

7. Ueber die Dämpfung electricischer Resonatoren; von S. Lagergren.

(Auszug aus Bih. till. K. Svenska Vet.-Akad. Handl. Bd. 23. Afd. I. Nr. 4.)

I. Einleitung.

Wenn in einem Hertz'schen Leiter eine electricische Schwingung erregt wird, so sucht diese denselben Gesetzen zu folgen wie die Schwingungen eines akustischen Systemes, das aus seiner Gleichgewichtslage gebracht wird. Die Dämpfungsursachen sind im Grossen in beiden Fällen dieselben, und lassen sich, wenn wir uns der Präcision wegen auf Resonatoren im Sinne isolirter Systeme beschränken, in zwei ganz verschiedene Klassen zerlegen: 1. die Verwendung der Energie zur Ueberwindung der inneren Reibung bez. des electricischen Leitungswiderstandes; 2. die Abgabe von Energie durch Strahlung oder das Aussenden von Wellen in das umgebende Medium.

Hr. Tesla¹⁾ hat auf eine dritte Dämpfungsursache hingewiesen, welche doch nur den electricischen Schwingungen zukommen sollte. Seiner Ansicht nach sollte nämlich ein electricischer Resonator, der im Luftraume aufgestellt ist, stärker gedämpft sein als ein Resonator, welcher sich im Vacuum oder in einem nach Tesla's Ausdrucksweise „continuirlichen“ Medium, z. B. Oel, befindet. Diese Frage wird später näher untersucht werden. Hier soll nur soviel gesagt werden, dass meine Versuche diese Hypothese nicht bestätigen, sodass wir bei der Beschreibung der Methode nur den oben erwähnten Dämpfungsursachen Aufmerksamkeit zu widmen brauchen.

Besitze ich also ein Mittel, um die Gesamtdämpfung des Resonators, durch das logarithmische Decrement δ gemessen, zu bestimmen, so lässt sich dieses δ in zwei Compo-

1) N. Tesla, The Electrician 1893, jan. 6.

nennten zerlegen: δ_j , Decrement durch Entwicklung Joule'scher Wärme, und δ_s , Decrement durch Strahlung, sodass

$$\delta = \delta_j + \delta_s.$$

Von diesen kann δ_j mit Hülfe der alten Electrodynamik für sämtliche in der folgenden Untersuchung vorkommende Fälle berechnet werden, während δ_s nur in einem besonderen Falle theoretisch bestimmt werden kann.

Die erste Berechnung der Energiemenge, welche ein schwingendes electricisches System durch Aussenden von Wellen abgiebt, verdanken wir H. Hertz¹⁾, der im Jahre 1889 in seiner Abhandlung: „Die Kräfte electricischer Schwingungen“, diesen Gegenstand behandelte. Seine Berechnung beschränkt sich jedoch auf den sehr speciellen Fall, dass die Schwingungen geradlinig sind. Die Untersuchung von Hertz ist später von Hrn. H. Poincaré²⁾ und mit grösstem Erfolge von Hrn. M. Planck³⁾ aufgenommen worden. Zu dem Resultate dieser Berechnungen will ich in einem folgenden Abschnitt zurückkommen.

Die vorliegende Untersuchung hat zum Zweck gehabt, die Dämpfung electricischer Schwingungen in möglichst weiten Grenzen zu untersuchen. Doch musste ich mich schon vom Anfang an auf „geschlossene“ Resonatoren beschränken, weil die von mir verwendete electrometrische Methode sich nicht für das Studium geradliniger Resonatoren eignet.

II. Ueber die Bestimmung der Dämpfung electricischer Schwingungen durch Resonanzversuche.

Die einzige Methode, die wir bisher besitzen, um die Dämpfung eines Hertz'schen Resonators zu bestimmen, ist von Hrn. V. Bjerknes⁴⁾ angegeben. Der Weg, welchen man dabei zu gehen hat, ist in Kürze folgender. Zwei Leiter, „Oscillator“ und „Resonator“ sind beinahe auf Resonanz ab-

1) H. Hertz, Ausbreitung der electricischen Kraft. p. 160.

