VI. Ueber den Durchgang der Electricität durch Gase.

3. Funkenentladungen von Condensatoren in normaler Luft; von Adolf Heydweiller.

1. Einleitung.

G. Kirchhoff¹⁾, C. Neumann²⁾ und Sir W. Thomson³⁾ haben bekanntlich die Gleichungen für die Electricitätsbewegung bei der Entladung eines Condensators abgeleitet. Die beiden letzteren nahmen dabei den selten verwirklichten Fall eines ununterbrochen leitenden Schliessungsbogens an; der erstere setzte zwar das Vorhandensein von Funkenstrecken voraus, machte aber über dieselben Annahmen, welche gewiss auch nicht annähernd zutreffen. In der That gelangte er auf Grund dieser Annahmen zu genau denselben Gleichungen, wie die beiden anderen Forscher für den ununterbrochenen Schliessungsbogen, sodass nach seiner Theorie die Anwesenheit von Funkenstrecken keinen Einfluss auf die Electricitätsbewegung ausüben würde. Hingegen deuten viele im Folgenden zu besprechende That-sachen darauf hin, dass dieser Einfluss ein recht erheblicher ist, und es soll hier versucht werden, denselben näher fest-zustellen.

Zu diesem Zwecke waren die entladenen Electricitäts-mengen, die im Schliessungsbogen geleistete Gesamtarbeit, sowie die im Leitungswiderstand (als Joule'sche Wärme) und im Funken auftretenden Theile derselben, sämtliche Grössen in ihrer Abhängigkeit von der Capacität des Con-densators und dem Leitungswiderstand des Schliessungsbogens, zu bestimmen. Messungen dieser Grössen liegen zwar schon in grosser Anzahl vor (von Feddersen, Freyberg,

1) Kirchhoff, Pogg. Ann. 121. p. 551. 1864. Ges. Abh. p. 168.

2) C. Neumann, Gött. Nachr. 1869. p. 17.

3) W. Thomson, Phil. Mag. (4) 5. p. 393. 1855; Math. a. phys. pap. 1. p. 540.

von Oettingen, Paalzow, Riess, Schwedoff, Villari, Zomakion u. A.), indessen fehlte es noch an genaueren quantitativen Bestimmungen unter Zurückführung sämtlicher in Betracht kommenden Grössen auf absolutes Maass, wie sie der vorliegende Zweck verlangt. In dieser Richtung sind hier die Thatsachen ergänzt worden; die dabei gewonnenen Ergebnisse sind natürlich zum Theil schon aus den früheren Arbeiten zu entnehmen.

2. Allgemeines über die Messungen.

Die Funkenentladungen von Condensatoren sind keine reinen Erscheinungen; ausser dem durch das Gas vermittelten Uebergang von Electricität, wird solche wahrscheinlich auch convectiv durch abgerissene Metalltheilchen übergeführt. Man darf wohl die stark leuchtenden scharfen Linien, welche den Anfang jedes Funkenbildes im rotirenden Spiegel begrenzen, dem letzteren Antheil zuschreiben, den mattleuchtenden continuirlichen Schimmer dagegen der eigentlichen Gasentladung. Indessen ist es sehr wahrscheinlich, dass auch hier, wie für den Inductionsfunken Perrot¹⁾ nachgewiesen hat, der convective Antheil sehr gering ist und nur Bedeutung gewinnt, wenn durch grossen Leitungswiderstand des Schliessungsbogens auch die Gasentladung auf einen kleinen Betrag herabgesetzt ist.

Ausserdem aber sind die Entladungen nur bei gewissen mittleren Leitungswiderständen des Schliessungsbogens einfach und continuirlich, wie die Betrachtung im rotirenden Spiegel, aber auch schon unmittelbar Aussehen und Geräusch des Funkens erkennen lassen. Bei kleineren Widerständen sind die Entladungen oscillirend, bei grösseren intermittirend nach Feddersen's Bezeichnung.

Die ersteren waren bei den vorliegenden Messungen ausgeschlossen; die Widerstände sind stets erheblich grösser, als der von Feddersen sogenannte Grenzwiderstand, bei dem die einfache Entladung beginnt.

Die intermittirende Entladung besteht aus einer Reihe gleichgerichteter Partialentladungen, deren jede, wie das

1) Perrot, Ann. de chim. et de phys. (3) 61. p. 200. 1861.

Funkenbild im rotirenden Spiegel zeigt, von einem jener Metallfunken eingeleitet wird. Das Auftreten und die Anzahl dieser Entladungen scheint von vielen schwer zu beherrschenden Zufälligkeiten abzuhängen; im allgemeinen nimmt die Zahl der Partialentladungen mit wachsendem Leitungswiderstand des Schliessungsbogens zu.

Es ist von vornherein wahrscheinlich und wird sich im Folgenden bestätigen, dass einfache Gesetzmässigkeiten nur für die wirklich einfachen Entladungen bestehen, und dass dieselben um so mehr verdeckt werden, je grösser der Einfluss der nachfolgenden Partialentladungen wird. Glücklicherweise wird derselbe erst bei sehr grossen Widerständen erheblich; bei kleineren scheint der weitaus grösste Theil der gesammten entladenen Electricitätsmenge schon in der ersten Partialentladung überzugehen, während die folgenden nur einen geringen Antheil liefern; erst mit starker Abnahme der ersten Partialentladung bei grössten Widerständen, wird dieser Antheil überwiegend.

Auch ausserdem treten bei der Funkenbildung Unregelmässigkeiten auf, über deren Ursache man keine genügende Rechenschaft geben kann, und welche auch andere Beobachter erwähnen.¹⁾ Messungen, die unter scheinbar gleichen Umständen angestellt waren, ergaben oft erhebliche Unterschiede; die Genauigkeit dieser Messungen ist daher leider eine sehr beschränkte und auch aus diesem Grunde kann man nur eine Annäherung an einfache Gesetze erwarten.

Jene Unregelmässigkeiten zeigen sich auch namentlich darin, dass im Verlauf einer längeren Beobachtungsreihe oft erhebliche Aenderungen eintraten, sodass die Anfangswerthe mit den Endwerthen nicht immer direct vergleichbar waren. Es wurde daher jede Beobachtungsreihe in umgekehrter Folge wiederholt, und aus den entsprechenden Gruppen beider Reihen das Mittel genommen.

Immerhin scheinen mir die Funken geeigneter zum Studium der reinen Gasentladungen, als der continuirliche

1) Z. B. Feddersen, Beiträge zur Kenntniss des electrischen Funkens. Kiel 1857. p. 18 ff.; Pogg. Ann. 113. p. 440. 1861. Freyberg, Wied. Ann. 38. p. 242. 1889.

Electricitätsübergang im Lichtbogen, in welchem, wie aus Hrn. Stenger's¹⁾ Mittheilungen folgt, wahrscheinlich Metalldämpfe die Leitung übernehmen.

3. Die Apparate.

Die Messapparate sind zum Theil (Galvanometer, Funkenmikrometer) in einer früheren Arbeit²⁾ schon benutzt worden, auf die bezüglich mancher Einzelheiten verwiesen werden kann.

Hier wurde der Wiedemann'schen Bussole der Kupferdämpfer wieder eingefügt, um die Magnethadel gegen electrostatische Einwirkungen zu schützen; übrigens waren die Drahtrollen, ebenso wie der Dämpfer, stets mit der Erde in leitender Verbindung. Nur zur Messung der entladenen Electricitätsmengen dienten die früher benutzten Rollen mit guttaperchaisolirtem Draht; dieselben blieben aber immer mit der Funkenstrecke in den Hauptschliessungsbogen des Condensators eingeschaltet, um eine constante Selbstinduction desselben zu haben. Für die Messung der zurückbleibenden Electricitätsmengen wurden dagegen andere Rollen mit je 4000 Windungen eines feineren Drahtes benutzt. — Besondere Aufmerksamkeit wurde darauf verwendet, dass die Entladungen kein Ummagnetisiren des empfindlichen astatischen Nadelsystems bewirkten, was durch Constanz des Nullpunktes und der Empfindlichkeit leicht festgestellt werden konnte.

Als Electroden der Funkenstrecke dienten hier Messingkugeln von nahe 0,5 cm Halbmesser mit 0,25 cm dicken Zu-leitungsstäben; sie sind nicht genau abgedreht und der Krümmungsradius der einen ist an der Entladungsstelle etwas grösser, was bei den hier verwendeten kleinen Funkenstrecken (bis 0,3 cm) nicht in Betracht kommt. Vor jeder Beobachtungsreihe wurden sie frisch geputzt und polirt. Die Funken bildeten sich mit wenigen, besonders erwähnten Ausnahmen in freier, durch Luftheizung gewärmter, also ziemlich trockener Zimmerluft von 13—18° und 738—760 mm Druck. Die Beobachtungen fielen in die kältere Jahreszeit vor Mitte April.

1) Stenger, Wied. Ann. 25. p. 31. 1885.

2) Heydweiller, Wied. Ann. 38. p. 534. 1889.

Zu Widerständen über 0,5 Megohm wurden Hittorf'sche Jodkadmiumwiderstände¹⁾ (Lösung von Kadmiumjodid in Amylalkohol mit amalgamirten Kadmiumelectroden) verwandt, die kleineren aus Zinkvitriollösung mit amalgamirten Zinkelectroden hergestellt.

Als Condensatoren habe ich Leydener Flaschen aus sehr gut isolirendem Glase²⁾ benutzt, da sich der Einfluss der Rückstandsbildung durch die Versuchsanordnung leicht vermeiden liess. Luftcondensatoren wären in mancher Hinsicht vorzuziehen gewesen, doch hätten sie bei hinreichender Capacität und Schlagweite unbehülflich gross sein müssen, und Isolirungsmängel sind auch bei ihnen nicht völlig zu vermeiden. Zur Anwendung kamen zwei Flaschen von etwa 0,35 und 0,25 mm Glasdicke und je 2750 qcm innerer Belegung.

