**8. Dämpfung elektrischer Schwingungen
in Kondensatorkreisen, welche statt der Luft-
Funkenstrecke eine Cooper-Hewittsche
Quecksilberbogenlampe enthalten;
von K. Markau.**

(Auszug aus der Berliner Dissertation.)

I. Einleitung und Thema.

Die Verwendung der Quecksilberbogenlampe in Schwingungskreisen an Stelle von Luftfunkenstrecken beruht auf der naheliegenden Annahme, daß sich die Schwingungsvorgänge in jeder Vakuumfunkenstrecke ungleich reiner abspielen, als es bei der Luftfunkenstrecke der Fall ist.

Die ersten bekannt gewordenen Versuche mit der Quecksilberbogenlampe als Funkenstrecke wurden von Cooper-Hewitt¹⁾ angestellt. Er gab auch der Lampe die sie von der Gleichstrombogenlampe unterscheidende bekannte Form, indem er über den beiden Elektroden den kugelförmigen Raum als Kühlkammer anordnete. Hewitt glaubte ungedämpfte Wellen gefunden zu haben.²⁾

Die umfangreichen Untersuchungen von G. W. Pierce³⁾ zeigten im wesentlichen, daß die Quecksilberbogenlampe die Luftfunkenstrecke in bezug auf Intensität übertrifft und den Vorteil eines gleichmäßigen Arbeitens bietet. Über die Größe des logarithmischen Dekrementes der Schwingungen finden sich indes keine Angaben. Auch H. Th. Simon und M. Reich⁴⁾, die sich bei ihren Versuchen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme der Quecksilberbogenlampe bedienten, machen

1) Broschüre von C. Hewitt aus dem Jahre 1903.

2) Vgl. J. Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen p. 858.

3) G. W. Pierce, Physik. Zeitschr. 5. p. 426. 1904; Phys. Rev. 19. p. 196. 1904; 20. p. 223. 1904.

4) H. Th. Simon u. M. Reich, Physik. Zeitschr. 4. p. 364. 1903; H. Th. Simon, Physik. Zeitschr. 4. p. 737. 1903.

hinsichtlich der Dämpfung nur die allgemeine Bemerkung, daß sie sich von der der Luftfunkenstrecken nicht zu unterscheiden scheint.

Es lagen mithin über den Grad der Dämpfung nur allgemein gehaltene, sich sogar teilweise widersprechende Angaben vor. Hr. Prof. Drude veranlaßte mich daher, das logarithmische Dekrement von Schwingungskreisen mit der Cooper-Hewitt-Lampe als Funkenstrecke nach seiner Methode¹⁾ zu ermitteln, indem er hoffte, daß es mit dieser Funkenstrecke gelingen würde, geringere Dämpfungen zu erzielen, als es mit der Luftfunkenstrecke möglich war.

II. Versuchsanordnung.

Der Primärkreis bestand aus 1. der Cooper-Hewittschen Quecksilberbogenlampe, welche ich der Kürze halber fortan als „Hg-Lampe“ bezeichnen werde; 2. einer je nach den Versuchen konstant gehaltenen oder variablen Selbstinduktion aus 2,5 bzw. 3 mm starkem Kupferdraht und 3. einem variablen Kondensator.

Fig. 1.

Die Hg-Lampe (vgl. Fig. 1) hatte die aus der Figur ersichtliche Gestalt.

Von dem Rohr *a*, das zum Manometer und zur Luftpumpe führte, zweigte sich das Rohr *b* ab, welches in dem Kugelgefäß *c* endigte. Das Füllen der Lampe mit Quecksilber geschah in folgender Weise: Das auf das sorgfältigste durch Salpetersäurefilter gereinigte und getrocknete Quecksilber wurde direkt durch den An-

satz *d* in die Vorlage destilliert und dieser hierauf zugeschmolzen. Nachdem die Hg-Lampe, die während der ganzen Versuche stets in Verbindung mit der Luftpumpe blieb, auf ungefähr 0,01 mm Druck ausgepumpt worden war, wurde aus der Vor-

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 15. p. 709. 1904.

lage so viel Quecksilber in die Lampe hinüberdestilliert, bis die Elektrodennäpfe auf ungefähr dreiviertel ihrer Höhe angefüllt waren. Der kleinste Abstand zwischen den Quecksilberkuppen betrug ungefähr 1,5 cm.

Die aus den Elektroden der Hg-Lampe herausragenden Platindrähte tauchten in kleine Quecksilbernäpfe, in welche auch die Zuleitungsdrähte vom Induktorium, sowie die Drähte des Schwingungskreises mündeten. Es war hiermit die Forderung, daß die Erregerleitung möglichst nahe an dem Potentialknoten¹⁾ anzulegen ist, soweit es die Form der Lampe gestattet, erfüllt.

Zum Evakuieren diente eine verkürzte selbsttätige Quecksilberluftpumpe nach dem Sprengelschen System von E. Regener.²⁾ Der Druck wurde an einem Mac Leodschen Manometer gemessen, das die zehntausendstel Millimeter bequem abzulesen gestattete.

Während der Vorversuche hatten sich die Quecksilberelektroden schon nach kurzer Zeit des Stromdurchgangs mit einer trüben Schicht überzogen. Da das Quecksilber selbst auf das peinlichste gereinigt gewesen war, lag die Vermutung nahe, daß die Dämpfe von dem Fett der anfangs in der Versuchsanordnung befindlichen Hähne infolge der Entladungen zersetzt worden waren und die Trübung der Elektrodenoberflächen verursacht hatten.

Es wurden daraufhin nur noch Schliffe mit Quecksilberdichtung ohne jegliches Dichtungsmittel verwendet, und die Quecksilberelektroden behielten ihre spiegelblanke Oberfläche.

Als *Kapazität* im Primärkreis diente ein Petroleumkondensator, dessen Kapazität innerhalb der Grenzen von 40—5960 cm verändert werden konnte.

Der *Meßkreis*, bestehend aus dem Thermokreuz, einer variablen Selbstinduktion (zwei parallele, in Messingrohren schiebbare Kupferdrähte) und einem Kondensator, entsprach genau den von P. Drude³⁾ gemachten Angaben.

Der Stromeffekt in dem Meßkreise wurde mit einem Spulengalvanometer von Hartmann u. Braun von hoher

1) P. Drude, l. c. p. 744.

2) E. Regener, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 7. p. 283.

3) l. c. p. 712 ff.

Empfindlichkeit gemessen. Zur Erregung diente ein großes Induktorium von 50 cm Schlagweite, das mit Wechselstrom von 50 Perioden in der Sekunde gespeist wurde.

Die Erregung mit Wechselstrom ist aus dem Grunde gewählt worden, weil die Hg-Lampe, wie die Galvanometerausschläge erkennen ließen, sehr viel gleichmäßiger arbeitete als bei Speisung des Induktoriums mit unterbrochenem Gleichstrom (Turbinenunterbrecher). Im Abschnitt IV wird hierauf noch besonders eingegangen werden.

Die für den Betrieb meiner Hg-Lampe günstigste Stärke des der Primärspule des Induktoriums zugeführten Wechselstromes wurde durch die Aufnahme einiger Resonanzkurven ermittelt. Bei einer Speisung des Induktoriums mit

2 Amp. betrug die Dämpfung γ_1 ¹⁾	= 0,169
3 " " " " "	γ_1 = 0,152
4 " " " " "	γ_1 = 0,117
5 " " " " "	γ_1 = 0,128
6 " " " " "	γ_1 = 0,132
7 " " " " "	γ_1 = 0,143

Die Dämpfung erreichte ihren kleinsten Wert bei einer Speisung mit 4 Amp. Diese wurde daher bei den folgenden Versuchen zur Speisung des Induktoriums gewählt, mit Ausnahme einer Versuchsreihe, bei der eine größere Stromstärke erforderlich war.

Da zu erwarten war, daß sich in der Hg-Lampe bei längerer Stromschlußdauer Temperatur und Druck verändern würden, so mußte ein Kontaktmacher konstruiert werden, der es ermöglichte, den Primärkreis sowie den Galvanometerstromkreis nur auf eine bestimmte und je nach Bedarf veränderbare Zeitdauer schließen zu können. Es wurde hierfür die Form eines *Pendelunterbrechers* gewählt, dessen Konstruktion aus der Skizze 2 ersichtlich ist.