2) H. Poincaré, Les oscillations électriques. p. 92.

3) M. Planck, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 16. 1895 und 10. 1896; Wied. Ann. 57. p. 1. 1896; 60. p. 577. 1897.

4) V. Bjerknes, I u. II. Bihang till K. Svenska Vet.-Akad. Handlingar 20. Afd. I, Nr. 4 u. 5; Wied. Ann. 55. p. 121. 1895.

gestimmt. Ein vom Oscillator ausgehender Wellenzug trifft den Resonator und erregt in diesem eine Schwingung, deren Integraleffect durch den Ausschlag eines Electrometers gemessen wird. Diese Electrometerausschläge werden für verschiedene Wellenlängen des Oscillators bestimmt, und somit eine Curve gezeichnet, welche den Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Electrometerausschlag angiebt. Aus dieser Curve wird das „mittlere logarithmische Decrement“ ω berechnet.¹⁾ Ist also das logarithmische Decrement des Oscillators γ und dasjenige des Resonators δ , so ist einfach

$$\omega = \frac{\gamma + \delta}{2}.$$

Um die Decremente γ und δ zu trennen, kann man zwei Wege betreten. Entweder bedient man sich der „Widerstandsmethode, oder man bestimmt δ , wie ich es gethan habe, ausschliesslich durch Resonanzversuche, indem man zwei Versuche macht, einmal mit Kupferdraht, ein anderes Mal mit Eisendraht im Resonator. Sind Y und Y_1 dann die „Ordinaten bei Isochronismus“, so ist

$$Y \omega \delta = Y_1 \omega_1 \delta_1,$$

welche Gleichung in Verbindung mit den folgenden

$$\gamma + \delta = 2 \omega$$

$$\gamma + \delta_1 = 2 \omega_1$$

für δ folgenden Werth giebt:

$$\delta = 2 Y_1 \omega_1 \cdot \frac{\omega_1 - \omega}{Y \omega - Y_1 \omega_1}.$$

In der zweiten Abtheilung der oben citirten Abhandlung hat Bjerknes²⁾ diese beiden Methoden bei einigen Versuchen geprüft. Es zeigte sich aber dabei, dass sämtliche durch die Widerstandsmethode bestimmte Decremente viel kleiner als die mit Hülfe der anderen Methode berechneten waren. Man fragt sich darum, ob diese Abweichung in einem principiellen Fehler einer der Methoden zu suchen, oder ob sie nur zufälligen Ver-

1) V. Bjerknes, l. c. I. p. 37 ff.; Wied. Ann. 55. p. 149. 1895.

2) V. Bjerknes, l. c. II. p. 35 ff.

suchsfehlern zuzuschreiben ist. Diese Frage habe ich auf experimentellem Wege entscheiden können. Durch zahlreiche Versuche habe ich mich nämlich überzeugt, dass eine solche regelmässige Abweichung nicht stattfindet, sondern dass die Abweichungen, welche vorkommen, nach beiden Seiten gehen und sehr gut als Versuchsfehler erklärt werden können. Die obige Formel zeigt nämlich, dass die Bestimmung von δ eine recht unsichere ist. Die eingehenden Factors sind nämlich nicht weniger als vier, welche sämmtlich aus den Versuchen gegeben werden sollen, und von diesen sind ausserdem ω , ω_1 mit Hülfe der experimentell zu bestimmenden Wellenlängen des Oscillators berechnet. Die Fehlerquellen sind also sehr zahlreich, und ihr Einfluss wird um so grösser, als eine Unsicherheit im Zähler von einer entsprechenden Unsicherheit im Nenner unterstützt wird. Es reicht darum nicht aus nur eine Curve zur Bestimmung von ω zu verwenden. In der That habe ich bei meinen Versuchen immer zwei Kupfercurven und vier Eisencurven beobachtet, und zwar in der Ordnung, dass die Kupfercurven immer in die Mitte der Beobachtungsreihen fielen. Ausserdem wurden Y , Y_1 besonders bestimmt.