Dieselben wurden mittelst einer kleinen Holtz'schen Influenzmaschine mit einer rotirenden Scheibe von 40 cm Durchmesser und zwar immer negativ geladen. Der positive Pol der Maschine, wie die äussere Belegung der Flaschen waren stets zur Erde abgeleitet.

Für gut leitende Verbindungen der einzelnen Theile des Schliessungsbogens war Sorge getragen.

Um die nach der Funkenentladung in dem Condensator zurückgebliebenen Electricitätsmengen unabhängig vom Rückstande zu messen, bediente ich mich eines dem v. Liphart'schen Fallschlüssel³⁾ ähnlichen Ausladers. Derselbe besteht aus einem mit einer Bleikugel beschwerten, einarmigen Metallhebel, der mit der inneren Belegung der Flaschen leitend verbunden wird. Er kann an einem Seidenfaden hinaufgezogen werden bis zur Berührung mit einem Blech, das mit dem negativen Pole der Influenzmaschine in Verbindung steht; in dieser Lage des Hebels wird die Flasche geladen. Unmittelbar nach dem Funkenübergang lässt man den Faden los, der Hebel fällt und streift dabei ein federndes Blech,

1) Hittorf, Wied. Ann. 7. p. 559. 1879.

2) 40 Volt gaben durch die Flaschen an einem sehr empfindlichen Galvanometer, das $2,7 \times 10^{-10}$ Amp. angezeigt hätte, keinen Ausschlag. Dementsprechend war auch die Rückstandsbildung gering.

3) v. Liphart, Pogg. Ann. 116. p. 513. 1862.

das durch das Galvanometer und einen geeigneten Widerstand (100 000 Ohm) zur Erde abgeleitet ist. Die Berührungszeit des Hebels mit dem Blech ist so geregelt, dass die Entladung eine vollständige ist, was durch Aenderung des zugeschalteten Widerstandes und damit der Entladungsdauer leicht geprüft werden kann. Es wird dadurch erreicht, dass die innere Belegung der Flaschen unmittelbar nach dem Funkenübergang isolirt, dann durch das Galvanometer entladen und gleich darauf von diesem wieder getrennt wird. Der ganze Vorgang ist in einigen Zehntelsekunden beendet.

Zur Bestimmung der als Joule'sche Wärme auftretenden Stromarbeit kann man zwei Wege einschlagen, den dynamometrischen und den calorimetrischen. Ein zu derartigen absoluten Messungen geeignetes Dynamometer stand mir nicht zur Verfügung; hinreichende Empfindlichkeit, gute Isolirung und constante Dämpfung werden auch nur schwer gleichzeitig zu erreichen sein. Ausserdem würde ein solches Instrument den Selbstinductionscoëfficienten des Schliessungsbogens erheblich vermehrt haben, was ich zu vermeiden wünschte.

Es blieb also die calorimetrische Methode. Das Riess'sche Luftthermometer erwies sich bei grossen Widerständen des Schliessungsbogens als zu unempfindlich; ich habe daher eine Art von Flüssigkeitswiderstand-Thermometer construirt, das die in der leitenden Flüssigkeit bei der Entladung entwickelte Wärme direct durch die Ausdehnung derselben zu messen gestattet. Dasselbe besteht in seiner endgültigen Form aus einer 0,6 cm weiten Glasröhre; dieselbe ist mit einer Lösung von Kadmiumjodid in Amylalkohol gefüllt, an den Enden geschlossen und mit seitlichen Ansatzröhren versehen, von denen eine capillare nach aussen offen ist, während in die anderen mit einem Kitt aus Kaolin und Wasserglas einige Centimeter lange und 0,05 cm dicke amalgamirte Kadmiumdrähte als Electroden luftdicht eingekittet sind. Die Ausdehnung der Flüssigkeiten wird in der Capillare mittelst eines Mikroskopes mit Oculartheilung gemessen; wie hieraus die entwickelte Wärmemenge zu bestimmen ist, wird im folgenden Abschnitt gezeigt werden.

4. Die Constanten der Apparate.

Die Widerstände, Electricitätsmengen, Potentiale wurden mittelst eines gut calibrirten Rheostaten von Hartmann und Braun und eines Torsionsgalvanometers von Siemens und Halske, das noch mit dem Silbervoltmeter besonders geeicht wurde, auf absolutes Maass zurückgeführt.

Der Reductionsfactor der Wiedemann'schen Bussole wurde durch Abzweigung nach einem bekannten Widerstandsverhältniss von einem durch das Torsionsgalvanometer gehenden Hauptstrome bestimmt; ihre Empfindlichkeit war meist so abgeglichen, dass bei etwa 7,5 Sec. Schwingungsdauer, 230 cm Scalenabstand und Dämpfungsverhältniss 5,5 einer Electricitätsmenge von einem Mikrocoulomb (10^{-6} Coulomb) ein Impulsivauschlag von etwa 1 mm entsprach. Schwingungsdauer und Galvanometerconstante wurden häufig bestimmt und änderten sich nur langsam im Laufe der Zeit.

Zur Bestimmung der grossen Jodcadmiumwiderstände von 0,5—30 Megohm (10^6 Ohm) wurde die Wiedemann'sche Bussole mit zwei Rollen von je 9000 Windungen versehen, ihr Reductionsfactor, wie vorstehend angegeben, und die electromotorische Kraft einer constanten Säule (1 bis 3 Daniell) mit dem Torsionsgalvanometer bestimmt, und die von letzterer in den Widerständen erzeugte Stromintensität mit der Bussole gemessen. Die Abwesenheit einer merklichen Polarisirung wurde durch besondere Versuche festgestellt. Die Widerstände unter einem Megohm zeigten wohl während einer Versuchsreihe erhebliche Aenderungen; der Electrodenabstand war bei ihnen sehr klein. Die Widerstände befanden sich der Isolirung halber in Luft; die Temperatur des Beobachtungsraumes blieb aber recht constant während der Versuche, sodass die Widerstandsangaben auf einige Procente genau sein dürften; das ist hier aber ausreichend, da auch die Messungen der Electricitätsmengen und der Joule'schen Wärme, der erwähnten Umstände halber, keine grössere Genauigkeit zulassen.

Die Capacität der Leydener Flaschen wurde in bekannter Weise durch langdauernde Ladung mittelst einer Chromsäurebatterie von 40 Elementen, deren electromoto-

rische Kraft gleichfalls am Torsionsgalvanometer gemessen war, und Entladung durch die Wiedemann'sche Bussole (mit den empfindlichen Rollen) bei kurzem Schluss bestimmt. Für die beiden Flaschen einzeln und für beide zusammen ergaben sich folgende Capacitäten in Mikrofarad:

$$0,00452; \quad 0,00750; \quad 0,01198.$$

Es wurden die abgerundeten Werthe:

4,5, 7,5 und 12,0 10^{-3} Mikrofarad [$10^{-18} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^2$] im Folgenden benutzt.

Der Selbstinductionscoëfficient der mit Guttapercha isolirten Galvanometerrollen, gegen den derjenige der zugeschalteten Widerstände und Verbindungsdrähte zu vernachlässigen war, wurde nach der Methode von Dorn¹⁾ zu $8,0 \times 10^6 \text{ cm} = 0,008$ Quadrant bestimmt. Diese Rollen blieben, wie bemerkt, immer im Hauptschliessungsbogen eingeschaltet; wo sie zu Messungen dienten, waren sie von dem Kupferdämpfer des Galvanometers so weit entfernt, dass nach Hrn. Klemenčič's Erfahrungen²⁾ ihre Selbstinduction durch denselben nicht wesentlich beeinflusst wurde.

Für den vorstehenden Selbstinductionscoëfficienten p und die obigen drei Capacitäten c ergeben sich folgende Werthe des Grenzwiderstandes $\bar{r} = 2\sqrt{p/c}$, für welchen die oscillirende Entladung in die einfache übergeht:

$$\bar{r} = 2670, \quad 2070, \quad 1630 \text{ Ohm } [10^9 \text{ cm sec}^{-1}].$$

Zur Bestimmung der Joule'schen Wärme diene das im vorigen Abschnitt beschriebene Widerstandsthermometer. Ist w die bei der Entladung in dem Flüssigkeitswiderstand entwickelte Wärmemenge, v das Volumen, s das specifische Gewicht und σ die specifische Wärme der Flüssigkeit, so ist, falls kein Wärmeverlust stattfindet, die Temperaturerhöhung derselben:

$$\vartheta = \frac{w}{v \cdot s \cdot \sigma}.$$

Dabei erfährt die Flüssigkeit, wenn α ihr Ausdehnungscoëfficient, die Volumvermehrung:

$$v \cdot \alpha \cdot \vartheta = \frac{w \cdot \alpha}{s \cdot \sigma};$$

1) F. Kohlrausch, Prakt. Physik 6. Aufl. p. 283.

2) Klemenčič, Exner's Rep. 22. p. 587. 1886.

dieselbe ist also unabhängig von dem Volumen v . Wird die Ausdehnung in einer Capillaren vom Querschnitt $\pi \rho^2$ durch Verschiebung des Flüssigkeitsfadens um die Länge λ gemessen, so ist:

$$\frac{w \cdot \alpha}{s \cdot \sigma} = \pi \cdot \rho^2 \cdot \lambda, \text{ woraus } w = \pi \cdot \rho^2 \cdot \lambda \cdot \frac{s \cdot \sigma}{\alpha}$$

folgt; es ist also w der Verschiebung λ proportional.