Die Arbeitsweise des Pendelunterbrechers ist die folgende:

Vor dem Beginn einer Messung liegt das Pendel in der punktiert gezeichneten Lage auf der Schneide *a* des federnden Messingblattes *b*. Soll das Pendel in Tätigkeit treten, so wird

1) Während dieser Versuchsreihe war der Druck konstant auf 0,017 mm gehalten worden.

der kleine Elektromagnet *e* erregt und das Messingblatt *b*, an dessen Unterseite, gegenüber dem Elektromagneten, sich ein Eisenanker befindet, angezogen, so daß das Pendel von der Schneide *a* freikommt und seine Schwingung ausführen kann. Beim Zurückschwingen gleitet das Ende des Pendels auf der eine schiefe Ebene bildenden Nase *c* entlang, drückt dadurch das Messingblatt *b* herunter und wird nach dem Passieren

Fig. 2.

der Nase *c* von dem zurückfedernden Messingblatt festgehalten. Um das Pendel von neuem in Tätigkeit zu setzen, muß es mit der Hand auf die Schneide *a* gehoben werden.

An jedem Ende der Lagerachse *d* ist ein Kupferdraht in Form einer Spirale isoliert angebracht, der beim Schwingen des Pendels in ein Gefäß mit Quecksilber taucht und hierdurch den Stromkreis auf der einen Seite für den Speisestrom des Induktoriums, auf der anderen Seite für den Galvanometerstromkreis schließt.

Die Schließungszeit läßt sich sowohl durch die Schwingungsdauer des Pendels mit Hilfe der verschiebbaren Gewichte *g g* als auch durch die Stellung der eintauchenden Spiralen verändern. Durch die letzteren kann man die Stromschlußzeiten sehr bequem noch in der Weise variieren, daß man z. B. das

Galvanometer später anlegt als den Speisestrom. Es ist dies für die Regelmäßigkeit der Galvanometerausschläge von Vorteil, wie P. Drude¹⁾ gezeigt hat.

Mit Hilfe dieses Pendelunterbrechers wurden außerordentlich gleichmäßige Stromschlußzeiten erzielt, wie aus der Größe der Galvanometerausschläge zu erkennen war. Den besten Beleg hierfür bietet der regelmäßige Verlauf der aufgenommenen Resonanzkurven (vgl. Abschnitt IV).

III. Die Meßmethode.

Für die nachstehenden Messungen ist das von P. Drude²⁾ angegebene und nach ihm benannte Meßverfahren angewendet worden. Aus der in üblicher Weise aufgenommenen Resonanzkurve erhält man die Summe der beiden logarithmischen Dekremente $\gamma_1 + \gamma_2$ des Primär- und des Sekundärkreises nach der Formel³⁾

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \pi \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \sqrt{\frac{\frac{s_1 + s_2}{2}}{s_m - \frac{s_1 + s_2}{2}}}.$$

Es bedeuten hierbei a_1 und a_2 Einstellungen der Meßleitung zu beiden Seiten des Resonanzpunktes, s_1 und s_2 die entsprechenden Galvanometerausschläge und s_m der Maximalausschlag im Resonanzpunkt.

Da sich nun bei der Verschiebung der Länge a die Größe der Selbstinduktion und des Widerstandes des Meßkreises ändert, so ist, streng genommen, das γ_2 des Meßkreises in allen Teilen vor und hinter dem Resonanzpunkte ein anderes. Es ist deshalb nicht gleichgültig, welche Werte von a_1 und a_2 bzw. s_1 und s_2 man der Berechnung von $\gamma_1 + \gamma_2$ zugrunde legt. Kombiniert man indessen zwei Einstellungen a_1 und a_2 , die symmetrisch zum Resonanzpunkt a_m liegen, so fallen die Variationen von γ_2 heraus.

Es ist jedoch nicht gestattet, zwei beliebige Einstellungen a_1 und a_2 des Meßkreises, selbst wenn sie symmetrisch zu a_m liegen, zu kombinieren, da sie in den einzelnen Teilen der

1) l. c. p. 731.

2) P. Drude, Ann. d. Phys. 15. p. 709. 1904; 13. p. 512. 1904.

3) P. Drude, Ann. d. Phys. 15. p. 722. 1904. Formel (7').

Resonanzkurve erheblich verschiedene Resultate für $\gamma_1 + \gamma_2$ ergeben können. Man erzielt nach Drude die größte Genauigkeit durch die Kombination zweier möglichst gleicher Ausschläge s_1 und s_2 , die etwa halb so groß sind wie das Maximum s_m , so daß der Wurzelausdruck möglichst gleich 1 wird. Bei den nachstehenden Versuchen ist durchgängig hiernach verfahren und, besonders wenn es sich um schnell auszuführende Messungen handelte, von der Aufnahme der *vollständigen* Resonanzkurve abgesehen worden.

Für die Berechnung der Dämpfung aus der Resonanzkurve wird in der Theorie vorausgesetzt, daß die Amplitude der elektrischen Schwingungen proportional zu $e^{-\gamma t/T}$ ist, und daß γ hierbei einen konstanten Wert besitzt. Es ist jedoch von J. Zenneck¹⁾ nachgewiesen worden, daß die Amplitude elektrischer Schwingungen eines geschlossenen Kondensatorkreises, der eine Funkenstrecke enthält, keine Exponentialkurve ist.

Die Ursache hierfür liegt in der bekannten Tatsache,²⁾ daß der Widerstand der Funkenstrecke mit dem Abklingen der Schwingung wächst. Daher ist auch für die späteren Schwingungen das Verhältnis zweier aufeinander folgenden Amplituden größer als am Anfang der Schwingung. Aus diesem Grunde kann dem sich aus der Resonanzkurve ergebenden Werte für das logarithmische Dekrement, wie bereits Drude³⁾ bemerkt, nur die Bedeutung eines gewissen „*Mittelwertes des Dekrements*“ beigemessen werden.

Auf die wichtige Frage der Auswertung der Resonanzkurve in ihren verschiedenen Teilen für die Bestimmung des logarithmischen Dekrements soll weiter unten noch näher eingegangen werden.

Die Dämpfungsmessung ist, wie besonders in neuerer Zeit von M. Wien⁴⁾ hervorgehoben worden ist, nur anwendbar

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 13. p. 822. 1904. Neuerdings ist auch von H. Diesselhorst (vgl. Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 9. p. 818, 1907) mit Hilfe des Glimmlichtoszillographen gezeigt worden, daß die Dämpfung solcher Schwingungen nicht konstant ist.

2) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. 19. p. 649. 1906.

3) l. c.

4) M. Wien, Physik. Zeitschr. 8. p. 764. 1907.

unter der Voraussetzung, daß die magnetische Koppelung eine möglichst lose ist. Ganz allgemein diene bei meinen Versuchen als Maßstab für das Vorhandensein einer genügend kleinen Koppelung das Kriterium, daß sich $\gamma_1 + \gamma_2$ als unabhängig von der Stärke der Koppelung erwies. Über die Größe der Koppelungsverhältnisse bei meinen Versuchen wird im folgenden Abschnitt berichtet werden.

Von der aus der Resonanzkurve sich ergebenden Summe der logarithmischen Dekremente $\gamma_1 + \gamma_2$ des Primär- und des Sekundärkreises ist γ_2 in Abzug zu bringen. γ_2 läßt sich nun bei der Drudeschen Konstruktion des Meßkreises nach der Formel

$$\gamma = \pi \cdot w \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}$$

berechnen, weil er keine Funkenstrecke enthält und hier in allen Fällen von Hertzscher Strahlung abgesehen werden darf.

Als Widerstand w kann bei den hohen Wechselzahlen, die je nach der Versuchsanordnung zwischen $2,6 \cdot 10^7$ und $3,8 \cdot 10^6$ liegen, der Ohmsche Widerstand für stationären Strom nicht in Rechnung gesetzt werden, es würde dies ein zu kleines γ_2 ergeben. Wieviel der Unterschied beträgt, je nachdem der Widerstand des Sekundärkreises für stationären Strom oder für ein Wechselfeld von hoher Frequenz berechnet wird, soll an einem Beispiel gezeigt werden.

