omega_1 - \omega_2 = 20$. Beide Kurven beziehen sich auf gleiche Zeiten nach Überschreiten des Schwebungsminimums: die Spitze ist um so höher, je geringer der Unter-

schied der beiden Frequenzen. Die beiden Kurven der Fig. 14 endlich beziehen sich auf gleiche Zeiten und gleiche Schwebungsfrequenzen; doch ist in a) $e^{-\delta t} = 1$, in b) $e^{-\delta t} = \frac{1}{2}$, also $S_0 \cdot e^{-\delta t} = 8$. Eine Abnahme der Stromamplitude infolge der Dämpfung bewirkt also gleichfalls Erhöhung der Zündspitze.

Wie die Photographien zeigen, stimmen diese Folgerungen der Theorie mit den Tatsachen genau überein; an ihrer Brauchbarkeit dürfte mithin nicht zu zweifeln sein.

C. Diskussion der Theorie und Vergleich mit den Versuchsergebnissen. Dynamische Theorie der Löschfunkenvorgänge.

Ist nun der Wechselstromlichtbogen wirklich wesensgleich mit dem Funken, und soll die eben entwickelte Theorie anwendbar sein auf das Problem, das uns hier beschäftigt, soll sie also eine Erklärung der Löschfunkenvorgänge liefern, so muß ein Vergleich mit den Ergebnissen des experimentellen Teiles zeigen, daß die Löschwirkung des Funkens verbessert wird durch jedes Mittel, das die Zündspitze der Spannung erhöht.

Es muß demnach der Funke am leichtesten im Minimum der Schwebung erlöschen. Daß dies der Fall ist, haben die Bilder im rotierenden Spiegel erwiesen (vgl. p. 210).

Er muß ferner um so leichter erlöschen, je kleiner die Verstimmung der beiden Einzelkreise gegeneinander ist und je geringer die Stromamplitude. Auch diese Forderung ist erfüllt. Denn bei hinreichend kleiner Verstimmung gelang es stets, den Funken bereits im ersten Schwebungsminimum zum Erlöschen zu bringen. Und zwar konnte diese Verstimmung um so größer genommen werden, je geringer die Stromamplitude war: hierbei kam es nicht darauf an, ob die Stromamplitude verringert wurde durch Verringerung der Funkenlänge oder des Gasdrucks, mithin des Entladungspotentials, oder dadurch, daß bei konstantem Entladungspotential die Selbstinduktion vergrößert und die Kapazität verkleinert wurde.

Ebenso konnte gezeigt werden, daß eine Verminderung der Frequenz die Löschwirkung begünstigt.

Es fragt sich also nur noch, ob auch eine Vergrößerung der in Gleichung (10) auftretenden Konstanten W und eine Verringerung von M die Löschwirkung verbessert. Um dies

zu untersuchen, müssen wir uns zunächst nach Möglichkeit Klarheit zu verschaffen suchen über ihre Bedeutung, sowie diejenige des Parameters S .

In seiner ersten Arbeit¹⁾ hatte Simon $S = T \cdot F$ gesetzt, wo T die Temperatur und F die Fläche des negativen Kraters. S ist demnach proportional der an der Kathode entwickelten Wärmemenge. Der Stromdurchgang im Lichtbogen wird bestimmt durch den Ionisierungszustand der Gasstrecke, und Simon ging aus von der Erwägung, daß dieser wesentlich beherrscht werde durch den glühelektrischen Effekt an der Kathode. Dieser spielt nun zweifellos eine Hauptrolle bei dem Entladungsvorgang, aber es dürften daneben doch auch noch andere Faktoren in Frage kommen.

K. W. Wagner²⁾ hat daher eine allgemeinere Fassung vorgeschlagen. Er ließ die Bedeutung von S offen und verknüpfte S durch eine Differentialgleichung mit einem zweiten Parameter U . Dadurch, daß dieser dann aus den Gleichungen eliminiert wurde, traten in der endgültigen Gleichung für S nicht 2, sondern 3 Konstanten auf, und diese erlauben natürlich eine genauere Beschreibung der Tatsachen.