Der Wärmeverlust während der übrigens kurzen Entladungsdauer (von höchstens 0,05 Sec.) ist nun freilich schwer zu bestimmen. Eine ungefähre Schätzung ergibt aber, dass man ihn bei den vorliegenden Versuchen unbedenklich vernachlässigen darf, da er 1 Proc. der gesamten entwickelten Wärmemenge bei weitem nicht erreichen dürfte. In der That lässt sich auch aus zahlreichen Messungen, die mit verschiedener Concentration der Jodkadmiumlösung (0,05 und 0,20 Grammmoleküle im Liter) und verschiedener Weite der Röhre angestellt wurden, kein die Versuchsfehler übersteigender Einfluss des Verhältnisses der Oberfläche der Flüssigkeit zum Volumen auf die gemessene Wärmemenge erkennen. Ebenso wenig scheint die Weite der Capillare von Einfluss zu sein.

Bei den unten mitgetheilten Versuchen wurde eine Lösung von 0,05 Grammmolekül im Liter benutzt. Specifisches Gewicht und Ausdehnungscoefficient wurden mit dem Pyknometer bestimmt; es ergab sich:

$$s = 0,8295 \text{ bei } 16^\circ,$$

$$\alpha = 0,0,909 \text{ zwischen } 13^\circ \text{ und } 19^\circ.$$

Die specifische Wärme ergab sich nach der von Hrn. Pfaundler angegebenen Methode unter Benutzung einer quecksilbergefüllten Glaskugel als Erhitzungskörper¹⁾:

$$\sigma = 0,520 \text{ zwischen } 12^\circ \text{ und } 25^\circ.$$

Der Querschnitt der Capillare wurde durch Wägen eines Quecksilberfadens und directe Messung des Durchmessers mit dem Mikroskop übereinstimmend:

$$\pi \rho^2 = 0,00928 \text{ qcm}$$

gefunden. Daraus berechnet sich:

$$w = 4,406 \cdot \lambda \text{ Grammcalorien,}$$

wenn λ in Centimetern ausgedrückt wird.

1) Vgl. F. Kohlrausch, Prakt. Physik 6. Aufl. p. 94.

Die Verschiebung des Flüssigkeitsfadens wurde mit einem Mikroskop mit Ocularmikrometer beobachtet; ein Theilstrich p der Oculartheilung ist gleich $\frac{1}{400}$ cm, mithin:

$$w = 0,001\,101 \cdot p \text{ Grammcalthorien,}$$

oder $w = 0,004\,67 \cdot p \text{ Joule [Volt} \times \text{Amp.} \times \text{sec],}$

wenn man nach Hrn. Dieterici's Bestimmung¹⁾:

$$1 \text{ Grammcalth.} = 4,244 \times 10^7 \text{ g} \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}^2} = 4,244 \text{ Joule setzt.}$$

5. Die entladenen Electricitätsmengen.

Um zunächst einen allgemeinen Ueberblick über die Abhängigkeit der Entladung von Capacität und Leitungswiderstand zu gewinnen, habe ich eine grössere Anzahl von Messungen der entladenen Electricitätsmenge bei verschiedenen Widerständen, Capacitäten und Funkenstrecken vorgenommen, deren Ergebnisse in Tab. 1 zusammengestellt sind.

Tabelle 1.

Entladene Electricitätsmengen in Mikroculomb.

Temp. 14,5°. Barometerstand 738 mm.

Reihe	Capacität in 10 ⁻⁸ Mikrof.	Eingeschaltete Leitungswiderstände in Megohm							
		0,0086	0,75	1,34	3,10	6,10	12,20	18,30	24,40
0,1 cm Funkenstrecke									
1	7,5	36,5	31,7	28,3	17,0	14,4*(7,1)	3,1*(0,8)	2,2*(0,5)	1,2*(0,4)
2	12,0	61,4	45,2	35,8	26,2	12,7*(8,0)	1,9*(1,0)	—	—
0,2 cm Funkenstrecke									
3	4,5	35,9	31,1	26,2	20,3	13,7	3,5*(1,0)	1,5*(0,4)	—
4	7,5	62,9	52,7	44,1	34,2	24,6	6,8*(1,8)	3,6*(0,8)	1,8*(0,4)
5	12,0	99,2	87,2	72,3	54,4	36,1	19,9*(7,3)	6,5*(0,9)	—
0,3 cm Funkenstrecke									
6	4,5	49,0	43,5	39,7	27,4	23,0	11,1	7,3*(5,5)	4,9*(0,8)
7	7,5	77,2	70,2	64,9	46,1	36,4	15,7	5,5*(3,5)	3,6*(2,0)
8	12,0	128,2	112,6	103,9	76,5	58,1	23,6	3,2*(0,5)	3,4*(1,1)

Jede der für die entladene Electricitätsmenge angegebenen Zahlen ist das Mittel aus 10 Einzelwerthen; um einen Begriff von dem Gang der Beobachtungen zu geben, theile ich die Beobachtungen einer Reihe von mittlerer Genauigkeit (Nr. 2) ausführlich mit. Dieselbe ist als typisch zu betrachten auch für die in den späteren Abschnitten mitzutheilenden Messungen.

¹⁾ Dieterici, Wied. Ann. 33. p. 433. 1888.

Tabelle 1_a.

Reihe 2. 0,1 cm Funkenstrecke; Capacität $12,0 \times 10^{-3}$ Mikrofarad.
Eingeschaltete Leitungswiderstände in Megohm.

	0,0086	0,75	1,34	3,10	6,10	12,20
	53,5	45,9	34,4	25,7	15,7	1,0
	61,9	47,4	42,2	28,8	8,8	2,4
	63,8	42,7	35,2	27,0	16,5	3,2
	64,0	46,0	31,9	20,9	8,0	1,9
	62,3	47,0	36,4	26,2	8,1	1,2
Mittel	61,10	45,80	36,02	25,72	11,42	1,94
	59,6	45,9	38,5	28,3	15,2	—
	63,1	42,0	31,5	26,1	14,7	—
	61,1	40,0	34,3	26,6	15,9	—
	57,2	45,2	35,8	25,5	15,2	—
	63,5	47,0	35,5	25,4	8,4	—
Mittel	60,90	44,02	35,12	26,38	13,88	—
Hauptmittel	61,00	44,91	35,57	26,05	12,65	1,94

Hier sind die Galvanometerausschläge angegeben; dieselben sind bei einer Galvanometerconstanten von $2,335 \times 10^{-7}$ Amp., einer Schwingungsdauer von 7,45 Sec. und einem Dämpfungsverhältniss von 5,86 mit 1,006 zu multipliciren, um Mikrocoulomb zu erhalten. Die Reihenfolge der Beobachtung der einzelnen Gruppen ist in der oberen Hälfte von links nach rechts, in der unteren umgekehrt. Die Mittel aus den entsprechenden Gruppen stimmen bei anderen Reihen weniger gut überein, als bei dieser; auch die Einzelbeobachtungen zeigen manchmal noch stärkere Abweichungen voneinander.

Die Reihen der Tab. 1 sind an drei aufeinander folgenden Tagen unter sehr constant bleibenden Verhältnissen erhalten worden; zu anderen Zeiten konnten die gemessenen Werthe erheblich (10 Proc. und mehr) abweichen, ohne dass sich die Ursache hätte angeben lassen.

Die Beobachtungen bestätigen zunächst die bekannte Thatsache, dass die entladene Electricitätsmengen mit wachsendem Widerstande des Schliessungsbogens abnehmen. Zu bemerken ist, dass bis etwa 4 Megohm die Entladungen einfach sind, dann beginnen sie intermittirend zu werden, wie Aussehen und Geräusch der Funken, namentlich aber auch photographische Aufnahmen deutlich erkennen lassen. Mit wachsendem Widerstand nimmt die Intermittenz immer mehr zu und bei einem gewissen, mit grösseren Funkenstrecken

zunehmenden Widerstand, werden die Beobachtungen ganz unregelmässig, sodass der Mittelwerth eigentlich keine Bedeutung mehr hat. Neben sehr grossen Ausschlägen des Galvanometers, die mit einem starken Zischen des Funkens verbunden sind, kommen ganz kleine, bei grössten Widerständen nahezu verschwindend kleine vor, die einem einfachen Funken zu entsprechen scheinen. In der Tab. 1 sind die Mittelwerthe aus diesen Beobachtungen mit einem Stern bezeichnet und es ist denselben der kleinste beobachtete Werth in Klammern hinzugefügt.

Nach Feddersen's¹⁾ Beobachtungen besteht das Bild der Entladungsfunken im rotirenden Spiegel bei sehr grossen Widerständen nur noch aus einer grossen Anzahl leuchtender Linien, während der schwachleuchtende Schimmer der eigentlichen Gasentladung fast ganz verschwindet. Darf man jene Linien den Metallfunken zuschreiben, wie es wahrscheinlich ist, so geht aus den mitgetheilten Zahlen hervor, dass die in jedem einzelnen dieser Metallfunken übergeführte Electricitätsmenge auch bei Condensatorfunken sehr klein ist, in Uebereinstimmung mit den Beobachtungen Perrot's²⁾ beim Inductionsfunken.

Es lässt sich weiter aus den obigen Beobachtungen schliessen, dass die eigentliche Gasentladung mit wachsendem Widerstand bis zum Verschwinden abnimmt und zwar um so schneller, je kleiner die Funkenstrecke ist.

Endlich ergibt sich auch, dass bei derselben Funkenstrecke die entladenen Electricitätsmengen bei allen Widerständen, mit Ausnahme der grössten, den Capacitäten proportional sind. Die in Tab. 2 mitgetheilten Quotienten der Electricitätsmengen durch die zugehörige Capacität zeigen dies deutlich; die Abweichungen liegen durchweg innerhalb der Fehlergrenzen. Man darf diese Beziehung daher als für die einfachen Funkenentladungen streng gültig annehmen.

1) Feddersen, Beiträge zur Kenntniss des electrischen Funkens. Kiel 1857.