Während einer Versuchsreihe war

$$C_2^1) = 2828 \text{ cm}$$

$$L_2 = 2250 \text{ „}$$

$$\lambda = 158,50 \text{ m.}$$

Der Ohmsche Widerstand der Meßleitung, der praktisch nur in dem Widerstand des Thermoelementes besteht, betrug

$$w = 0,101 \text{ Ohm.}$$

1) Es seien

$$\left. \begin{array}{l} C = \text{Kapazität} \\ L = \text{Selbstinduktion} \\ \gamma = \text{log. Dekrement} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{des Primär- bzw. des Meßkreises,} \\ \text{je nachdem sie mit den Indizes 1} \\ \text{oder 2 versehen sind.} \end{array}$$

Mithin wird nach der Formel¹⁾

$$\gamma_2 = \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot w \cdot C}{c \cdot \lambda}$$

$$\gamma_2 = 0,012.$$

Unter Berücksichtigung der schnellen Schwingung (für $\lambda = 158,50$ m ist die Wechselzahl $n = 3,79 \cdot 10^9$) erhöht sich der Widerstand des Thermoelements von $w = 0,101$ Ohm auf $w_{\text{eff.}} = 0,1033$ Ohm.²⁾ Hierzu kommt der effektive Widerstand des Meßkreises, dessen Seitenlänge $a = 186,5$ cm beträgt, mit $w_{\text{eff.}} = 0,1443$ Ohm, so daß der Gesamtwiderstand des Meßkreises

$$w_{\text{eff.}} = 0,248 \text{ Ohm}$$

beträgt und

$$\gamma_2 = 0,029$$

wird.

Es hat sich also in diesem Falle das in Abzug zu bringende logarithmische Dekrement γ_2 des Meßkreises von 0,012 auf 0,029 erhöht.

IV. Auswertung der Resonanzkurven.

Es ist bereits im vorigen Kapitel darauf hingewiesen worden, daß es nicht angängig ist, alle beliebigen gleichen Ausschläge s_1 und s_2 , deren zugehörige Einstellungen a_1 und a_2 symmetrisch zum Resonanzpunkt liegen, zu kombinieren, um daraus $\gamma_1 + \gamma_2$ zu berechnen. An der Hand der Resonanzkurven (Figg. 3—5) mit der Hg-Lampe als Funkenstrecke soll dies näher erörtert werden.

1) P. Drude, l. c. p. 709, Formel (3).

2) Zur Berechnung des effektiven Widerstandes dienen die Rayleigh'schen Formeln (vgl. Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) 21. p. 387 u. 390. 1886. Außerdem wurden für die Fälle, in denen der Faktor $p \propto \mu$, wobei

$$p = \frac{2 \pi}{T},$$

α = Leitfähigkeit für Gleichstrom der Einheitslänge des Drahtes,

μ = Permeabilität

bedeuten, weder groß gegen 1 noch beträchtlich kleiner als 1 ist, Korrekturen angewendet, die von Zenneck in seinem Buche „Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie“ S. 410 angegeben sind.

Zu den aufgenommenen (in den Figuren ausgezogenen) Resonanzkurven ist jedesmal diejenige Kurve (gestrichelt) konstruiert worden, welche in allen ihren Teilen dem Mittelwert der Dämpfung entspricht. Diese Kurve sei im Gegensatz zu der wirklich beobachteten als „theoretische“ bezeichnet. Für die Berechnung der theoretischen Kurve ist der aus den halben Ausschlägen sich ergebende Dämpfungswert zugrunde gelegt, welcher, wie im vorigen Kapitel näher erörtert worden ist, nach Drude¹⁾ den genauesten Wert des logarithmischen Dekrements ergeben soll.

Der Vergleich zeigt nun, daß die Abweichung der aufgenommenen Kurven von den theoretischen je nach dem Grade der Dämpfung verschieden ist:

Die Resonanzkurve in Fig. 3, für welche $\gamma_1 + \gamma_2 = 0,287$ ist, zeigt bis auf die nur geringen Abweichungen im oberen

Fig. 3.

Fig. 4.

Teile eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Kurve. Man wird also aus allen Teilen der Kurve einen Wert erhalten, der dem des mittleren Dekrements entspricht.

Bei der Resonanzkurve für die Dämpfung $\gamma_1 + \gamma_2 = 0,165$ (Fig. 4) liegt der unterste Teil der beobachteten Kurve nur etwas verschoben zur theoretischen, gibt aber, wie die seitlich

1) l. c.

vermerkte Angabe der Dämpfung (0,162) erkennen läßt, noch eine gute Übereinstimmung mit dem richtigen Wert. In der oberen Hälfte buchtet die beobachtete Kurve erst aus, schneidet dann wieder die theoretische und verläuft in der Form einer Spitze gegen den Resonanzpunkt. Die Werte für das logarithmische Dekrement sind daher im ersteren Teile größer, nach

Fig. 5.

der Spitze zu aber erheblich kleiner als das aus den Halbwerten entnommene Dekrement, wie die beigegefügtten Zahlen erkennen lassen.

Als Mittel aus all diesen Werten würde sich eine Dämpfung $\gamma_1 + \gamma_2 = 0,151$ ergeben, d. h. ein um 8 Proz. kleinerer als der Normalwert.

Bei den beiden Resonanzkurven (Fig. 5) sind die Ab-

weichungen noch größer geworden. Es hat nicht nur die Spitze an Schärfe und Länge zugenommen, sondern es zeigt auch jetzt die untere Hälfte der Kurve, soweit sie aufgenommen ist, schon bedeutende Abweichungen.

Berechnet man auch hier aus den verschiedenen Teilen der Kurve das logarithmische Dekrement, so würde sich für die Resonanzkurve, für welche, aus den *halben Ausschlägen* be-

Bemerkung. Diese Resonanzkurve ist hin und zurück aufgenommen worden. Stimmt hierbei die Galvanometeraussschläge genau überein, so sind sie durch Kreise gekennzeichnet.

Fig. 6.

rechnet, $\gamma_1 + \gamma_2 = 0,088$ ist, durch Kombination der Dämpfungs-
werte aus *allen* Teilen der Kurve $\gamma_1 + \gamma_2 = 0,062$ ergeben, und
für die andere Resonanzkurve entsprechend anstatt 0,079 der
Wert 0,057, mithin Dämpfungswerte, die um 30 Proz. bzw.
28 Proz. zu klein sind.

Da bei den beiden letzten Kurven der untere Teil fehlt,
so wurden, um den Verlauf der Abweichungen der beobachteten
Resonanzkurve von der theoretischen kennen zu lernen, noch

die beiden Kurven Figg. 6 u. 7 aufgenommen. Sie zeigen wieder dasselbe Bild, und die Dämpfungswerte aus den *halben Ausschlägen* betragen 0,101 bzw. 0,099, während die Kombination der Dämpfungen aus *allen Teilen der Kurve* für beide Kurven 0,062 ergibt. Die Abweichungen sind hier noch größer, weil der untere Teil der Kurven, der sehr abweichende Resultate liefert, berücksichtigt werden konnte.

Fig. 7.

Die vorherigen Kurven (Fig. 5) würden vermutlich bei gleicher Vollständigkeit einen ebenso hohen Prozentsatz in der Abweichung ergeben haben.

Die Zusammenfassung dieser Resultate zeigt, daß bei großer Dämpfung (über etwa 0,2) die beiden Kurven gut übereinstimmen. Wird das Dekrement kleiner, so ergeben die Resultate, welche aus der Kombination von Werten aus allen Teilen der Resonanzkurve gewonnen sind, zu kleine Dämpfungen. Diese Abweichungen werden mit Abnahme der Dämpfung größer und betragen für $\gamma_1 + \gamma_2 =$ etwa 0,1 bereits 39 Proz.