Die Rechnung wird aber dadurch komplizierter und unübersichtlicher, und man kann wohl auch mit einem Parameter S und den beiden Konstanten W und M auskommen. Man braucht bloß die Definition festzuhalten, daß S durch den Ionisierungszustand derartig bestimmt wird, daß in jedem Augenblick die Leitfähigkeit eine eindeutige Funktion von S ist. Die Form dieser Funktion läßt sich dann aus den für den Gleichstromlichtbogen geltenden Gleichungen $e \cdot i = W \cdot S$ und $e = a + b/i$ finden.

Der Stromdurchgang durch die Gasstrecke wird durch die Ionen und Elektronen besorgt. Wird nun der Ionisierungszustand in jedem Augenblick angegeben durch den Wert von S , so muß, der Herleitung unserer Gleichung (10) gemäß, W proportional sein dem Verlust an Ionen, M der Ionendichte in der Gasstrecke; und es fragt sich nur noch, wovon diese beiden Größen abhängen.

1) H. Th. Simon l. c.

2) K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Göttinger Dissert. 1909.

Die Ionen und Elektronen entstehen der Hauptsache nach durch Stoßionisation, durch Zertrümmerung der Gasmolekeln beim Aufprall der aus der Kathode austretenden und der in der Gasstrecke neugebildeten Elektronen. Deren Anzahl wird, wenn wir zunächst den glühelektrischen Effekt heranziehen, wachsen mit der Temperatur der Kathode, also mit abnehmendem Produkt aus spezifischer Wärme c und Dichte ρ , sowie mit abnehmender Wärmeleitfähigkeit k , ferner mit zunehmender glühelektrischer Wirksamkeit des Kathodenmaterials. Da nun im Bogen an örtlich eng begrenzten Stellen eine intensive Lichtentwicklung und Bestrahlung der negativ geladenen Kathode stattfindet, so dürfte sicher auch der lichtelektrische Effekt zur Elektronenemission beitragen. Demnach kommt noch in Betracht die lichtelektrische Empfindlichkeit des Materials; es wird also M wachsen bei Abnahme von k und $\rho \cdot c$ und bei Zunahme der glühelektrischen und der lichtelektrischen Elektronenemission. Im Gase nun ist die Gelegenheit zur Zertrümmerung einer neutralen Molekel um so größer, je kleiner die Ionisierungsspannung s des Gases, sowie die mittlere freie Weglänge l , also auch je größer der Druck P . Endgültig ist also die Ionendichte M um so größer, je größer der Druck P , je kleiner die mittlere freie Weglänge l und die Ionisierungsspannung s des Gases und je größer die glühelektrische und die lichtelektrische Wirksamkeit, je kleiner die Wärmeleitfähigkeit k und das Produkt aus Dichte ρ und spezifischer Wärme c des Elektrodenmaterials.

Verlust an Ionen tritt ein durch Verminderung der ionisierenden Elektronen infolge schneller Abkühlung der Kathode, durch Rekombination der Ionen und Elektronen im Gase, sowie durch Diffusion derselben in den Außenraum und Adsorption an die Elektroden. Demnach wächst W mit Zunahme des die Wärme fortleitenden Kathodenquerschnittes, der Wärmeleitfähigkeit k , des Kathodenmaterials sowie derjenigen des umgebenden Mediums, des Rekombinationskoeffizienten α , der Ionenbeweglichkeit v und des Diffusionskoeffizienten d der Ionen in dem Medium zwischen den Elektroden. Da α bei allen hier untersuchten Gasen ungefähr gleich groß ist, so scheidet es aus der Betrachtung aus, und es bleibt eine Zunahme des Ionenverlustes W bei Zunahme von k , v , d und des Querschnitts der Kathode.