Da im Folgenden das ganze ursprüngliche Beobachtungsmaterial nicht mitgetheilt werden kann, soll zur Erläuterung der Methode eine Beobachtungsreihe hier mitgetheilt und berechnet werden. Diese Beobachtungen sind in Tab. I enthalten. λ bedeutet die halbe Wellenlänge des Oscillators in Centimeter, y , y_1 die Electrometerausschläge und ω , ω_1 die mittleren Decremente für Kupfer und Eisen.

Tabelle I.

λ	690	699,5	710	721,5	728	734	749,5	768	791	813	838,5	862	ω
y_1	2,3		4,2			7,6	8,5	7,6	5,6	4,1	3,0	2,3	0,1996
y_1	2,4		4,2			7,8	8,6	7,7	5,9	4,4	3,2	2,3	0,2046
y	17,7	28,0	58,0	108,9	121,3	111,5	59,2	29,6	18,9				0,0818
y	17,8	27,7	56,2	110,6	121,7	113,0	59,6	32,1	19,0				0,0805
y_1	2,7		5,0			8,5	9,5	8,4	6,3	4,6	3,3	2,5	0,1980
y_1	2,7		4,6			8,4	9,2	8,0	6,0	4,5	3,2	2,4	0,1999

Y war = 118,5 und $Y_1 = 8,03$, sodass δ wird

$$\delta = 0,0481.$$

Der Versuch wurde zwei Tage später mit einem anderen Electrometer wiederholt und ergab dann

$$\delta = 0,0450,$$

also im Mittel

$$\delta = 0,0465.$$

Stellen wir nun nach dieser Methode einige Versuche an, so zeigt sich folgendes. Stehen die beiden Leiter einander sehr nahe, so wird die Spannung im Resonator gross, Funken springen zur Electrometernadel über, die Messung ist unmöglich. Angenommen aber, dass keine Ladung der Electrometernadel stattfindet, so finden wir für δ einen gewissen Werth. Wir wollen einen Controllversuch anstellen, und nehmen den Abstand noch grösser. Die Controlle fällt sehr schlecht aus: der neue Werth ist viel kleiner als der vorige. Vermehren wir den Abstand noch mehr, so finden wir einen noch kleineren Werth für δ . So fand ich z. B. bei einer Versuchsreihe folgende zusammengehörige Werthe:

Tabelle II.

Abstand zwischen Oscillator und Resonator in cm	40	55	80	100
ω , Kupfer im Resonator	0,163	0,119	0,076	0,077
ω_1 , Eisen im Resonator	0,306	0,241	0,198	0,195
δ , Kupfer im Resonator	0,073	0,054	0,041	0,039

Für grössere Abstände blieb δ unverändert und etwa gleich 0,040.

Wo ist die Erklärung dieser Abnahme zu suchen? In einem Fehler der Bjerknæs'schen Theorie?

In der That hat Bjerknæs für die Gültigkeit seiner Theorie einen gewissen Abstand zwischen den Leitern vorausgesetzt. Es soll nämlich dieser Abstand so gross sein, dass man nur einen Wellenzug zwischen Oscillator und Resonator anzunehmen braucht. Der Versuch, die obige Variation der Dämpfung aus der Annahme von mehreren solchen Wellenzügen zu erklären, bleibt indessen fruchtlos; denn die Discussion von der Grundgleichung für diesen Fall zeigt, dass eine solche Reflexion nur auf den „Intensitätsfactor“ einen Einfluss ausüben kann.

Die Erklärung liegt indessen viel näher. Ich will nur auf die Thatsache hinweisen, dass wenn man um den Oscillator eine Drahtleitung legt, in welcher man durch Ueberbrückung stehende Wellen hervorruft, so zeigt die „Interferenzcurve“ eine grössere Dämpfung, je näher die Leitung dem Oscillator ist. Dies rührt von der Absorption der Leitung her, und in derselben Weise wird auch jede metallische Capacität, die sich in der Nähe eines schwingenden electricen Systems befindet, die Energieabgabe desselben vermehren. Hiermit ist ja auch die Erklärung der obigen Verhältnisse gegeben: der primäre und secundäre Leiter wirken absorbirend aufeinander. Um also die Eigendämpfung des Resonators zu erhalten, muss man alle störenden Metallmassen aus dem Beobachtungszimmer entfernen und demnach zusehen, dass der Abstand zwischen Oscillator und Resonator so gross ist, dass bei einer Vermehrung des Abstandes δ unverändert bleibt.¹⁾