2) Perrot, Ann. de chim. et de phys. (3) 61. p. 200. 1861.

Tabelle 2.
Entladene Electricitätsmengen
 Capacitäten in Volt.

Reihe	Capacität in 10 ⁻³ Mikrof.	Leitungswiderstände in Megohm					
		0,0086	0,75	1,34	3,10	6,10	12,20
0,1 cm Funkenstrecke							
1	7,5	4870	4230	3770	2270	—	—
2	12,0	5120	3770	2980	2180	—	—
0,2 cm Funkenstrecke							
3	4,5	7980	6910	5820	4510	3040	—
4	7,5	8390	7030	5880	4560	3280	—
5	12,0	8270	7270	6020	4530	3010	—
0,3 cm Funkenstrecke							
6	4,5	10890	9670	8820	6090	5110	2470
7	7,5	10500	9360	8650	6150	4850	2090
8	12,0	10680	9380	8660	6370	4840	1970

6. Die Entladungspotentiale.

Zur Bestimmung der Entladungspotentiale mit Hülfe der bekannten Capacitäten der Leydener Flaschen benutzte ich die Thatsache, dass bei sehr grossen Widerständen im Funken nur eine sehr kleine Electricitätsmenge entladen wird. Die Flaschen wurden unter langsamem Drehen der Influenzmaschine geladen, bis die Funkenentladung durch einen grossen, eingeschalteten Widerstand (etwa 30 Megohm) erfolgte und durch eine kleine weitere Drehung, deren Grösse sich nach einigen Vorversuchen leicht bestimmen liess, die entladene Electricitätsmenge wieder ersetzt, das Potential also wieder bis nahe auf das Entladungspotential gebracht; eben bevor nun die neue Entladung durch den Funken erfolgen musste, wurden die Flaschen mittels des in Abschnitt 3 beschriebenen Ausladers durch das Galvanometer unter Ausschluss des Rückstandes vollständig entladen. Aus der Capacität und der entladenen Electricitätsmenge war das Entladungspotential zu berechnen. Diese Messungen wurden im Zusammenhang mit den im nächsten Abschnitte zu erwähnenden ausgeführt; dass sie brauchbare Ergebnisse lieferten, mag die folgende Zusammenstellung zeigen (Tab. 3), die ausser den verschiedenen von mir erhaltenen Werthen die entsprechenden für Messingkugeln von

1 cm Durchmesser von den Herren Paschen¹⁾, Baille²⁾ und Freyberg³⁾ gemessenen Potentiale enthält. Die beiden ersteren haben sich electrostatischer Methoden bedient (eine electrostatische Potentialeinheit ist gleich 300 Volt angenommen), der letztere dagegen gleichfalls einer galvanometrischen.

Tabelle 3.

Entladungspotentiale in Volt.

Capacität in 10^{-3} Mikrof.	F u n k e n s t r e c k e			
	0,1 cm	0,2 cm	0,3 cm	
4,5	—	—	11820	
7,5	—	—	11470	
			11770	
12,0	4770	8570	11400	
	4850	8440	11680	(Paschen)
	4570	8030	11200	(Baille)
	4660	9500	11700	(Freyberg)

Auch die Einzelbeobachtungen stimmen sehr gut miteinander überein; z. B. ergaben sich in einer Beobachtungsgruppe die Ausschläge:

104,2, 105,2, 103,0, 103,5, 105,2; Mittel: 104,22.

7. Die zurückbleibenden Ladungen.

Zur Berechnung der von den electrischen Kräften bei der Entladung geleisteten Gesamtarbeit ist ausser der Capacität und dem Entladungspotential oder der Anfangsladung noch die Kenntniss der zurückbleibenden Ladungen erforderlich. Ueber die Bestimmung derselben unabhängig von dem wiederauftretenden Rückstand ist in Abschnitt 3 das Nöthige bemerkt worden.

Tabellen 4—6 enthalten die Zusammenstellung der mit der grössten Capacität (12×10^{-3} Mikrofarad) und drei Funkenstrecken gewonnenen Zahlen. Die erste Spalte enthält die Leitungswiderstände des Schliessungsbogens r , die zweite die zurückbleibenden Ladungen q_1 , die dritte deren Quadrate q_1^2 . Aus den Zahlen der vierten Spalte, welche die Quo-

1) Paschen, Wied. Ann. 37. p. 81. 1889.

2) Baille, Ann. de chim. et de phys. (5) 25. p. 486. 1882.

3) Freyberg, Wied. Ann. 38. p. 250. 1889.

tienten q_1^2/r darstellen, ergibt sich, wenn auch nur mit sehr mässiger Annäherung, dass diese Quotienten von dem Widerstande r nahe unabhängig sind.

Tabellen 4—6.

Zurückbleibende Ladung in Mikroculomb.

0,3 cm Funkenstrecke. Temp. 17,9°. Bstd. 760 mm.

Capacität $12,0 \times 10^{-8}$ Microfarad.

$q_0 = 136,7$ Mikroculomb.

Widerst. in Megohm	q_1	q_1^2	$\frac{q_1^2}{r}$ Mikrocul. Ohm	$\frac{q_1^2}{4c^2r}$
0,60	30,6	936	1560×10^{-6}	2,71
1,30	47,9	2294	1760 "	3,06
4,00	78,9	6225	1560 "	2,71
5,50	82,6	6823	1240 "	2,15
6,80	92,3	8519	1250 "	2,17
9,20	107,6	11580	1260 "	2,19
12,90	117,0	13690	(1060 ")	(1,84)
Mittel			1440×10^{-6}	2,50

0,2 cm Funkenstrecke. Temp. 17,0°. Bstd. 751 mm.

$12,0 \times 10^{-8}$ Mikrofarad: $q_0 = 102,9$ Mikroculomb.

0,90	30,5	930	1030×10^{-6}	1,79
3,20	53,8	2894	900 "	1,56
3,90	55,6	3091	790 "	1,37
5,40	64,8	4199	780 "	1,35
7,40	74,0	5476	740 "	1,28
10,10	87,4	7639	750 "	1,30
11,90	92,1	8482	(710 ")	(1,23)
Mittel			830×10^{-6}	1,44

0,1 cm Funkenstrecke. Temp. 17,2°. Bstd. 749 mm.

$12,0 \times 10^{-8}$ Mikrofarad; $q_0 = 57,2$ Mikroculomb.

0,90	22,1	488	540×10^{-6}	0,94
3,20	42,2	1780	560 "	0,97
3,90	45,2	2048	520 "	0,90
5,40	54,6	2981	550 "	0,95
7,40	57,2	3272	(440 ")	(0,76)
Mittel			540×10^{-6}	0,94

Die Ursache der Abweichungen von dieser Gesetzmässigkeit kann nur theilweise in Beobachtungsfehlern liegen, da sich in allen Reihen ein bestimmter Gang, nämlich eine Abnahme von q_1^2/r mit wachsendem r zeigt; sie ist indessen unschwer anzugeben und zweifellos in dem Auftreten der intermittirenden Entladungen zu suchen.

Nimmt man nämlich an, dass die erwähnte Gesetz-

mässigkeit, wie es wahrscheinlich ist, nur für die einfache Entladung streng gültig sei, so muss durch die nachfolgenden Theilentladungen, welche die nach der ersten zurückgebliebene Ladung verringern, eine noch stärkere und mit r wachsende Verminderung von q_1^2/r bewirkt werden. Wirklich zeigt sich die bei weitem grösste Abweichung bei dem grössten Widerstande, bei dem nach Tab. 1 die Entladungen schon ganz unregelmässig sind und die erste einfache Entladung wahrscheinlich schon verschwindend klein ist. Die entsprechenden Werthe von q_1^2/r sind daher auch eingeklammert und bei der Mittelnahme ausgeschlossen worden.

Erwähnt sei übrigens, dass auch Isolirungsfehler das Ergebniss in eben diesem Sinne beeinflussen würden.

Dass hier aber die erstere Ursache die hauptsächlich maassgebende ist, lässt sich dadurch beweisen, dass die Abweichungen wesentlich grösser ausfallen, wenn man das Entstehen intermittirender Entladungen befördert; dies geschieht aber dadurch, dass man die Funkenstrecke mit einer kleineren geschlossenen Hülle umgibt. In der Hoffnung, die Versuche regelmässiger zu erhalten durch Entfernen des Staubes, schloss ich die Funkenstrecke in einen etwa 5 cm langen und ebenso weiten Glascylinder ein, in den durch einen längeren Wattepfropfen filtrirte Luft eingeführt wurde. Das Ergebniss war dem erwarteten entgegengesetzt; die Unregelmässigkeiten waren wesentlich grösser, als bei dem Funkenübergang in freier Luft, und es war leicht zu erkennen, dass

Tabelle 7.

Zurückbleibende Ladung in Mikrocoulomb.

0,3 cm Funkenstrecke. Temp. 16,9°. Bstd. 753.

$7,5 \times 10^{-3}$ Mikrofarad; $q_0 = 86,0$ Mikrocoulomb.

Widerstand in Megohm	q_1	q_1^2	$\frac{q_1^2}{r}$
0,62	18,7	350	560×10^{-6}
1,33	27,7	767	580 "
4,10	49,0	2401	580 "
5,60	50,6	2560	460 "
6,90	51,8	2683	390 "
9,40	55,8	3114	330 "
13,10	61,2	3745	290 "
19,60	69,2	4789	240 "

die Intermittenz der Entladungen bedeutend stärker geworden war. Tab. 7 enthält die Ergebnisse einer mit eingeschlossener Funkenstrecke ausgeführten Messungsreihe.

Der wesentlich stärkere Abfall von q_1^2/r mit wachsendem r vom Beginne der intermittirenden Entladung an, ist daraus unmittelbar ersichtlich.