Daß die eigentümliche Form der aufgenommenen Resonanzkurven auf irgendwelche zeitlich veränderliche Unregelmäßigkeiten in der Versuchsanordnung zurückzuführen sei, war bei dem sich stets gleichbleibenden Verlauf der Kurven ausgeschlossen. Auch sprach der Umstand dagegen, daß sich die Abnormität nach einem gewissen Gesetz zu entwickeln schien, indem die Spitze der Kurve, je geringer die Dämpfung wurde, eine um so schärfere Gestalt annahm.

Hr. M. Wien¹⁾ hat nun an *Luft-Funkenstrecken* Abweichungen von dem normalen Verlauf der Resonanzkurven wahrgenommen, welche den hier beschriebenen Erscheinungen entsprechen. Er sucht diese Abweichungen durch den Einfluß einer zu engen Koppelung zu erklären und kommt zu dem Resultat, daß in gewöhnlichen Fällen ($\gamma_1 = 0,1$ und $\gamma_2 = 0,01$) der Koppelungskoeffizient k^2 klein sein soll gegen 10^{-4} .

Um nun einen ungefähren Anhalt für die Größe der Koppelung bei meinen Versuchen zu gewinnen, wurde ballistisch der Koeffizient der gegenseitigen Induktion L_{12} von zwei Stromkreisen bestimmt, welche annähernd gleiche Dimensionen und Abstand hatten wie Primär- und Sekundärkreis meiner Versuchsanordnung. Es ergab sich innerhalb des von mir benutzten Spielraumes der Abstände L_{12} zu etwa 7,3 bis höchstens 13,4 cm, mithin für den Koppelungskoeffizient $k^2 = L_{12}^2 / L_{11} L_{22}$ Werte zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ und $7 \cdot 10^{-5}$.

Wendet man dieses Resultat auf einen speziellen Fall an, z. B. auf die Kurve Fig. 7, so ergibt die Rechnung nach der Wienschen Formel, daß an den Punkten der halben Ausschläge die gemessene Intensität um fünf bis höchstens 16 Proz. zu vergrößern wäre. Dies würde für $\gamma_1 + \gamma_2$ Fehler von gleichfalls fünf bis höchstens 16 Proz. ergeben. Die tatsächlichen beobachteten Abweichungen vom Mittelwert erreichen aber 100 Proz. und mehr, so daß, wie Hr. Wien selbst an anderer Stelle²⁾ bemerkt, die von ihm berechneten Korrektionsgrößen die beobachtete Erscheinung nicht ganz erklären können.

Als Ursache der beobachteten Erscheinung lag es indes nahe, einen Vorgang anzunehmen, der für die Hg-Lampe als

1) l. c.

2) M. Wien, Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 5. p. 480. 1907.

Funkenstrecke charakteristisch ist, wie z. B. das Auftreten einer großen Zahl von Partialentladungen¹⁾, deren Vorhandensein mit Hilfe des rotierenden Spiegels leicht erkennbar ist.

Da während dieser Versuche das Induktorium mit Wechselstrom betrieben worden war, so konnte es sehr wohl sein, daß diese Art der Erregung infolge des sinusförmigen Verlaufes des Wechselstromes das Auftreten von Partialentladungen noch besonders begünstigt hatte.

Um diese Frage zu entscheiden, wurde das Induktorium bei 10 Volt Spannung mit einem Turbinenunterbrecher betrieben, dessen Unterbrechungszahl ungefähr mit der Frequenz des Wechselstromes übereinstimmte.

Es war hierbei der Gedanke leitend, daß bei der Verwendung des Turbinenunterbrechers, der eine Stromkurve von disruptiverem Charakter liefert, die Zahl der Partialentladungen geringer sein würde als bei der Erregung mit Wechselstrom. Tatsächlich ließ auch die Beobachtung der Hg-Lampe im rotierenden Spiegel nur eine, selten zwei Partialentladungen erkennen. Würde nun dementsprechend die Resonanzkurve eine weniger zugespitzte Gestalt annehmen, so könnte hierin der Beweis dafür gesehen werden, daß die eigenartige Zuspitzung der Kurve mit dem Vorhandensein sehr zahlreicher Partialentladungen in Verbindung gebracht werden kann.

Die mit dieser Anordnung aufgenommenen Resonanzkurven sind in den Figg. 8 und 9 wiedergegeben. Sie unterscheiden sich sehr unvorteilhaft von den anderen Kurven insofern, als sie große Unregelmäßigkeiten in den Ausschlägen zeigen. So viel lassen die Kurven jedoch deutlich erkennen, daß die charakteristische Spitze fehlt.

Es konnte daher als erwiesen betrachtet werden, daß die mehr oder minder zugespitzte Gestalt der Resonanzkurve auf die größere oder kleinere Zahl von Partialentladungen zurückgeführt werden kann.

Der veränderten Form der Resonanzkurve entsprechend zeigen auch die Dämpfungswerte in den einzelnen Teilen nicht so große Differenzen. Es ist z. B. für die Kurve (Fig. 8) der aus den halben Ausschlägen berechnete Wert für $\gamma_1 + \gamma_2 = 0,094$,

1) G. W. Pierce, Physik. Zeitschr. 5. p. 426. 1904.

in dem oberen Teile der Resonanzkurve 0,098 und 0,107, für die Kurve (Fig. 9) im mittleren Teile 0,099 und in der Nähe des Resonanzpunktes 0,114 bzw. 0,081.

Fig. 8.

Fig. 9.

Die Dämpfungswerte zeigen sich also selbst in den obersten Teilen der Kurve nur wenig verschieden von dem als richtig angenommenen Wert aus den halben Ausschlägen. Da nun das Mittel aus diesen Dämpfungswerten (0,099 für Kurve 8 und 0,098 für Kurve 9) gut übereinstimmt mit den aus den halben Werten berechneten Dämpfungen (0,101 bzw. 0,99) für die mit Wechselstromspeisung aufgenommenen Kurven (vgl. Figg. 6 und 7), so läßt sich für diese der Schluß ziehen, daß die aus den halben Ausschlägen berechneten Dämpfungswerte diejenige Größe haben, wie sie bei Verschwinden der Partialentladungen zu erwarten wären.

Die äußere Erscheinung des Funkenspieles in der Hg-Lampe bei diesen Versuchen mit dem Turbinenunterbrecher unterschied sich ganz auffällig dadurch, daß die Entladungs-

funken spärlich und nicht so lichtstark auftraten, während der Funkenübergang zwischen den Elektroden bei Speisung des Induktoriums mit Wechselstrom die Erscheinung eines Lichtbogens hatte. Es ließ sich also auch hiernach vermuten, daß die Zahl der Partialentladungen in letzterem Falle eine sehr viel größere sein mußte.

Betrachtet man nun die eigentümlich spitze Form der Resonanzkurve, die eine bedeutend kleinere Dämpfung darstellt als der mittlere Teil der Kurve, so hat es den Anschein, als ob *zwei Schwingungen übereinander gelagert sind, die gleiche Periode haben, aber zeitlich nacheinander auftreten, und von denen die eine bedeutend weniger gedämpft ist als die andere.*

Setzt man eine große Zahl von Partialentladungen voraus, so könnte man sich die Entstehung dieser beiden übereinander gelagerten Schwingungen vielleicht in folgender Weise erklären:

Während des ersten Funkens einer Entladung entsteht eine Schwingung von verhältnismäßig großer Dämpfung. Die sich nun anschließenden Partialentladungen können schwächer gedämpfte Schwingungen auslösen, eventuell kann sich auch zeitweise ein Lichtbogen ausbilden, über den sich, wie beim Dudellschen Phänomen, eine ungedämpfte Schwingung überlagert.

Ganz allgemein läßt sich aus den Erörterungen dieses Abschnittes der Schluß ziehen, daß bei den hier untersuchten Schwingungen von einem konstanten Dämpfungsverhältnis nicht die Rede sein kann. Dagegen läßt sich ein einigermaßen brauchbarer Mittelwert der Dämpfung nach der Drudeschen Methode feststellen, nämlich derjenige Wert, der sich aus den „halben Ausschlägen“ ergibt.