III. Berechnung der Joule'schen Decrements und der Selbstinductionscoefficienten.

Hat man also nach der oben angegebenen Methode δ bestimmt, so besteht dieses δ , wie früher erwähnt, aus zwei Gliedern: δ_s , Decrement durch Strahlung, und δ_j , Decrement durch Entwicklung Joule'scher Wärme. Ist, wie in allen folgenden Versuchen, der Stromkreis des Resonators geschlossen, so lässt sich das Joule'sche Decrement aus der Thomson'schen Formel

$$\delta_j = \frac{R\tau}{2L}$$

berechnen, wo τ die Eigenperiode des Resonators, R der Widerstand und L der Selbstinductionscoefficient des Drahtes ist.

Die Grösse R berechnet man nach Lord Rayleigh²⁾ zu

$$R = \sqrt{\frac{\pi r \mu l}{\tau}}$$

Hier bedeutet r den Widerstand gegen constanten Strom, μ die magnetische Permeabilität, l die Länge der Schwingungen und

1) Ueber die Instrumente vgl. S. Lagergren, Bihang till K. Svenska Vet.-Akad. Handl. 23. Afd. I, Nr. 4. Vgl. auch V. Bjerknes, Wied. Ann. 44. p. 76.

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 21. p. 390.

π die gewöhnliche transcendente Zahl. Ist die Schwingungsdauer oder der Widerstand r gross, so fügt man nach Stefan¹⁾ an den obigen Werth für R noch den Correctionsfactor $r/4$, sodass der vollständige Ausdruck wird

$$R = \sqrt{\frac{\pi r \mu l}{r}} + \frac{r}{4}.$$

Es wird hiernach der Selbstinductionscoefficient L des Resonatordrahtes berechnet. Dieser Draht bildet in den folgenden Versuchen entweder einen Kreis oder ein Quadrat, und es werden also hier die Selbstinductionscoefficienten dieser Formen gegeben.

Unter Annahme, dass der Strom ganz oberflächlich ist, ergibt sich nach Stefan³⁾ für einen kreisförmigen Draht

$$L = 2l \left(\log \text{nat} \frac{l}{\rho} - 1,758 \right),$$

wo ρ den Radius und l die Länge des cylindrischen Drahtes bedeutet.

Da aber bei den Hertz'schen Schwingungen immer ein, wenn auch kleines, Eindringen des Stromes in den Draht stattfindet, so wird der obige Werth um ein Correctionsglied zu klein, das man nach Rayleigh und Stefan gleich

$$\sqrt{\frac{r \mu l \tau}{4 \pi}}$$

setzen kann. Der corrigirte Werth für L wird also

$$L = 2l \left(\log \text{nat} \frac{l}{\rho} - 1,758 \right) + \sqrt{\frac{r \mu l \tau}{4 \pi}}.$$

Der Selbstinductionscoefficient des Quadrates kann folgendermaassen abgeleitet werden.

Im allgemeinen ist L durch die Formel von Neumann

$$L = \iint \frac{\cos \varepsilon}{r} ds ds'$$

gegeben, wo die Integration beide Male über dieselbe Leitung auszuführen ist. Anstatt diese Rechnung direct durchzuführen,

1) J. Stefan, Wied. Ann. **41**. p. 411. 1891.

2) J. Stefan, l. c. p. 405.

werde ich nach dem Vorbild des Hrn. Blondlot¹⁾ einen anderen Weg betreten, der indirect zu demselben Ziele führt.