Nach Abschnitt 5 ist die entladene Electricitätsmenge der Capacität proportional; dasselbe muss von der zurückbleibenden gelten, da das Entladungspotential von der Capacität unabhängig ist. Man darf mithin behaupten, dass für die einfache Entladung die Grösse:

$$k = \frac{q_1^2}{4rc^2}.$$

eine von der Capacität c und dem Widerstande des Schliessungsbogens r unabhängige Grösse ist. In der letzten Spalte der Tabellen 4—6 ist dieselbe in Volt $\times$ Amp. angegeben; wir werden später auf sie zurückkommen und ihre Bedeutung kennen lernen.

8. Die Joule'sche Stromwärme im Schliessungsbogen.

Die Methode, nach welcher die Joule'sche Stromwärme im leitenden Theile des Schliessungsbogens gemessen wurde, ist in Abschnitt 4 beschrieben. Bei diesen Messungen traten dieselben Unregelmässigkeiten, wie bei den übrigen, noch verstärkt auf; namentlich konnten die zu verschiedenen Zeiten gewonnenen Resultate erheblich voneinander abweichen.

Es wäre daher, um streng vergleichbare Resultate zu haben, erwünscht gewesen, die Messungen der entladenen und zurückbleibenden Electricitätsmengen und der entwickelten Wärmemengen gleichzeitig anzustellen. Das hätte das Zusammenwirken mehrerer Beobachter erfordert, die mir nicht zur Verfügung standen.

Aus der grossen Zahl von Beobachtungen, die im wesentlichen alle denselben Gang zeigen und die gewonnenen Ergebnisse bestätigen, theile ich hier nur einige Reihen mit, die in unmittelbarem Zusammenhange (gleich vorher und nachher) mit den in den Tabellen 4 und 5 mitgetheilten Reihen erhalten wurden und mit diesen daher vergleichbar sind.

Tabelle 8—9.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Stromwärme } w = \int_0^{t_1} r i^2 dt \\ \text{Gesamtarbeit der Entladung } a = \frac{q_0^2 - q_1^2}{2c} \\ \text{Arbeit im Funken } f = a - w \end{array} \right\} \text{ in Joule.}$$

0,3 cm Funkenstrecke 12×10^{-3} Mikrofarad.

Widerstand r in Megohm	w	a	f
0,60	0,714	0,740	0,026
1,30	0,626	0,683	0,057
4,00	0,454	0,519	0,065
5,50	0,416	0,494	0,078
6,80	0,357	0,424	0,067
9,20	0,234	0,296	0,062
12,90	0,156	0,208	0,052
0,2 cm Funkenstrecke 12×10^{-3} Mikrofarad.			
0,90	0,369	0,402	0,033
3,20	0,259	0,320	0,061
3,90	0,244	0,312	0,068
5,40	0,193	0,266	0,073
7,40	0,163	0,213	0,050
10,10	0,080	0,123	0,043
11,90	0,044	0,087	0,043

Die Tabellen 8 und 9 enthalten in Spalte 1 die Widerstände r , in Spalte 2 die entwickelten Wärmemengen $w = \int_0^{t_1} r i^2 dt$, wenn i die Intensität des Entladungsstromes zur Zeit t , t_1 aber die Entladungsdauer, für die Capacität 12×10^{-3} Mikrofarad. Ueber die Spalten 3 und 4 vergleiche den folgenden Abschnitt.

9. Die Entladungsarbeit im Funken.

Die im Abschnitt 6 und 7 mitgetheilten Zahlen erlauben die bei der Entladung von den electrischen Kräften geleistete Gesamtarbeit zu berechnen. Dieselbe ist, wenn q_0 die anfängliche, q_1 die zurückbleibende Ladung bezeichnen:

$$a = \frac{q_0^2 - q_1^2}{2c}.$$

q_0 ergibt sich aber aus dem Entladungspotential (Tab. 3) und der Capacität in bekannter Weise.

Macht man die wohl erlaubte Annahme, dass diese Arbeit ganz im Schliessungsbogen wieder erscheint, dass also

die bei der Entladung — abgesehen von der Rückstandsbildung — im Dielectricum des Condensators geleistete Arbeit verschwindend klein sei, so gibt die Differenz $a - w$ die im Funken geleistete Arbeit an.

Die Spalten 3 und 4 der Tabellen 8 und 9 enthalten die mit Hülfe der Tabellen 3, 4 und 5 berechneten Werthe von a und $f = a - w$, d. h. der Gesamtarbeit und der Funkenarbeit der Entladung.

Dieselben bestätigen das schon vor längerer Zeit von Hrn. Paalzow¹⁾ gefundene Ergebniss, dass die Funkenarbeit bei nicht oscillirender Entladung mit wachsendem Widerstande des Schliessungsbogens bis zu einem Maximum zu-, dann wieder abnimmt.

Es sei bemerkt, dass photographische Aufnahmen der Funken ein ebenso deutlich ausgesprochenes und nahe an derselben Stelle liegendes Maximum der chemischen Lichtwirkung nachweisen, das um so schärfer hervortritt, je mehr die Intermittenz der Entladungen ausgeschlossen wird.

Es schien mir erwünscht, dieses Ergebniss noch einmal in der von Hrn. Paalzow angegebenen Weise zu prüfen. Hr. Paalzow hat drei Methoden angewandt: Thermoelemente, Einführung eines Quecksilberthermometers in die Funkenstrecke, Einschliessung der Funkenstrecke in ein Luftthermometer. Die letzte Methode ist die einzige, mit der er das Maximum wirklich constatirt hat. Dieselbe ist nicht einwurfsfrei; zwar die mechanische Wirkung der Entladung, die man zugleich mit der Wärmewirkung misst, ist, wie auch Hr. Paalzow bemerkt, bei so grossen Widerständen, wie sie hier in Betracht kommen, sehr gering; aber die Reibung des abschliessenden Flüssigkeitsfadens muss bei den verhältnissmässig kleinen und kurzdauernden Druckkräften die Messung erheblich beeinflussen. An eine absolute Messung auf diesem Wege ist daher nicht zu denken, und man kann nur eine allgemeine Uebereinstimmung im Gange mit den obigen Bestimmungen erwarten. Dazu kommt aber noch, dass, wie bemerkt, durch das Einschliessen der Funkenstrecke die Entladungen erheblich beeinflusst und geändert werden,

1) Paalzow, Pogg. Ann. 127. p. 126. 1866.

was sich auch darin äussert, dass das Maximum der Funkenarbeit zu grösseren Widerständen verschoben wird; die Messungen mit dem Luftthermometer können daher auch nur mit den Messungen bei eingeschlossener Funkenstrecke verglichen werden.

Tabelle 10.

Stromwärme w }
Gesammtarbeit a } in Joule.
Funkenarbeit f }

0,3 cm Funkenstrecke; $7,5 \times 10^{-3}$ Mikrofard.

Widerstand r in Megohm	w	a	f	Mit dem Luft- thermometer
0,62	0,460	0,470	0,010	4,4
1,33	0,409	0,442	0,033	5,3
4,10	0,311	0,333	0,022	7,0
5,60	0,278	0,322	0,044	7,5
6,90	0,267	0,314	0,047	8,1
9,40	0,220	0,285	0,065	9,0
13,10	0,195	0,243	0,048	6,0
19,60	0,138	0,174	0,036	3,6

Ich habe daher zu den Beobachtungen der Tab. 7 auch noch die entsprechenden Messungen von w ausgeführt, und mit den Werthen von a und f in Tab. 10 zusammengestellt. Die letzte Spalte dieser Tabelle gibt in einem willkürlichen Maass die Angaben des Luftthermometers aus einer grösseren Anzahl von Messungen mit etwas verschiedenen Widerständen interpolirt. Die Zahlen der beiden letzten Spalten zeigen in der That einen im ganzen übereinstimmenden Gang; namentlich liegt das Maximum in beiden an der gleichen Stelle.

Zu erwähnen ist noch, dass die Genauigkeit, mit welcher f aus den Messungen hervorgeht, ziemlich gering ist, da es sich als kleiner Unterschied zweier mit erheblichen Beobachtungsfehlern behafteter Grössen ergibt.

10. Die Dauer der Entladung.

Aus Feddersen's Beobachtungen¹⁾ lässt sich entnehmen, dass auch die Dauer der einfachen Entladung mit wachsendem Widerstande zunächst wächst, und zwar wahr-

¹⁾ Feddersen, Beiträge etc., Kiel 1857. p. 27; Pogg. Ann. 113. Taf. VII. Fig. 13—19. 1861.

scheinlich auch bis zu einem Maximum, da bei Eintritt der intermittirenden Entladung die Dauer der ersten Theilentladung wieder viel kleiner wird. Die Entladungsdauer würde danach also dasselbe Verhalten zeigen, wie die Funkenarbeit.

Die in den vorhergehenden Abschnitten mitgetheilten Daten gestatten nun für die Entladungsdauer wenigstens Näherungswerthe zu berechnen, die dieses Ergebniss bestätigen.

Man erhält nämlich aus den Integralen:

$$\int_0^{t_1} i^2 dt = \frac{w}{r} \quad \text{und} \quad \int_0^{t_1} i dt = q_0 - q_1$$

die zur Abkürzung mit B und A bezeichnet werden mögen, einen ersten Näherungswerth für die Entladungsdauer:

$$\tau_1 = \frac{A^2}{B} = \frac{r(q_0 - q_1)^2}{w}.$$

Derselbe wäre nur dann richtig, wenn die Stromintensität i während der ganzen Entladung constant bliebe. In Wirklichkeit wird i bei den hier benutzten grossen Leitungswiderständen eine in verschwindend kurzer Zeit bis zu einem Maximum ansteigende und dann allmählich abfallende Function der Zeit sein. Der obige Werth τ_1 ist daher kleiner, als die Entladungsdauer, und zwar um so mehr, je grösser der Abfall der Intensität, je kleiner unter sonst gleichen Umständen der Widerstand r ist.