Die Wahl *dieses* Wertes unter den voneinander je nach den in Betracht gezogenen Teilen der Resonanzkurve bis zu beinahe 40 Proz. abweichenden Dämpfungswerten ist in gewissem Grade willkürlich, hat aber eine gewisse Berechtigung insofern, als dieser Wert, wie gezeigt worden ist, gut mit demjenigen übereinstimmt, den man erhält, wenn die Resonanzkurve bei Vermeidung der Partialentladungen einen annähernd normalen Verlauf zeigt.

Die Untersuchung der Abhängigkeit dieses Mittelwertes von den Versuchsbedingungen ist die Aufgabe der folgenden

Abschnitte. Unter dem logarithmischen Dekrement ist dann stets der nach der Drudeschen Methode geschätzte Mittelwert verstanden.

Die Ausführungen dieses Abschnittes geben vielleicht die Möglichkeit an die Hand, in zwangloser Weise die Abweichungen, welche sich in der Literatur, wie eingangs erwähnt, über die Größe des logarithmischen Dekrements von Schwingungskreisen mit Hg-Funkenstrecke vorfinden, durch die verschiedene Auswertung der Resonanzkurven zu erklären.

V. Einfluß des Druckes auf Intensität und Dämpfung.

Bei den ersten Versuchen, den Einfluß des Druckes in der Hg-Lampe auf die Intensität und die Dämpfung festzustellen, entstand eine Schwierigkeit insofern, als sich der Druck während der Aufnahme einer Resonanzkurve wesentlich veränderte: Infolge des Stromdurchganges wurde das Quecksilber erwärmt und gab, ebenso wie die Glaswände, die okkludierten Gase frei. Es war dies besonders störend zu Anfang der Versuchsreihe bei noch verhältnismäßig hohem Druck von über 0,01 mm. Blieb dagegen die Sprengelpumpe während der Messung in Tätigkeit, so sank der Druck.

Diesem Übelstande ließ sich in der Weise abhelfen, daß die Stromschlußdauer, die bisher 3 Sek. betragen hatte, auf $\frac{2}{5}$ Sek. herabgesetzt wurde. Ferner wurde der Gang der Messung beschleunigt, indem zu jeder Messung nur sechs Beobachtungen gemacht wurden, nämlich bei den Einstellungen für die halben Ausschläge und den Resonanzpunkt, die Kurve hin und zurück, je eine Beobachtung. Die Lage des Resonanzpunktes war genau bekannt und blieb während der Versuchsreihe dieselbe.

Der Druck wurde vor und nach jeder Beobachtungsreihe gemessen und erwies sich bei diesem Verfahren als hinreichend konstant. Die Ergebnisse enthält die Tab. I.

Bei der Diskussion dieser Versuchsreihe muß vorausgeschickt werden, daß die durch die Ablesung am MacLeod-Manometer erhaltenen Angaben über den Druck nicht den Anspruch machen können, die Druckverhältnisse in der Hg-Lampe in der unmittelbaren Nähe der Elektroden *während der Oszillationen* wiederzugeben.

Tabelle I.

$C_1 = 402 \text{ cm}$	$C_2 = 1028 \text{ cm}$
$L_1 = 2557 \text{ cm}$	$L_2 = 1014 \text{ cm}$
$\lambda = 64 \text{ mm}$	$w_2 = 0,210 \text{ Ohm}$
$C_1/L_1 = 0,157$	$\gamma_2 = 0,022$

Druck p in mm	Maximal- ausschlag s_m in cm	γ_1	Lampen- widerstand w in Ohm
0,0235	1,95	0,127	2,83
0,0150	4,5	0,100	2,18
0,0115	5,5	0,093	2,01
0,0074	6,6	0,084	1,79
0,0045	6,9	0,081	1,72
0,0029	7,45	0,076	1,60
0,0016	7,5	0,076	1,60
0,0011	7,4	0,074	1,55
0,0009	7,5	0,070	1,45

Durch den Funkenübergang wird etwas Quecksilber zum Verdampfen gebracht, und es bildet sich dicht über und zwischen den Elektroden eine Zone höheren Druckes. Wenn also auch, wie gesagt, der gemessene Druck nicht den wirklich zwischen den Elektroden während des Funkenüberganges herrschenden Druck angibt, so ist er doch insofern von Wichtigkeit, als er die Höhe des Entladungspotentials bedingt, welches erforderlich ist, damit das Funkenspiel einsetzen kann.

Wie die Tabelle und die zugehörigen Kurven (Figg. 10 und 11) zeigen, ist mit der Abnahme des Druckes eine beträchtliche Verminderung des logarithmischen Dekrements verbunden. Bei der angewandten Druckvariation beträgt die Abnahme von γ_1 rund 45 Proz.

Die Intensität der Schwingungen, gemessen durch den Maximalausschlag s_m im Resonanzpunkt, nimmt mit Abnahme des Druckes stetig bis zu einem Druck von ungefähr 0,003 mm zu und bleibt von da ab bis 0,0009 mm konstant. Leider gelang es an dem betreffenden Tage nicht, den Druck noch weiter herabzusetzen.

Es traten übrigens bereits bei höherem Druck als 0,0235 mm Schwingungen auf — die ersten wurden bei einem Druck von 0,05 mm beobachtet —, doch waren die Ausschläge im Galvanometer so unregelmäßig, daß die Dämpfung nicht

mit Sicherheit berechnet werden konnte; so viel ließ sich jedoch erkennen, daß sie größer war als 0,13.

Fig. 10. Abhängigkeit des log. Dekrementes vom Druck (Tab. I).

Fig. 11. Abhängigkeit der Intensität (Maximalausschlag im Resonanzpunkt) vom Druck (Tab. I).

Für die Beurteilung der Hg-Lampe als Funkenstrecke ist es wesentlich, den Widerstand zu kennen, den sie während des Ablaufes der Oszillationen darbietet. Es wurde deshalb aus der Dämpfung der Gesamtwiderstand nach der Formel¹⁾

$$w = \frac{\gamma \cdot c}{2 \cdot \pi^2} \cdot \frac{\lambda}{C}$$

1) Vgl. P. Drude, Ann. d. Phys. 15. p. 709, Formel (3) und p. 764.

berechnet und der effektive Widerstand¹⁾ der die Selbstinduktion bildenden Kupferdrähte hiervon in Abzug gebracht. Die Resultate²⁾ sind in der letzten Kolumne der Tab. I zusammengestellt. Sie zeigen, daß der Widerstand der Hg-Lampe, den wir fortan kurz mit „Lampenwiderstand“ bezeichnen werden, mit Abnahme des Druckes kleiner wird.

Über die Lichterscheinung und Verteilung der Entladungsfunken auf den Elektroden ist noch folgendes zu bemerken.

Bei höherem Druck bis herab zu ungefähr $p = 0,05$ mm zeigte die Hg-Lampe in ihrem oberen Teile grüne Fluoreszenz, während die Elektroden sich mit anfänglich violett, bei Verminderung des Druckes immer weißlicher werdenden Glimmlicht umgaben.

Fig. 12.

Von dem Auftreten der Schwingungen ab ließen sich je nach der weiteren Druckverminderung folgende drei Typen der Entladungserscheinung unterscheiden (vgl. Fig. 12):

a) bei p von etwa 0,05—0,02 mm:

Die beiden Elektroden zeigten überall verstreut kleine aufblitzende Funken.

b) bei p gleich etwa 0,02—0,007 mm:

Die Entladungsfunken bildeten an den Rändern der Elektroden entlang einen vollständigen Kranz.

1) Vgl. die Bemerkung in Anm. 2 auf p. 175.

2) Für den Funkenwiderstand gilt dasselbe, was bereits auf p. 173 von dem logarithmischen Dekrement gesagt war. Die Berechnungen von w aus γ sind daher nur insofern als richtig anzusehen, als sie uns einen gewissen Mittelwert des Funkenwiderstandes liefern.

c) bei p unterhalb 0,007 mm:

Die Entladungserscheinung zog sich mehr und mehr an den einander nächsten Stellen der Elektroden zusammen und erschien dem bloßen Auge fast wie ein Lichtbogen.