Das Quadrat kann nämlich so betrachtet werden, als wäre es aus vier geraden Leitern AB , BC , CD , DA zusammengesetzt. Es sei der Selbstinductionscoefficient einer Seite p und der Coefficient der Induction zweier Seiten aufeinander q , so lässt sich der Gesamttcoefficient des Quadrates L in die Form

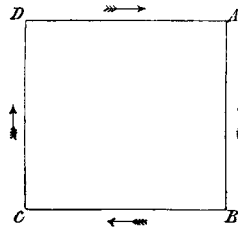


Fig. 1.

$$L = \Sigma p + \Sigma q$$

schreiben.

Das erste dieser Glieder lässt sich folgendermaassen berechnen. Für einen geraden Draht von der Länge a und Radius ρ ist nämlich für oberflächliche Ströme

$$p = 2 a \log \text{nat} \frac{2 a}{e \rho}$$

und also

$$\Sigma p = 2 l \log \text{nat} \frac{l}{2 e \rho} \text{)},$$

wenn l die Drahtlänge $= 4 a$ ist.

Es soll nun die gegenseitige Induction der Drahtcomponenten berechnet werden. Hierbei kommt aber nur die Induction

1) R. Blondlot, Journal de Physique 10. p. 549. 1891; Compt. rend. 113. p. 628. Vgl. auch H. Poincaré, Les oscillations électriques, p. 66. In die Rechnungen der Herren Blondlot und Poincaré hat sich indessen ein wesentlicher Fehler eingeschlichen. Sie nehmen nämlich an, dass die Summe Σp (vgl. meine Berechnung) gleich dem Selbstinductionscoefficienten eines geraden Drahtes von der Gesamtlänge der Seiten sei. Macht man die folgende Rechnung dieser Betrachtungsweise gemäss, so erhält man für den Selbstinductionscoefficienten des Quadrates einen viel grösseren Werth als für denjenigen eines Kreises von derselben Drahtlänge, was unmöglich ist, wenn man bedenkt, dass das Flächenintegral des Kreises grösser ist als dasjenige des Quadrates. Durch eine glücklich gefundene Abkürzung von l ist indessen Hr. Blondlot dieses Fehlers ungeachtet zu einem im wesentlichen richtigen numerischen Werth für L gekommen.

2) Vgl. die vorige Anm. Nach Blondlot würde

$$\Sigma p = 2 l \log \text{nat} \frac{2 l}{e \rho}.$$

der parallelen Seiten in Betracht; für zwei aufeinander senkrechte Seiten ist nämlich $\cos \varepsilon$ und somit der Inductionscoefficient immer Null.

Der Inductionscoefficient zweier geradliniger, paralleler Drähte von der Länge a und in dem Abstand b ist durch die folgende Formel gegeben

$$q = a \log \text{nat} \frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{\sqrt{a^2 + b^2} - a} + 2a - 2\sqrt{a^2 + b^2}.$$

Im vorliegenden Falle ist $b = a$, wodurch der obige Ausdruck sehr einfach wird:

$$q = a \log \text{nat} (3 + 2\sqrt{2}) + 2a(1 - \sqrt{2})$$

oder

$$q = 0,934 a.$$

Da aber die Stromrichtungen in den in Betracht kommenden Drähten einander entgegengesetzt sind, also $\cos \varepsilon = -1$, so wird q negativ. Es wird also das zweite Glied

$$\sum q = -0,934 l.$$

In Verbindung mit dem obigen Ausdruck für $\sum p$ giebt also diese Formel

$$L = 2l \log \text{nat} \frac{l}{2e\varrho} - 0,934 l$$

oder endlich

$$L = 2l \left(\log \text{nat} \frac{l}{\varrho} - 2,160 \right). \text{1)}$$

Die obige Berechnung von δ setzt voraus, dass die Temperatur des Drahtes beinahe gleich der der Umgebung ist. Es fragt sich nun aber, ob nicht bei diesen schnellen Schwingungen, wo die Stromschicht so äusserst dünn ist, eine sehr beträchtliche Erwärmung des Drahtes selbst stattfinden möge. Wäre dies der Fall, so wäre auch der Widerstand r und somit das Decrement δ ; zu klein, weil der Widerstand mit der Tempe-