Zu einem zweiten Näherungswerthe gelangt man durch die Annahme, dass der Abfall der Intensität von dem Maximalwerth geradlinig sei, d. h. dass i sich als eine lineare Function der Zeit darstellen lasse, etwa:

$$i = i_m - \alpha t,$$

wobei i_m den Maximalwerth von i bezeichnet. Diese Annahme wird im allgemeinen wieder um so näher zutreffen, je grösser r ist.

Für diesen Fall ist:

$$A = \int_0^{t_1} i dt = i_m t_1 - \frac{1}{2} \alpha t_1^2,$$

$$B = \int_0^{t_1} i^2 dt = i_m^2 t_1 - i_m \alpha t_1^2 + \frac{1}{3} \alpha^2 t_1^3,$$

$$A^2 = i_m^2 t_1^2 - i_m \alpha t_1^3 + \frac{1}{4} \alpha^2 t_1^4 = B t_1 - \frac{1}{12} \alpha^2 t_1^4,$$

also:

$$t_1 = \frac{A^2}{B} - \frac{1}{12} \frac{\alpha^2 t_1^4}{B},$$

oder da

$$\frac{1}{4} \alpha^2 t_1^4 = (i_m t - A)^2:$$

$$t_1 = \frac{1}{B} \{A^2 - \frac{1}{3} (i_m t_1 - A)^2\},$$

woraus sich für t_1 die quadratische Gleichung ergibt:

$$t_1^2 - \left(\frac{3B}{i_m^2} + \frac{2A}{i_m} \right) t_1 = -4 \frac{A^2}{i_m^2}$$

und endlich:

$$t_1 = \frac{3B}{i_m^2} + \frac{A}{i_m} - \sqrt{\left(\frac{3B}{i_m^2} + \frac{A}{i_m} \right)^2 - \left(\frac{2A}{i_m} \right)^2}.$$

Was i_m betrifft, so ist bei der Entladung ohne Funkenstrecke für hinreichend grosse Widerstände:

$$i_m = \frac{q_0}{rc}$$

bis auf ein zu vernachlässigendes Correctionsglied. Wir werden sehen, dass die Einschaltung der Funkenstrecke die Maximalintensität um einen mit r wachsenden Bruchtheil verkleinert, und werden weiter unten die Gleichung zur Berechnung von i_m ableiten.

Für hinreichend grosse Widerstände führen die beiden Gleichung für τ_1 und t_1 zu identischen Werthen dieser beiden Grössen.

Die Tabellen 11 und 12 geben eine Zusammenstellung der den Beobachtungen in den Tabellen 4 und 8, resp. 5 und 9 entsprechenden Werthe von τ_1 und t_1 , aus der hervorgeht, dass für die grössten Widerstände die Werthe τ_1 schon völlig genau sind, und welche die Beobachtungen Feddersen's bestätigen. Die Entladungsdauer erreicht mit wachsendem Widerstand gleichfalls ein Maximum, das für gleiche Werthe von r eintreten scheint, wie das Maximum von f .

Die Gleichung für t_1 gibt nur dann reelle Werthe, wenn $3B/i_m^2 > A/i_m$ ist. Das trifft für die kleinsten Werthe von r nicht zu, und es folgt daraus, dass hier die Annahme eines geradlinigen Abfalles der Intensität nicht erlaubt ist. Indessen ist der Unterschied der beiden Grössen $3B/i_m^2$ und A/i_m in diesen Fällen klein, sodass man, wie es hier geschehen, das zweite Glied in dem Ausdruck für t_1 gegen das

erste bei mässiger Genauigkeit vernachlässigen kann; die beiden ersten Werthe von t_1 in jeder Reihe sind jedenfalls am wenigsten zuverlässig; um genauere zu finden, müsste die Stromintensität als Function der Zeit bekannt sein.

Tabellen 11 — 12.

Entladungsdauer in sec,

Funkenarbeit in der Zeiteinheit in $\frac{\text{Joule}}{\text{sec}}$.0,3 cm Funkenstrecke; 12×10^{-8} Mikrofard.

Widerstand in Megohm	r_1	t_1	$\frac{f}{t_1}$
0,60	0,0095	0,0107	2,4
1,30	0,0164	0,0206	2,7
4,00	0,0294	0,0310	2,1
5,50	0,0388	0,0402	1,9
6,80	0,0376	0,0382	1,8
9,20	0,0333	0,0333	1,9
12,90	0,0321	0,0321	1,7

0,2 cm Funkenstrecke; 12×10^{-8} Mikrofard.

0,90	0,0128	0,0148	2,2
3,20	0,0298	0,0392	1,5
3,90	0,0358	0,0468	1,5
5,40	0,0406	0,0492	1,5
7,40	0,0379	0,0391	1,3
10,10	0,0303	0,0303	1,4
11,90	0,0315	0,0315	1,4

Ich habe diese annähernde Berechnung der Entladungsdauer einer directen Bestimmung etwa mittelst rotirenden Spiegels, wie sie von Feddersen gemacht worden, vorgezogen, einerseits wegen der erheblichen Unsicherheit, mit der diese Bestimmung der Entladungsdauer nach der Leuchtdauer behaftet ist, sodann hauptsächlich weil sie für den vorliegenden Zweck nur dann von grösserem Werth gewesen wäre, wenn sie mit den übrigen Messungen von q_1 und w gleichzeitig hätte vorgenommen werden können, was mir nicht möglich war.

Die dritte Spalte der Tabellen 11 und 12 enthält den Quotienten f/t_1 , d. h. die Funkenarbeit pro Zeiteinheit. Auch diese erweist sich als nur in geringer Abhängigkeit von r stehend. Erwägt man die Unsicherheit, welche der Bestimmung sowohl von f , wie von t_1 anhaftet, und ferner den störenden Einfluss, den auch hier die intermittirenden Ent-

ladungen haben müssen, so darf man die Unabhängigkeit des Quotienten f/t_1 von dem Widerstand für die einfache Entladung wohl als sehr wahrscheinlich erachten.

11. Zur Theorie der Condensatorentladungen.

Bezeichnen q die Ladung der einen Belegung eines Condensators von der Capacität c zur Zeit t , so ist die Differentialgleichung für die Electricitätsbewegung in einem ununterbrochenen leitenden Schliessungsbogen vom Widerstand r und mit dem Selbstinductionscoëfficienten p bekanntlich:

$$(1) \quad \frac{q}{c} \frac{dq}{dt} dt + r \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 dt + p \frac{dq}{dt} \frac{d^2q}{dt^2} dt = 0.$$

Hierin stellt das erste Glied die Arbeit der electrischen Kräfte, das zweite die Joule'sche Stromwärme, das dritte die der Selbstinduction entsprechende Arbeit — sämmtlich im Zeitelement dt — dar. Die Gleichung ist vollständig, falls keine andere Arbeit geleistet wird, z. B. Wärme (Siemens) oder Tonerregung (W. Thomson) im Dielectricum, oder wenn diese zu vernachlässigen ist.

Für den bei unseren Versuchen zutreffenden Fall, dass der Widerstand $r > 2\sqrt{p/c}$, d. h. grösser als der sogenannte Grenzwiderstand ist, lautet die vollständige Lösung dieser Differentialgleichung, die den Bedingungen

$$q = q_0 \quad \text{und} \quad \frac{dq}{dt} = 0 \quad \text{für } t = 0 \text{ genügt:}$$

$$q = \frac{q_0}{2ap} e^{-\frac{rt}{2p}} \left\{ \left(ap + \frac{r}{2} \right) e^{at} + \left(ap - \frac{r}{2} \right) e^{-at} \right\},$$

$$\text{wenn:} \quad a = \frac{r}{2p} \sqrt{1 - \frac{4p}{r^2c}}$$

gesetzt wird.

Nimmt man die Richtung des positiven Entladungsstroms als positiv, so ist die Stromintensität zur Zeit t :

$$i = - \frac{dq}{dt} = \frac{q_0}{2apc} e^{-\frac{rt}{2p}} \left\{ e^{at} - e^{-at} \right\},$$

$$\text{oder:} \quad i = \frac{v}{r \sqrt{1 - \frac{4p}{r^2c}}} e^{-\frac{rt}{2p}} \left\{ e^{at} - e^{-at} \right\},$$

wenn $v = q_0/c$ das Entladungspotential bezeichnet. Die Intensität erreicht ihren Maximalwerth nach der Zeit:

$$t_m = \frac{p}{r \sqrt{1 - \frac{4p}{r^2 c}}} \log \text{nat} \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4p}{r^2 c}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{4p}{r^2 c}}}.$$

Für hinreichend kleine Werthe von:

$$\delta = \frac{p}{r^2 c},$$

d. h. für hinreichend grosse Werthe von r und $t \leq t_m$ kann man setzen:

$$i = \frac{v}{r} e^{-\frac{t}{rc}} (1 + 2\delta), \quad t_m = \frac{p}{r} (1 + 2\delta) \log \text{nat} \frac{1}{\delta},$$

und der Maximalwerth von i wird:

$$i_m = \frac{v}{r} (1 + 2\delta) (\delta^\delta - \delta).$$

Um zu zeigen, wie weit δ bei unseren Versuchen zu berücksichtigen ist, erwähne ich, dass für:

$$c = 4,5 \times 10^{-13} \text{ Mikrofaraad}, \quad p = 0,008 \text{ Quadrant},$$

$$\text{und:} \quad r = 0,1 \text{ Megohm}, \quad t_m = 0,7 \times 10^{-6} \text{ sec.},$$

also gegen die mehrere Tausendstel Secunden betragende Entladungsdauer zu vernachlässigen, und dass:

$$i_m = 0,9987 \frac{v}{r}, \quad \text{also sehr nahe } \frac{v}{r} \text{ ist.}$$

Ist der Schliessungsbogen durch eine Funkenstrecke unterbrochen, so ist noch die in dieser geleistete Arbeit in die Gleichung (1) einzuführen. Es sei dieselbe gleich $k dt$ im Zeitelement dt , so erhält man für den unterbrochenen Schliessungsbogen die Differentialgleichung:

$$(2) \quad \frac{q}{c} \frac{dq}{dt} dt + r \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 dt + p \frac{dq}{dt} \frac{d^2 q}{dt^2} + k dt = 0.$$

Ueber k kann man verschiedene Annahmen machen. Betrachtet man, wie es bisher meist geschehen, die Funkenstrecke einfach als Widerstand, so ist k dem $(dq/dt)^2$ proportional zu setzen, und die Lösung von (2) unterscheidet sich von der von (1) nur durch einen anderen Werth des r .