Die Zündspitze der Spannungskurve wird um so höher, je größer W und je kleiner M , also um so höher, je kleiner die glühelektrische und die lichtelektrische Wirksamkeit, je größer der Querschnitt, die Wärmeleitfähigkeit, das Produkt aus Dichte und spezifischer Wärme des Elektrodenmaterials, ferner je größer die Wärmeleitfähigkeit, die mittlere freie Weglänge, die Ionisierungsspannung des Gases zwischen den Elektroden, sowie die Beweglichkeit und der Diffusionskoeffizient der Ionen in ihm und je kleiner der Druck. In der nachstehenden Tab. 11 sind für die im experimentellen Teil untersuchten Materialien einige Zahlenwerte dieser Konstanten zusammengestellt. Sie sind, wo nichts anderes bemerkt, den Tabellen von Landolt-Börnstein entnommen. v_+ bedeutet die Beweglichkeit der positiven Ionen, v_- diejenige der Elektronen; entsprechendes gilt für d_+ und d_- .

Tabelle 11.

	k	q	c	$s^1)$	v_+	v_-	d_+	d_-	l
Luft	$5,5 \cdot 10^{-5}$				1,35	1,82	0,028	0,043	$963 \cdot 10^{-8}$
CO ₂	$3,2 \cdot 10^{-5}$				0,8	0,9	0,023	0,026	$629 \cdot 10^{-8}$
N ₂	$5,5 \cdot 10^{-5}$			7,5	1,27	1,84	0,0295	0,0414	$949 \cdot 10^{-8}$
H ₂	$35 \cdot 10^{-5}$			11	6,1	7,6	0,123	0,190	$1780 \cdot 10^{-8}$
Mg	0,3760	1,75	0,25						
Ag	0,9628	10,5	0,055						

Bezüglich der lichtelektrischen Empfindlichkeit geben Elster und Geitel²⁾ an, daß sich die Metalle in eine Reihe einordnen lassen gleich der Voltaschen Spannungsreihe, so zwar, daß die elektropositiven Metalle die stärkste Elektronenemission aufweisen. Und für die glühelektrische Wirksamkeit kommt, wie mir Hr. Prof. Debye zu erklären die Liebenswürdigkeit hatte, dieselbe Reihenfolge in Betracht.

Je höher nun die Zündspitze, also je größer W und je kleiner M , desto besser soll die Löschwirkung sein. Nun sind Wärmeleitfähigkeit k , Beweglichkeit v , Diffusionskoeffizient d der Ionen, mittlere freie Weglänge l ungefähr gleich groß in Luft, Kohlensäure und Stickstoff, erheblich größer in Wasser-

1) J. Frank u. E. Hertz, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. 15. p. 34. 1913.

2) J. Elster u. H. Geitel, Ann. d. Phys. 43. p. 225. 1891.

stoff; auch die Ionisierungsspannung hat in Wasserstoff einen sehr hohen Wert. Die Versuche zeigten, daß in den drei ersten Gasen die Löschwirkung ungefähr gleich gut ist, in Wasserstoff sehr viel besser, und daß sie bei abnehmendem Druck in allen Gasen stark zunimmt. Ferner zeigen sich Elektroden aus Silber ungleich wirksamer als solche aus Magnesium. In Übereinstimmung damit ist die glühelektrische und die photoelektrische Elektronenemission des stark elektronegativen Silbers bedeutend geringer als diejenige des elektropositiven Magnesiums, während das Produkt $\rho \cdot c$ aus Dichte und spezifischer Wärme und ebenso die Wärmeleitfähigkeit k größer ist beim Silber als beim Magnesium. Endlich war bei den dicken ebenen Elektroden die Löschwirkung bedeutend besser als bei den dünnen stabförmigen.

Daß sie bei unsymmetrischen Elektroden eine Mittelstellung einnahm zwischen derjenigen bei dicken und derjenigen bei dünnen Elektroden, ist hiernach selbstverständlich. Denn in diesem Falle ist ja abwechselnd während einer Periode der Entladung die dicke und während der nächsten Periode die dünne Elektrode Kathode. Welche von beiden mit dem negativen Pol der Influenzmaschine verbunden ist, spielt natürlich hierbei gar keine Rolle.