1) Der Selbstinductionscoefficient des Quadrates ist vorher von Kirchhoff (Ges. Abh. p. 176), jedoch ohne Ableitung, gegeben. Nach seiner Formel ist $L = 2l (\log \text{nat} (l/\varrho) - 1,910)$. Die Abweichung dieses Werthes von dem obigen lässt sich dadurch erklären, dass Kirchhoff wahrscheinlich seine Berechnung unter der Annahme ausgeführt hat, dass die Vertheilung der Electricität im Drahte gleichförmig sei. Macht man diese Voraussetzung, so erhält man für die numerische Constante den Werth $2,160 - 0,250 = 1,910$, also identisch denselben Werth wie Kirchhoff.

ratur wächst. Eine eingehende Untersuchung dieser Frage wäre natürlich vom grössten Interesse; für unseren Zweck genügt es aber zuzusehen, ob die fragliche Erwärmung so gross wird, dass sie einen wesentlichen Einfluss auf den Werth von r ausübt, oder ob sie ohne Rücksicht gelassen werden kann. Schon der Umstand, dass die beiden Methoden für die Bestimmung von δ zu demselben Resultat führen, scheint für die Annahme zu sprechen, dass keine wesentliche Erhöhung der Temperatur des Drahtes stattfindet. Bei der einen Methode, der „Widerstandsmethode“, wird nämlich δ mit Hülfe der Differenzen der Joule'schen Decremente berechnet. Ein Fehler in dieser Differenz sollte denn einen entsprechenden Fehler in der Bestimmung von δ hervorrufen, und so Anlass zu Abweichungen zwischen den Resultaten der beiden Methoden geben. Ein einfacheres und sichereres Kriterium ist folgender Umstand. Wenn ich den Oscillator und die Dimensionen des Resonators unverändert beibehalte, den Widerstand des Resonators aber verändere, so muss

$$\omega' - \omega = \frac{1}{2}(\delta'_j - \delta_j).$$

Angenommen aber, es finde eine Erhöhung der Temperatur statt, und es seien ω' , δ' die Decremente eines Drahtes mit sehr kleinem Temperaturcoefficienten, während der Widerstand des zweiten Drahtes sehr schnell mit der Temperatur zunehmen soll, so muss die berechnete Differenz $1/2(\delta'_j - \delta_j)$ grösser sein als die beobachtete $\omega' - \omega$. Nun zeigen aber die Versuche, dass keine solche Abweichung zwischen den berechneten und beobachteten Differenzen stattfindet, sondern die obige Gleichung wird immer von der Erfahrung bestätigt. Zu Versuchen dieser Art eignen sich sehr gut Drähte aus Neusilber und Kupfer, weil der Temperaturcoefficient des ersten Metalles nur 9 Proc. von dem des zweiten beträgt.

Die obige Betrachtung kann natürlich nicht darauf Anspruch machen, völlig überzeugend zu sein, da manche Factoren, welche bei der Erwärmung der Drähte eine wichtige Rolle spielen, ganz vernachlässigt sind. Sie macht es jedoch wahrscheinlich, dass in einem Hertz'schen Resonator mit nicht zu dünnem Draht und bei kleinen Spannungen keine beträchtliche Erhöhung der Temperatur des Drahtes stattfindet.

IV. Ueber die Hypothese von Tesla.

Wie in der Einleitung bemerkt, hat Tesla die Ansicht ausgesprochen, dass ein Hertz'scher Resonator, welcher in der Luft oder in irgend einem anderen „discontinuirlichen“ Medium aufgestellt ist, einen Theil seiner Energie direct an die nächsten Partikeln des umgebenden Mediums abgeben solle. Die Form, unter welcher diese Energieabgabe vor sich gehen sollte, denkt sich Tesla als eine Bildung von „electrischen Schallwellen oder Schallwellen electricirter Luft“. Es sollten also die Luftmolecüle, welche im Augenblick der Schwingung sich in der Nähe des Resonators befinden, entweder durch directe Berührung oder durch Induction eine gewisse Ladung erhalten, desto grösser, je grösser die augenblickliche Ladung der Resonatorpole und die Anzahl der Schwingungen in der Zeiteinheit sind. Im Anschluss zu einigen Versuchen mit Platindrähten in Crookes'schen Röhren¹⁾ hebt Tesla weiter hervor, dass der fragliche Energieverlust hauptsächlich in der Umgebung des Resonatordrahtes und nicht bei den Condensatorplatten stattfindet, und zwar soll die abgegebene Energie sehr schnell mit abnehmender Dicke des Drahtes wachsen.