Um die aus dieser Lösung sich nicht ergebende unvollständige Entladung durch Funkenstrecken zu erklären, hat

man die Zusatzhypothese gemacht, dass das Leitungsvermögen in der Funkenstrecke nur während der Entladung bestehe, und dass diese dann abbreche, wenn das Potential der Flasche bis auf dasjenige Entladungspotential herabgesunken ist, welches der durch die Entladung verdünnten Luftstrecke entspricht. Aber diese Hypothese ist nicht im Einklang mit der schon von Hrn. Paalzow festgestellten Thatsache, dass die Erwärmung in der Funkenstrecke mit wachsendem Widerstande bis zu einem Maximum zunimmt, während doch gleichzeitig die zurückbleibende Ladung immer grösser wird.

Ebensowenig ist eine andere von Edlund herrührende Hypothese, dass die Funkenstrecke wie eine electromotorische Gegenkraft wirke, im Stande, die Zunahme der zurückbleibenden Ladung mit wachsendem Widerstand genügend zu erklären. Nach dieser Hypothese wäre k proportional dq/dt zu setzen, und die hieraus folgende Lösung der Differentialgleichung (2) würde eine vom Leitungswiderstande unabhängige zurückbleibende Ladung ergeben.

Die schon aus Feddersen's und Paalzow's Arbeiten folgende Thatsache, dass Funkenarbeit und Entladungsdauer gleichmässig mit wachsendem Widerstand bis zu einem Maximum zunehmen, legt die andere Annahme nahe, dass die Funkenarbeit nur der Entladungsdauer proportional, oder dass k eine von der Zeit und der Stromintensität unabhängige Constante sei.

Diese Annahme scheint nicht recht vereinbar mit der Erfahrung, dass die Funkenstrecke während der Entladung und durch dieselbe verändert wird, und sie wird auch nicht streng richtig sein. Indessen darf man wohl annehmen, dass jene Veränderung zu Anfang sehr schnell erfolge und dann nur noch langsam fortschreite, so dass bei grossen Leitungswiderständen nach verhältnissmässig kurzer Zeit ein nahezu stationärer Zustand eintrete; unter dieser Voraussetzung wird man auch die obige Hypothese als näherungsweise zutreffend annehmen dürfen. Leider scheitert eine ausgiebige Prüfung derselben zur Zeit an der Nichtintegrierbarkeit der Gleichung (2) für diesen Fall. Indessen lassen sich aus ihr doch einige Folgerungen ziehen, die mit der Erfahrung vergleichbar sind.

Zunächst ist aus den Mittheilungen des vorigen Ab-

schnitts ersichtlich, dass die Funkenarbeit in der Zeiteinheit für dieselbe Funkenstrecke nahe unabhängig vom Leitungswiderstand, resp. der Entladungsdauer ist, wie es unsere Hypothese verlangt, und dass sich die Abweichungen aus den Versuchsbedingungen genügend erklären lassen.

Ferner folgt aus Gleichung (2), dass für $dq/dt = 0$, d. h. zu Beginn und zu Ende der Entladung, da k von 0 verschieden ist, d^2q/dt^2 oder di/dt unendlich sein muss, oder mit anderen Worten, die Entladung setzt mit einer plötzlich wachsenden Intensität ein und bricht ebenso plötzlich ab, ungleich dem allmählichen, unendlich lange dauernden Verlauf der Entladung ohne Funkenstrecke; hiermit stimmt die beobachtete starke Verkürzung der Entladungsdauer durch Einschalten der Funkenstrecke, die ich auch für die Funkenentladungen des Inductoriums in einer früheren Arbeit¹⁾ nachgewiesen habe, überein.

Auch bei der oscillirenden Entladung muss die Funkenstrecke nach unserer Hypothese dieses plötzliche scharfe Abbrechen der Intensität bei jeder einzelnen Schwingung bewirken, an Stelle des allmählichen einer Sinuscurve folgenden Verlaufs; und in der That sprechen hierfür manche der photographischen Aufnahmen oscillirender Funkenentladungen mit Hülfe des rotirenden Spiegels, bei denen die einzelnen Theilentladungen durch scharfbegrenzte, völlig dunkle Zwischenräume getrennt sind.²⁾ Dass dies nicht immer der Fall, lässt sich leicht durch räumliche Ausdehnung und Verschiebung des Funkencanals, Nachleuchten u. s. w. erklären.

Durch Umformung der Gleichung (2) erhält man:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{r}{p} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{pc} = - \frac{k}{p} \frac{dq}{dt}.$$

Nun ist aber, wie wir sahen, für die einfache Entladung die Stromintensität $i = -dq/dt$ eine von dem fast augenblicklich erreichten Maximalwerthe an allmählich abnehmende Function der Zeit, die nur für den Beginn und das Ende der Entladung für $t = 0$ mit $t = t_1$, verschwindet. Innerhalb

1) Heydweiller, Wied. Ann. 38. p. 534. 1889.

2) Besonders schön z. B. bei Feddersen, Pogg. Ann. 116. Taf. I. Fig. 15. 1862.

gewisser hinreichend weit von jenen Endwerthen abliegender Grenzen kann man sich daher:

$$-\frac{k}{p} \frac{dq}{dt} = \frac{k}{p^i}$$

nach steigenden Potenzen von t entwickelt denken. Alsdann erhält man eine Lösung der Differentialgleichung (2) von der Form:

$$q = \bar{q} + l + mt + nt^2 + \dots$$

und: $i = \bar{i} - m - nt - \dots$

wenn man mit $\bar{q}$ und $\bar{i}$ die der Differentialgleichung (1) genügenden Werthe von q und i und mit l, m, n gewisse von t unabhängige hier nicht näher zu bestimmende Coëfficienten bezeichnet.

Es folgt daraus, dass die Intensität des Entladungsstroms durch die Einschaltung der Funkenstrecke um einen mit der Zeit wachsenden Betrag vermindert wird; auch dies ist in Uebereinstimmung mit den Ergebnissen meiner Experimentaluntersuchung über die Funkenentladung des Inductoriums¹⁾, die ganz ähnlichen Gesetzen folgt, wie die Condensatorentladung.

Für die Maximalintensität i_m lässt sich diese durch die Funkenstrecke bewirkte Verringerung berechnen. Führt man in die Differentialgleichung (2) die Werthe:

$$\frac{dq}{dt} = -i \quad \text{und:} \quad \frac{d^2q}{dt^2} = i \frac{di}{dq}$$

ein, so erhält man:

$$i^2 \left(p \frac{di}{dq} + r \right) - \frac{iq}{c} + k = 0.$$

Nun ist für $i = i_m$:

$$\frac{d^2q}{dt^2} = 0 \quad \text{oder:} \quad \frac{di}{dq} = 0,$$

mithin erhält man für i_m die quadratische Gleichung:

$$i_m^2 - i_m \frac{q_m}{rc} + \frac{k}{r} = 0,$$

wenn q_m den Werth von q bezeichnet zu der Zeit $t = t_m$, bei der $i = i_m$ ist. Hieraus folgt:

1) Heydweiller, l. c. p. 548 ff.

$$i_m = \frac{q_m}{2rc} + \sqrt{\frac{q_m^2}{4r^2c^2} - \frac{k}{r}} = \frac{q_m}{2rc} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4rc^2k}{q_m^2}} \right\}.$$

Das positive Vorzeichen der Wurzel ist zu nehmen, weil sonst für $k = 0$, d. h. ohne Funkenstrecke, $i_m = 0$ würde.

Nun sahen wir, dass für grosse Widerstände ohne Funkenstrecke t_m verschwindend klein ist, mithin ist in diesem Fall q_m sehr nahe gleich dem Anfangswerth q_0 der Ladung; das wird auch bei Einschaltung der Funkenstrecke gültig bleiben, da ja auch in diesem Fall das erste Ansteigen der Stromintensität sehr schnell geschieht. Es wird mithin für grosse Widerstände:

$$(3) \quad i_m = \frac{q_0}{rc} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{4rc^2k}{q_0^2}} \right\},$$

während ohne Funkenstrecke $i_m = q_0/rc$ ist; die Klammergrösse in (3) stellt also den von der Funkenstrecke herührenden Verkleinerungsfactor der Maximalintensität dar. Aus (3) folgt, dass für Werthe von r , die grösser sind als:

$$r_0 = \frac{q_0^2}{4c^2k} = \frac{v^2}{4k},$$

i_m imaginär wird. Wir wollen die physikalische Bedeutung dieses Imaginärwerdens untersuchen.