VI. Einfluß der Temperatur.

G. W. Pierce¹⁾ hatte gefunden, daß die Wirkung der Hg-Lampe durch die Temperatur außerhalb des Gefäßes beeinflusst wird. Die größte Intensität erzielte er bei einer Temperatur von 95° , während bei 66° und bei 133° die Ausschläge im Galvanometer nur noch den dritten Teil der bei 95° erhaltenen betrugten.

Um nun festzustellen, ob die Steigerung der Temperatur auch auf die Dämpfung von Einfluß sei, wurden die folgenden Messungen unternommen.

Die Hg-Lampe wurde in einem Gefäß mit Paraffinöl montiert, das mit Glühlampen geheizt werden konnte. Für die Gleichmäßigkeit der Temperatur sorgten zwei Rührer, die durch einen Motor betrieben wurden.

Die Messungen wurden in der im vorigen Abschnitt angegebenen schnellen Weise ausgeführt, da vorauszusehen war, daß der Druck in der Hg-Lampe sich infolge der Temperaturerhöhung verändern würde. Die Luftpumpe war, um die Druckerhöhung möglichst auszugleichen, während der Versuche in Tätigkeit. Die Ergebnisse sind in der Tab. II wiedergegeben.

Die Messungen wurden mehrfach wiederholt und zeigten gute Übereinstimmung mit obigen Resultaten.

Wie die Tabelle zeigt, war es nicht gelungen, den Druck ganz konstant zu halten, doch sind die kleinen Änderungen der Drucke gering im Vergleich mit dem Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes bei den angewandten Temperaturen. (Der Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes beträgt nach den Messungen von Regnault²⁾ z. B. bei 60° 0,164 mm und bei

1) l. c.

2) Vgl. V. Regnault, Winkelmanns Handbuch der Physik III. 2. p. 977.

100° bereits 0,75 mm). Es ist daraus zu schließen, daß infolge der Temperaturerhöhung etwa freiwerdende okkludierte Gase keinen störenden Einfluß auf die Versuche ausgeübt haben.

Tabelle II.

$$\begin{aligned} C_1 &= 402 \text{ cm} & C_2 &= 1028 \text{ cm} \\ L_1 &= 2557 \text{ cm} & L_2 &= 1014 \text{ cm} \\ \lambda &= 64 \text{ mm} & w_{2 \text{ eff.}} &= 0,284 \text{ Ohm} \\ & & \gamma_2 &= 0,03 \end{aligned}$$

Temperatur	Maximal- ausschlag s_m in cm	γ_1	p in mm	w_1 in Ohm
18°	59,3	0,073	0,0009	1,53
31	48,0	0,074	0,0010	1,55
49	33,6	0,077	0,0020	1,62
60	25,05	0,081	0,0025	1,72
71	21,5	0,087	0,0023	1,87
80	18,9	0,095	0,0024	2,06
90	13,1	0,105	0,0029	2,30
100	9,8	0,111	0,0026	2,45

Das Ergebnis ist folgendes: Mit steigender Temperatur nimmt die Intensität der Schwingung ab, die Dämpfung und der Funkenwiderstand wachsen hingegen (vgl. Fig. 13 und 14).

Fig. 13. Abhängigkeit der Intensität von der Temperatur (Tab. II).

Die Erklärung für die obigen Resultate ist wohl darin zu suchen, daß mit steigender Temperatur mehr Quecksilber verdampft und dadurch der Druck in der Nähe der Elektroden steigt. Mit dieser Drucksteigerung sind nun wiederum die im vorigen Abschnitt behandelten Erscheinungen verknüpft.

Fig. 14. Abhängigkeit des log. Dekrementes von der Temperatur (Tab. II).

Das Ergebnis dieser Versuchsreihe steht also ganz im Einklang mit dem Einfluß, den der Druck auf die Intensität und Dämpfung ausübt. Es läßt sich daher, vorausgesetzt, daß keine Veränderungen in der Größe von Kapazität und Selbstinduktion mitsprechen, für meine Versuche wohl der Schluß ziehen, daß

mit steigendem Druck, ganz gleich, aus welcher Ursache die Drucksteigerung eintritt, die Intensität der Schwingung abnimmt, während die Dämpfung und der Funkenwiderstand wachsen.

Der Unterschied zwischen diesen Resultaten und den zu Anfang des Abschnittes erwähnten Beobachtungen des Hrn. Pierce ist vielleicht dadurch zu erklären, daß andere Größenverhältnisse der Hg-Lampen vorgelegen haben und eine andere Art der Speisung verwendet wurde.

VII. Einfluß der Kapazität.

Da der Meßkreis nur eine Wellenlänge von ungefähr 120 m zu messen gestattete, wurde, um die Variationsmöglichkeit von C_1 zu vergrößern, eine kleinere Selbstinduktion $L_1 = 1180$ cm gewählt. In der folgenden Versuchsreihe ist außer der Kapazität C_1 nichts verändert worden und der Druck, der wie immer vor und nach jeder Messung kontrolliert wurde, konstant auf 0,0005 mm gehalten. Das Ergebnis enthält die Tab. III.

Tabelle III.

C_1 = variabel; $L_1 = 1180$ cm; $p = 0,0005$ mm.

C_1 in cm	λ in m	C_1/L_1	γ_1	w_1 in Ohm
389	42,6	0,33	0,052	0,76
907	65,0	0,76	0,075	0,70
1426	81,5	1,20	0,090	0,65
1944	95,2	1,65	0,093	0,55
2462	107,0	2,09	0,101	0,50
2981	117,8	2,53	0,109	0,48

Die vorstehenden Resultate lassen folgendes erkennen:

1. Das logarithmische Dekrement wächst mit der Zunahme der Kapazität.

2. Der Lampenwiderstand nimmt ab mit wachsender Kapazität.

Die letztere Tatsache steht im Einklang mit den von G. W. Pierce¹⁾ gemachten Beobachtungen und ist insofern beachtenswert, als Pierce den Lampenwiderstand kalorimetrisch bestimmt hat, während hier der Lampenwiderstand durch Berechnung aus der Dämpfung ermittelt worden ist. Einige der von Hrn. Pierce für den Widerstand gefundenen Werte sind die folgenden:

$$\text{Für } C/L = \frac{11700}{117000} = 0,10 \text{ ist } w = 0,657 \text{ Ohm.}$$

$$\text{Für } C/L = \frac{28170}{117000} = 0,24 \text{ ist } w = 0,444 \text{ Ohm.}$$

1) G. W. Pierce, l. c.

$$\text{Für } C/L = \frac{65\,700}{117\,000} = 0,56 \text{ ist } w = 0,236 \text{ Ohm.}$$

$$\text{Für } C/L = \frac{105\,300}{117\,000} = 0,90 \text{ ist } w = 0,20 \text{ Ohm.}$$

Vergleicht man diese Zahlen mit denen der Tab. III, so sieht man, daß die Größenordnung dieselbe ist. Eine genauere quantitative Übereinstimmung kann nicht erwartet werden, da der Lampenwiderstand außer von dem Verhältnis C/L noch von dem Elektrodenabstand und der Art der Stromerregung abhängig ist.

Bezüglich des Lampenwiderstandes zeigt das Verhalten der Hg-Lampe mit dem der Luftfunkenstrecke vollkommene Analogie, da auch bei dieser der Funkenwiderstand mit wachsender Kapazität geringer wird, wie Lindemann¹⁾, Rempp²⁾ und Brooks³⁾ angegeben haben.

Die Ursache hierfür ist darin zu suchen, daß mit wachsender Kapazität auch zugleich die mit jedem Funken transportierte Elektrizitätsmenge größer wird.

Ganz im Gegensatz zu dieser Analogie zwischen der Hg-Lampe und der Luftfunkenstrecke steht deren Verhalten in bezug auf das logarithmische Dekrement. Bei der Hg-Lampe wächst die Dämpfung mit der Zunahme der Kapazität. Diese Steigerung ist recht beträchtlich, nämlich, wie die Tabelle zeigt, bei einer noch nicht achtfachen Vergrößerung der Kapazität 52 Proz.