Die Entscheidung dieser Frage ist natürlich von der grössten Wichtigkeit, da sonst der Versuch, die Strahlungsdecremente zu bestimmen, immer mit einer gewissen Unsicherheit und der Möglichkeit eines principiellen Fehlers behaftet sein würde. Ich habe darum einige Versuche angestellt, deren Princip ist, die Dämpfung eines Resonators zu untersuchen, wenn der Resonatordraht sich einmal in der Luft befindet, ein anderes Mal aber in einem „praktisch continuirlichen“ Medium (ich habe zu diesem Zwecke Petroleum gebraucht) eingetaucht ist. Wenn die Anschauungen Tesla's richtig wären, würde ich also eine grössere Dämpfung finden, wenn der Draht des Resonators von Luft umgeben, als wenn er in Petroleum getaucht ist.

Der Verlauf des Versuches war folgender. Ich nahm einen Luftcondensator von 16 cm Durchmesser und der Capacität 16,0, verband die Scheiben mittels eines 200 cm langen

1) N. Tesla, Light and other high frequency Phenomena.

Kupferdrahtes und bestimmte das mittlere logarithmische Decrement ω . Demnach wurde der Draht in ein 2 cm weites und etwa 200 cm langes, kreisförmig gebogenes Glasrohr, das mit Petroleum gefüllt war, eingetaucht. Die Rohrenden wurden mittels zweier Korke, durch welche der Resonator draht gezogen war, geschlossen. Es wurden weiter zwei „Resonanzcurven“ beobachtet und die mittleren logarithmischen Decremente bestimmt, deren Mittelwerth ω' betrug. Endlich wurde noch ein Versuch in der Luft gemacht, und der Mittelwerth ω aus dem ersten und letzten Versuche genommen. Durch diese Anordnung entgeht man dem Einflusse, welchen eine vielleicht vorhandene stetige Aenderung der Leitfähigkeit der Funkenstrecke auf die Resultate ausüben könnte.

Es ist indessen dieser Methode noch eine Bemerkung beizufügen. Wenn nämlich der Resonator draht in das Petroleum eingetaucht wird, so trifft das Maximum der Resonanzcurve nicht länger bei derselben Schwingungsdauer des Oscillators ein; die auf dem Oscillator abgelesene Wellenlänge wird um einen kleinen Betrag vergrößert. Die Aenderung ist aber so unwesentlich, dass dieselbe keinen merkbaren Fehler verursachen kann. Tab. III zeigt, dass die Abweichungen durchschnittlich nur 0,7 Proc. betragen. In der Tabelle bedeutet ρ den Radius des Resonator drahtes in Centimetern, λ die halbe Wellenlänge, wenn sich der Draht in der Luft, λ' wenn er sich in Oel befindet.

Tabelle III.

ρ	0,005	0,02	0,03	0,04	0,06	0,10
λ	732,5	677,5	663,2	647,9	637,2	618,8
λ'	735,8	681,0	671,2	651,0	644,2	623,2
$100 \cdot \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}$	0,4	0,5	1,2	0,5	1,1	0,7

Die Resultate, welche ich bei den Versuchen über die Dämpfung in verschiedenen Medien erhielt, sind in Tab. IV enthalten. ρ bedeutet wie vorher den Radius des Resonator drahtes in Centimetern; ω , ω' sind die mittleren logarithmischen Decremente in Luft und Oel.