In Abschnitt 5 sahen wir, dass für die einfache Entladung die entladene Electricitätsmenge mit wachsendem Widerstand bis zum Verschwinden abnimmt, und dass es lediglich den auftretenden intermittirenden Entladungen zuzuschreiben war, wenn bei gewissen grossen Widerständen, die eine bestimmte Grenze überschritten hatten, überhaupt noch messbare Electricitätsmengen entladen wurden. Wir dürfen annehmen, dass wenn unsere Hypothese über die Wirkung der Funkenstrecke richtig ist, jener Grenzwiderstand, für den die einfache Entladung verschwindend klein wird, zusammenfällt mit dem Widerstand r_0 , jenseits welches die maximale Stromintensität i_m imaginär wird.

Für $r = r_0$ ist daher q_0 gleich der zurückbleibenden Electricitätsmenge q_1 und da für jeden Widerstand die Beziehung $q_1^2/4rc^2 = k$ (p. 326) gilt, so folgt, dass die durch diese Beziehung in Abschnitt 7 definirte Constante k identisch ist mit der in Gl. (2) eingeführten Grösse k , die gleich $q_0^2/4r_0c^2$ ist;

oder mit anderen Worten, die obige Constante k ist die in der Zeiteinheit im Funken geleistete Arbeit. Diese ist aber auch gleich der Grösse f/t_1 der Tabellen 11 und 12, und die Theorie ergibt mithin die Gleichheit dieser beiden Werthe.

Dass dieselbe, soweit die beschränkte Genauigkeit der Messungen es zulässt, durch diese bestätigt wird, ergibt die Vergleichung der bezüglichen Werthe in den Tabellen 4 und 11, resp. 5 und 12.

Die Gl. (3) ist auch diejenige, welche im Abschnitt 10 zur Berechnung der Maximalintensitäten gedient hat. Für k wurden dabei aus den Tabellen 4 und 5 folgende Werthe, und zwar $k = 2,6$ für 0,3 cm und $k = 1,6$ für 0,2 cm Funkenstrecke angenommen, da die dort angegebenen Mittelwerthe wahrscheinlich zu klein sind. Für den von der Funkenstrecke herrührenden Verkleinerungsfactor (Gl. 3) berechneten sich danach folgende Werthe:

	für $r = 0,6$	1,3	4,0	5,5	6,8 Megohm
und 0,3 cm Funken:	0,99	0,96	0,91	0,87	0,84

	für $r = 0,9$	3,2	3,9	5,4	7,4 Megohm
und 0,2 cm Funken:	0,98	0,93	0,91	0,87	0,82.

Die Widerstände r_0 , bei denen die einfache Entladung verschwindend klein wurde, ergeben sich mit den Werthen

	von k :	1,0	1,6	2,6
für die Funkenstrecke:		0,1	0,2	0,3 cm,
$r_0 =$		5,7	11,5	12,5 Megohm,

eine natürlich nur annähernde Bestimmung, in Uebereinstimmung mit welcher sich aber aus dem in Abschnitt 5 Bemerkten und aus Tab. 1 ergibt, dass bei grösseren, als den hier angegebenen Widerständen die Entladungen wegen starker Intermittenz sehr unregelmässig und die (nicht immer auftretenden) einfachen Entladungen sehr klein werden.

12. Der Leitungswiderstand der Funkenstrecken.

Wenn es nunmehr auch zweifellos scheint, dass die Hauptwirkung der Funkenstrecke nicht einem Leitungswiderstande derselben zugeschrieben werden kann, so wäre doch noch die Frage, ob nicht ein kleinerer Theil der gesamten Funkenarbeit von Joule'scher Wärme des hindurchgehenden Electricitätsstromes herrühre. Hierüber geben die im Vorstehenden mitgetheilten Messungen keine Auskunft. Es

lässt sich aber auf Grund anderer Versuche zeigen, dass der eigentliche Leitungswiderstand und mithin auch die Joule'sche Wärme in der Funkenstrecke verhältnissmässig klein, und für unsere Versuche sogar verschwindend klein sind.

Man hat mehrfach die Schwingungsdauer der oscillirenden Entladungen gemessen und mit den theoretisch berechneten Werthen verglichen. Die bisher wohl genauesten diesbezüglichen Versuche unter Anwendung eines Luftcondensators haben vor kurzem die Herren Trowbridge und Sabine¹⁾ veröffentlicht.

Die Messungen wurden dabei unter Einschaltung einer Funkenstrecke vorgenommen, während der theoretischen Berechnung die Annahme eines leitenden Schliessungsbogens zu Grunde gelegt ist. Dies ist insofern berechtigt, als die Funkenstrecke jedenfalls die Schwingungsdauer nur dann beeinflussen wird, wenn sie einen erheblichen Leitungswiderstand besitzt. Trowbridge und Sabine nehmen an, dass der Leitungswiderstand des ganzen Schliessungsbogens (die Funkenstrecke also einbegriffen) gegen den Grenzwiderstand $2\sqrt{p/c}$ zu vernachlässigen sei und setzten demgemäss die Schwingungsdauer:

$$\tau = 2\pi\sqrt{pc},$$

während der genauere Werth ist:

$$\tau = \frac{2\pi\sqrt{pc}}{\sqrt{1 - \frac{r^2c}{4p}}},$$

also grösser, als jener, sobald r einen erheblichen Werth hat.

Bei den Versuchen von Trowbridge und Sabine war:

$$p = 39700 \text{ cm}, \quad c = \frac{5518}{9 \times 10^{26}} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^2,$$

$$\text{mithin:} \quad 2\pi\sqrt{pc} = 3,10 \times 10^{-6} \text{ sec.}$$

Die beobachtete Schwingungsdauer dagegen betrug im Mittel:

$$\tau = 3,137 \times 10^{-6} \text{ sec.}^2)$$

1) Trowbridge u. Sabine, Phil. Mag. (5) 30. p. 323. 1890.

2) Die Abweichungen von diesem Mittelwerth, welche die Verfasser Vorgängen im Dielectricum des Condensators zuschreiben, lassen sich wohl ungezwungener durch räumliche Verschiebungen der einzelnen Theilentladungen gegeneinander erklären.

Sieht man von Beobachtungsfehlern ab, und schreibt den Unterschied von 1,2 Proc. zwischen den beiden Werthen lediglich dem Einfluss von r zu, so würde daraus folgen, dass:

$$\frac{1}{4} \frac{r^2 c}{p} = \frac{1,2}{100} \quad \text{oder} \quad r = 27,7 \times 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 27,7 \text{ Ohm}$$

ist. Da der wirkliche Leitungswiderstand des Schliessungsbogens 1,5 Ohm betrug, so wäre demnach der Widerstand der 0,23 cm langen Funkenstrecke etwa gleich 26 Ohm.

Jedenfalls darf man aus den Versuchen entnehmen, dass er nicht von wesentlich höherer Grössenordnung sein kann und mithin gegen die bei unseren Versuchen benutzten Leitungswiderstände in der That vernachlässigt werden darf.

13. Zusammenfassung.

Es lassen sich nach Vorstehendem mit einer gewissen Annäherung folgende Gesetze für die einfachen Funkenentladungen von Condensatoren aufstellen, die freilich durch eintretende Intermittenz vielfach verdeckt werden.

1. Die entladenen Electricitätsmengen und ebenso die zurückbleibenden Ladungen sind bei allen Widerständen des Schliessungsbogens den Capacitäten proportional.

2. Die entladenen Electricitätsmengen nehmen bei wachsendem Widerstande bis zum Verschwinden ab.

3. Die zurückbleibenden Ladungen q_1 sind den Quadratwurzeln aus den Leitungswiderständen proportional. Es ist daher $k = q_1^2 / 4c^2 r$ für eine gegebene Funkenstrecke eine von der Capacität c und dem Widerstande r unabhängige Constante.

4. Die Arbeit in der Funkenstrecke ist der Dauer der Entladung nahe proportional und unabhängig von der Stromstärke.

5. Die obige Constante k ist nahe gleich der in der Zeiteinheit im Funken geleisteten Arbeit.

6. Der Leitungswiderstand kleiner Funkenstrecken (von einigen Millimetern Länge) ist von nicht wesentlich höherer Grössenordnung, als 10 bis 10^3 Ohm.

7. Die Hauptwirkung der Funkenstrecken auf die Entladung ist daher nicht dem Leitungswiderstand derselben zuzuschreiben, sondern einer für eine gegebene Funkenstrecke

in der Zeiteinheit nahe constanten, von der Stromintensität unabhängigen Arbeit, die vermuthlich zur Erhaltung der Entladungsspannung erforderlich ist.

Die Differentialgleichung, welche hiernach für die Funkenentladung von Condensatoren aufzustellen ist, ist zur Zeit nicht integrierbar. Die Folgerungen, welche sich daraus ziehen lassen, stimmen mit der Erfahrung überein.

Die vorliegende Arbeit bedarf noch nach mehrfacher Richtung der Ergänzung; vielleicht kann ich im Laufe der Zeit noch einiges dazu beitragen.

Hrn. W. C. Röntgen schulde ich für die freundliche Bereitwilligkeit, mit der er die Mittel des hiesigen physikalischen Instituts für diese und andere Arbeiten zu meiner Verfügung gestellt hat, besten Dank.

Würzburg, im April 1891.

Nachträglicher Zusatz. Erst nach Absendung der vorstehenden Arbeit kam mir der ausführliche Bericht über Hrn. Miesler's Messungen der Schwingungsdauer oscillirender Condensatorentladungen¹⁾ zu Gesicht. Aus denselben würde sich ein noch kleinerer oberer Grenzwert für den Leitungswiderstand von Funkenstrecken ergeben, als der in Abschnitt 12 abgeleitete, wenn nicht möglicherweise bei diesen mit einem Glascondensator ausgeführten Versuchen die Leitungsfähigkeit des Dielectricums (Glas) im Condensator eine Herabsetzung der Schwingungsdauer bewirkt haben könnte.²⁾

1) Miesler, Wien Ber. 99. p. 579. 1890.

2) Vgl. Schiller, Pogg. Ann. 152. p. 535. 1874.