Dieses Resultat ist insofern bemerkenswert, als es, wie oben angedeutet, nicht mit dem bekannten Verhalten der Luftfunkenstrecke übereinstimmt, denn es nimmt bei dieser, wie G. Rempp²⁾ und H. Brooks³⁾ gezeigt haben, das Dekrement mit wachsender Kapazität ab bis zu einer Kapazität von etwa 900 cm (nach Rempp) bzw. 1800 cm (nach Brooks) und bleibt bei weiterer Vergrößerung der Kapazität ziemlich konstant.

Bei der Hg-Lampe nimmt dagegen die Dämpfung mit der Kapazität zu, d. h. es ist γ , da die Selbstinduktion bei diesen Versuchen konstant gehalten war, mit zunehmendem C/L ge-

1) R. Lindemann, Ann. d. Phys. 12. p. 1012. 1903.

2) G. Rempp, Ann. d. Phys. 17. p. 627. 1905.

3) H. Brooks, Phil. Mag. (6) 2. p. 92. 1901.

wachsen. Es erschien nun interessant, die Dämpfung und den Widerstand zu studieren, wenn C sowohl als auch L variiert werden. Um dabei aber den eventuellen Einfluß der Periode¹⁾ auf den Widerstand zu eliminieren, mußten die Versuche so angestellt werden, daß $\sqrt{C \cdot L}$ konstant blieb.

VIII. Einfluß des Verhältnisses C/L bei konstanter Periode.

Um einen möglichst großen Spielraum für die Variationsmöglichkeit von C/L zu haben, wurde der Meßkreis derartig erweitert, daß er Wellen von 188 m Länge zu messen gestattete.

Die kleinste durch die Versuchsanordnung bedingte Selbstinduktion betrug $L_1 = 1710$ cm, so daß sich als konstante Periode eine Wellenlänge von ungefähr

$$\lambda = 2\pi \cdot \sqrt{3629 \cdot 1710} = 158 \text{ m}$$

ergab.

Da Messungen dieser Art, soweit mir bekannt, für die Luftfunkenstrecke noch nicht vorliegen, so wurden die Messungen auch gleichzeitig auf die Luftfunkenstrecke ausgedehnt. Die Anordnung zeigt Fig. 15.

Fig. 15.

Mit Hilfe der drei Quecksilbernäpfchen bei A und B konnte die Hg-Lampe oder die Luftfunkenstrecke eingeschaltet werden. Die Variation der Selbstinduktion wurde durch Zuschalten von Spulen S bei A bewirkt. Zum feineren Regulieren der Wellenlänge diente der Posaunenauszug P .

1) P. Drude, l. c. p. 710ff.

Der Gang der Messungen war folgender: Die Lage des Resonanzpunktes im Sekundärkreis für die Wellenlänge $\lambda = 158$ m war bekannt. Wurde die Selbstinduktion L_1 durch Einschalten einer anderen Spule verändert, so mußte die Größe der Kapazität C_1 entsprechend variiert werden, bis die Wellenlänge von 158 m möglichst annähernd erreicht war. Die genauere Einstellung erfolgte darauf mit Hilfe des Posaunenausuges P . Außer den Variationen von C/L innerhalb der konstanten Periode wurde nichts verändert und der Druck in der Hg-Lampe konstant auf 0,0003 mm gehalten.

Da diese Parallelversuche zwischen der Hg-Lampe und der Luftfunkenstrecke auch die Möglichkeit zur Vergleichung ihrer Widerstände bieten sollten, so mußten die Funkenlänge (7 mm) der Luftfunkenstrecke und ebenso die Speisung des Induktoriums während der ganzen Versuchsreihe ohne Rücksicht auf das Eintreten von Partialentladungen dieselben bleiben.

Das Ergebnis war folgendes:

Tabelle IV.

Die Luftfunkenstrecke.

$f = 7$ mm; $w_2 = 0,248$ Ohm; $\gamma_2 = 0,029$; $\lambda = 158$ m.

C_1 in cm	L_1 in cm	C/L	γ_1	Gesamt- w in Ohm	hiervon in Abzug $w_{\text{eff. der}}$ Spulen ²⁾	$w_{\text{eff. der}}$ Zuleitung	Funk- wider- stand w in Ohm
130	47500	0,003	0,422	78,1	0,510	0,165	77,4
259	24200	0,011	0,317	29,4	0,312	0,133	29,0
430	14720	0,029	0,281	15,7	0,197	0,112	15,4
553	11700	0,047	0,211	9,2	0,156	0,123	8,9
675	9350	0,072	0,198	7,06	0,127	0,145	6,79
798	7780	0,103	0,191	5,76	0,099	0,173	5,49
1044	6070	0,172	0,186	4,28	0,071	0,199	4,01
1351	5075	0,266	0,182	3,24	0,043	0,229	2,97
1552	4100	0,379	0,181	2,80	0,043	0,148	2,61
1814	3500	0,518	0,179	2,38	0,043	0,139	2,20
2722	2340	1,16	0,177	1,57	—	0,164	1,41
3629 ¹⁾	1710	2,12	—	—	—	—	—

1) Der Kondensator lud sich nicht mehr auf.

2) Der effektive Widerstand der Spulen ist nach den von A. Sommerfeld (Ann. d. Phys. 15. p. 673. 1904) angegebenen Formeln berechnet

Tabelle V.

Die Hg-Lampe.

$p = 0,0003$; $w_2 = 0,248$ Ohm; $\gamma_2 = 0,029$; $\lambda = 158$ m.

C_1 in cm	L_1 in cm	C/L	γ_1	Gesamt- w in Ohm	hiervon in Abzug $w_{\text{eff. der}}$ Spulen ¹⁾	$w_{\text{eff. der}}$ Zuleitung	Lampen- wider- stand w in Ohm
130	47500	0,003	0,172	31,8	0,510	0,165	31,1
259	24200	0,011	0,155	14,4	0,312	0,133	14,0
430	14720	0,029	0,139	7,78	0,197	0,112	7,5
553	11700	0,047	0,134	5,84	0,156	0,123	5,56
675	9350	0,072	0,138	4,92	0,127	0,145	4,65
798	7780	0,103	0,141	4,25	0,099	0,173	3,98
1044	6070	0,172	0,155	3,57	0,071	0,199	3,30
1351	5075	0,266	0,165	2,94	0,048	0,229	2,67
1552	4100	0,379	0,171	2,67	0,043	0,148	2,48
1814	3500	0,518	0,175	2,32	0,043	0,139	2,14
2722	2340	1,16	0,182	1,61	—	0,164	1,45
3629	1710	2,12	0,191	1,27	—	0,183	1,09

Die Resultate dieser beiden Tabellen (vgl. auch Figg. 16 und 17) lassen folgendes erkennen:

worden. Wenn mit w_0 der Gleichstromwiderstand der Spule und mit w ihr Widerstand bei schnellen Schwingungen bezeichnet wird, so ist

$$\frac{w}{w_0} = \gamma \cdot \frac{\alpha}{2},$$

wobei

$$\alpha = 2 \pi \varrho \sqrt{2 n \sigma}$$

ist, worin ϱ = Drahtradius, n = Schwingungszahl, σ = Leitfähigkeit bedeuten.

γ ist ein Zahlenfaktor, der sich aus Versuchen zu 0,65 ergeben hat. Die hiernach berechneten Werte für den Widerstand der Spulen sind um ungefähr 23 Proz. höher als die Werte, welche sich ergeben würden, wenn der effektive Widerstand der Spulen nach den Rayleighschen Formeln (für geraden Draht) berechnet worden wäre.

1) Vgl. Anm. 2 p. 194 u. 195.

Fig. 16. Abhängigkeit der Dämpfung von dem Verhältnis C/L bei konstanter Periode ($\lambda = 158$ m).

Fig. 17. Abhängigkeit des Funkenwiderstandes w von dem Verhältnis C/L bei konstanter Periode ($\lambda = 158$ m).

1. Für die Luftfunkenstrecke.

Innerhalb weiter Grenzen ist die *Dämpfung* unseres Schwingungskreises mit Luftfunkenstrecke (vgl. Fig. 16) nahezu

unabhängig von dem Verhältnis C/L , wenn $C.L$, d. h. die Periode, konstant ist.