Ebenso selbstverständlich ist es, daß, wie Taege¹⁾ gefunden hat, die bei einem Elektrodenmaterial festgestellte Reihenfolge der Löschwirkung der Gase für alle anderen Elektrodenmaterialien dieselbe ist. Denn die Löschwirkung wird ja bestimmt durch eine Reihe physikalischer Konstanten des Gases wie des Elektrodenmaterials, und die ersteren sind von den letzteren völlig unabhängig, haben also denselben Wert, gleichgültig, aus welchem Material die Elektroden bestehen.

Die Frage nach der Löschwirkung des Funkens dürfte nach diesen Erörterungen als ausreichend geklärt gelten. Kurz zusammengefaßt läßt sich folgendes sagen:

Die oszillatorische Funkenentladung ist ein Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz und folgt den Gesetzen der Lichtbogendynamik. Sie erzeugt als genelektromotorische Kraft eine Spannung, die danach strebt, jedesmal unmittelbar nach der Stromumkehr zu einer, je nach den Versuchs-

1) E. Taege l. c.

bedingungen mehr oder minder hohen und steilen Zündspitze anzuwachsen. Ist die Summe aller im Entladungskreise im gleichen Augenblick wirksamen elektromotorischen Kräfte kleiner und wächst sie langsamer an, als diese Zündspitze, so muß der Funke erlöschen. Dieses Erlöschen tritt demnach um so leichter ein einerseits, je geringer die Amplitude im Entladungskreise, andererseits, je steiler und höher die Zündspitze der Funkenspannung.

Besonders günstig liegen die Verhältnisse, wenn sich im Funken zwei Schwingungen verschiedener Frequenz und gleicher Amplitude überlagern, so zu Schwebungen Anlaß gebend. Es erfolgt dann das Erlöschen vorzugsweise im Minimum der Schwebung, da hier die Amplituden längere Zeit sehr klein sind, um so länger, je geringer die Differenz der beiden Frequenzen, kurz die Verstimmung, und um so kleiner, je kleiner die Anfangsamplitude war und je größer die Dämpfung. Macht man also die Verstimmung hinreichend klein, so läßt es sich erreichen, daß der Funke bereits im ersten Minimum erlischt; man hat dann die sogenannte „reine Löschwirkung“. Die Zündspitze der Funkenspannung andererseits steigt um so höher empor, je geringer die Stromamplitude, also auch wieder je geringer die Verstimmung. Verringerung der Verstimmung übt also in doppelter Hinsicht einen günstigen Einfluß auf die Löschwirkung aus, indem sie zunächst die Amplituden der Schwingungen längere Zeit sehr niedrig hält und außerdem eben hierdurch die Zündspitze der Funkenspannung erhöht.

Die Dynamik des Lichtbogens zeigt ferner, daß diese Zündspitze um so höher ansteigt, je geringer die Stromamplitude und die Frequenz der Schwingungen, je größer die Wärmeleitfähigkeit, der Querschnitt, sowie das Produkt aus Dichte und spezifischer Wärme der Elektroden und je geringer deren lichtelektrische und glühelektrische Wirksamkeit, je geringer ferner der Druck des Gases zwischen den Elektroden und je größer seine Wärmeleitfähigkeit und seine Ionisierungsspannung, sowie die Beweglichkeit, der Rekombinationskoeffizient und der Diffusionskoeffizient elektrischer Teilchen in diesem Gase. Je besser alle diese Bedingungen erfüllt sind, desto besser ist die Löschwirkung des Funkens, desto größer kann diejenige Verstimmung sein, bei der noch reine Lösch-

wirkung auftritt, d. h. Erlöschen des Funkens im ersten Schwebungsminimum.

Die Arbeit wurde ausgeführt im Institut für angewandte Elektrizität der Universität Göttingen. Es sei mir gestattet, dem Direktor des Instituts, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Geheimrat Prof. Dr. H. Th. Simon auch an dieser Stelle meinen wärmsten Dank auszusprechen für die Anregung zu derselben, sowie das stetige fördernde Interesse und die vielfache Belehrung, die er mir in ihrem Verlauf zuteil werden ließ.

(Eingegangen 6. Dezember 1917.)