Dies gilt im vorliegenden Falle, solange das Verhältnis C/L größer als 0,05 ist; nimmt C/L kleinere Werte an, so nimmt die Dämpfung zu.

Der Widerstand der Luftfunkenstrecke (Fig. 17) zeigt mit wachsendem C/L bis zu einem Werte von etwa 0,05 ein schnelles Abfallen. Von da ab nimmt w nur noch in geringem Maße ab.

2. Für die Hg-Lampe.

Ganz anders liegt der Fall für die Hg-Lampe. Die Dämpfung (vgl. Fig. 16) nimmt mit wachsendem C/L ab bis zu einem Werte von $C/L =$ etwa 0,05. Bei weiterer Vergrößerung von C/L tritt zunächst ein schnelles, nachher geringeres Ansteigen der Dämpfung ein. *Die Kurve zeigt also ein deutlich ausgeprägtes Minimum der Dämpfung, das bei einem Verhältnis von $C/L =$ etwa 0,05 liegt.*

Der Lampenwiderstand (Fig. 17) nimmt mit wachsendem Verhältnis von C/L zuerst schnell ab bis zu einem Werte von $C/L =$ etwa 0,05, dann weniger, und bleibt bei weiterer Zunahme von C/L fast konstant.

Bemerkenswert ist noch, daß die Kurven des Lampenwiderstandes und des Widerstandes der Luftfunkenstrecke sich ebenfalls schneiden, wie die entsprechenden Kurven der logarithmischen Dekremente, und zwar bei ungefähr dem gleichen Verhältnis von C/L .

Aus der Betrachtung der Tabellen kann man nun sehen, daß der Widerstand für die verschiedenen Versuchsbedingungen (d. h. verschiedene Größe von C und L) nicht konstant ist. Wie wir schon im Abschnitt VII gezeigt haben, sinkt der Widerstand mit wachsender Kapazität. Aus den Tab. IV und V geht nun hervor, daß bei Vergrößerung des Verhältnisses C/L bei konstanter Periode ein sehr viel stärkeres Abnehmen des Widerstandes eintritt, als nach den Versuchen bei konstanter Selbstinduktion und variabler Kapazität zu erwarten gewesen wäre.

Daraus muß man schließen, daß der Widerstand besonders bei großem L außer von C auch durch die Größe von L be-

einflußt wird. Ein solcher Einfluß ist auch von Drude¹⁾ beobachtet worden. Drude vermutete die Ursache hierfür in dem Einfluß der Periode, er sagt hierüber folgendes: „Der Grund ist wohl darin zu suchen, daß mit wachsendem L die Periode P wächst, daher mehr Dissoziationsarbeit vom Funken zu leisten ist, weil vor Einsetzen des Funkens der Warburgsche Vorprozeß (Dissoziation der Luft) stattfinden muß und diese Dissoziation mit einer bestimmten Geschwindigkeit wieder zurückgeht.“

Wie aber aus den mitgeteilten Resultaten hervorgeht, muß hier ein anderer Grund vorliegen, da hier die Periode konstant gehalten worden war.

Die Widerstandskurven der Luftfunkenstrecke und der Hg-Lampe unterscheiden sich lediglich durch stärkeren Anstieg.

Das oben erwähnte Minimum der Dämpfung bei der Hg-Lampe erklärt sich aus unseren Betrachtungen dadurch, daß von großen Verhältnissen von C/L herab bis zu dem Werte $C/L = \text{etwa } 0,05$, bei dem das Minimum eintritt, die Änderungen von w geringfügig sind, infolgedessen muß bis zu diesem Punkt durch Verkleinerung von C/L eine Verminderung der Dämpfung möglich sein. Unterhalb dieses Wertes wird w sowohl durch die Verkleinerung der Kapazität als auch durch die Vergrößerung der Selbstinduktion derartig schnell gesteigert, daß die Dämpfung trotz der Verkleinerung von C/L ansteigt.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Resonanzkurve kann bei Verwendung einer Hg-Lampe als Funkenstrecke infolge gewisser Vorgänge (Partialentladungen? Lichtbogenbildung?) eine Gestalt annehmen, die sich von der theoretischen Form ganz wesentlich unterscheidet.

2. In solchen Fällen ist daher das Drudesche Verfahren zur Bestimmung des logarithmischen Dekrementes nicht anwendbar. Es läßt sich jedoch nach der Drudeschen Methode ein gewisser Mittelwert der Dämpfung angeben, welcher aus den „halben Ausschlägen“ berechnet wird.

3. Die durchschnittliche Dämpfung von Schwingungskreisen mit einer Hg-Lampe als Funkenstrecke ist, nach den vor-

1) P. Drude, l. c. p. 711.

liegenden Versuchen zu schließen, nur wenig verschieden von der Dämpfung der Luftfunkenstrecken, sie ergibt sich hier im allgemeinen etwas kleiner.

Die diesem Ergebnis widersprechenden Angaben in der Literatur lassen sich durch die von mir beobachteten Unregelmäßigkeiten im Verlaufe der Resonanzkurven erklären, die besonders in der Nähe des Resonanzpunktes scheinbar viel zu kleine Dämpfungen ergeben können.

4. Der in einem mit der Hg-Lampe kommunizierenden Manometer gemessene Druck ist für die Intensität der Schwingung, die Dämpfung und den Lampenwiderstand von großem Einfluß. Durch Erhöhung des Druckes wird die Dämpfung und der Lampenwiderstand vergrößert, die Intensität der Schwingung verringert.

5. Bei den von mir gewählten Versuchsbedingungen ist der Einfluß der Temperatur folgender: Mit steigender Temperatur nimmt die Intensität der Schwingung ab, die Dämpfung und der Lampenwiderstand wachsen hingegen. Also wirkt Temperaturerhöhung ebenso wie Druckvermehrung, was erklärlich ist, wenn man annimmt, daß die Temperaturerhöhung eine Drucksteigerung in der Umgebung der Elektroden hervorruft.

6. Mit Zunahme der Kapazität (bei konstant gehaltener Selbstinduktion) wird in der Hg-Lampe das logarithmische Dekrement größer, der Widerstand dagegen kleiner.

7. Für die von mir benutzte Hg-Lampe als Funkenstrecke ist das Verhältnis von Kapazität und Selbstinduktion bei konstanter Periode auf die Dämpfung von großem Einfluß. Je nachdem C/L größer oder kleiner als etwa 0,05 ist, wird das Verhalten der hier benutzten Lampe bei der konstanten Wellenlänge $\lambda = 158$ m ein anderes:

a) Für C/L größer als 0,05 wächst die Dämpfung zuerst annähernd proportional C/L , dann langsamer.

b) Für C/L kleiner als 0,05 wird das logarithmische Dekrement um so größer, je kleiner C/L ist.

Es existiert also für die Hg-Lampe eine *Minimumdämpfung*, die in unserem Falle bei $C/L =$ etwa 0,05 eintritt.

8. Für den Lampenwiderstand tritt bei der Variation von C/L und bei konstanter Periode kein Minimum auf. Er nimmt mit wachsender Kapazität zuerst schnell, dann langsamer ab

und nähert sich bei größeren Kapazitäten einem konstanten Wert.

9. Die *Luftfunkenstrecke* zeigt hinsichtlich der Dämpfung *kein Minimum* bei Veränderung von C/L und konstanter Periode. Die Widerstandskurve unterscheidet sich lediglich durch steileren Verlauf von derjenigen der Hg-Lampe.

20. Kombiniert man die Ergebnisse der Versuche bei variablem C und konstantem L mit denen bei variablem C/L und konstantem $C \cdot L$, so zeigt sich ein *deutlicher Einfluß der Selbstinduktion des Schwingungskreises auf den Widerstand der Hg-Lampe*.

Vorliegende Arbeit ist im Physikalischen Institut der Universität Berlin auf Anregung meines hochverehrten Lehrers Prof. P. Drude†, dessen ich mich stets dankbar erinnern werde, begonnen und nach dessen Tode unter Leitung des Hrn. Prof. Rubens zu Ende geführt. Es sei mir hier gestattet, letzterem noch ganz besonders für das stetige Interesse an meiner Arbeit sowie für deren Förderung meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 23. März 1908.)