Tabelle IV.

q	0,005	0,02	0,03	0,04	0,06	0,10
ω	0,108	0,079	0,075	0,077	0,086	0,076
ω'	0,108	0,080	0,076	0,077	0,085	0,075
$\omega' - \omega$	0,000	+0,001	+0,001	0,000	-0,001	-0,001

Die obige Tabelle zeigt eine fast vollkommene Uebereinstimmung zwischen den Decrementen in Luft und Oel. Die Abweichungen, welche vorkommen, gehen nach beiden Seiten, und sind übrigens so klein, dass sie völlig innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler fallen. Diese Versuche liefern also einen genügenden Beweis dafür, dass bei mässigen Spannungen *bei den Hertz'schen Schwingungen keine solche Dämpfung, wie die von Tesla angenommene, bei Drähten von 0,005 cm Radius und darüber stattfindet.* Dagegen lasse ich noch die Frage offen, ob nicht bei Wechselströmen von sehr hohen Spannungen eine derartige Energieabgabe möglich ist.

V. Ueber die Dämpfung durch Strahlung.

Es soll nun untersucht werden, in welcher Weise die Dämpfung durch Strahlung von der Beschaffenheit des Resonators abhängt. Während bei der Dämpfung durch Wärmeentwicklung die innere Constitution des Resonators, d. h. die physikalischen Eigenschaften des Materiales eine wichtige Rolle spielen, kommen bei der Dämpfung durch Strahlung nur solche Factoren in Betracht, welche von den geometrisch-physikalischen Constanten des Resonators und von der Natur des umgebenden Mediums abhängen. Die Aufgabe, die Strahlung zu studiren, lässt sich denn am geeignetsten so angreifen, dass man zuerst die Abhängigkeit der Strahlung von der Capacität des Resonators untersucht, und dann den Einfluss der Dimensionen und der Configuration des Resonatordrahtes studirt.

A. Abhängigkeit der Strahlung von der Capacität des Resonators.

Wie früher erwähnt, bestanden sämtliche Resonatoren aus zwei kreisförmigen Messingscheiben, welche zusammen einen Luftcondensator bildeten, und durch einen Metalldraht verbunden waren. Die Capacität konnte auf zwei Wegen ver-

ändert werden: durch Aenderung des Abstandes der Scheiben oder durch Anwendung von Scheiben von verschiedenem Durchmesser. Beide Methoden wurden gebraucht. Der Abstand der Platten variierte zwischen 1,1 und 3,0 cm, der Durchmesser derselben zwischen 4 und 30 cm.

Um die Capacität des Resonators zu bestimmen, konnte ich mich nicht der Kirchhoff'schen Formel für die Capacität eines Luftcondensators bedienen, weil der Gültigkeitsbereich dieser Formel so beschränkt ist, dass sie nur die Capacität des grössten meiner Condensatoren mit genügender Annäherung giebt. Dagegen lieferte mir die Thomson'sche Formel für die Periode electrischer Schwingungen Mittel in die Hand, die Capacität zu bestimmen. Es ist nach dieser Formel

$$C = \frac{\tau^2}{4 \pi^2 c^2 L},$$

wo C die Capacität, τ die Schwingungsdauer, L der Selbstinductionscoefficient und c die Lichtgeschwindigkeit $= 3 \cdot 10^{10}$ sind.

Hier kann L aus den Dimensionen des Resonatordrahtes berechnet werden, und $\tau = \lambda/c$, wo λ die Wellenlänge ist, wird durch die Versuche gegeben.

Die Versuchsergebnisse sind in den Tabellen V und VI enthalten. Es bedeutet l die Länge des Resonatordrahtes, ρ den Radius des cylindrischen Drahtes, und r den Widerstand gegen constanten Strom. In der ersten Versuchsreihe war der Durchmesser der Condensatorplatten 16 cm, und in der letzten betrug der Abstand der Platten etwa 1,1 cm.

Tabelle V.

$l = 250$ cm; $\rho = 0,03$ cm; $r = 0,142$ Ohm.

Abstand der Resonatorplatten in cm	1,1	1,6	2,0	3,0
Capacität des Resonators	19,1	15,0	12,9	10,1
Schwingungsdauer des Reso- nators in 10^{-9} sec	55,22	48,94	45,44	40,15
Gesamtdcrement δ	0,0366	0,0399	0,0464	0,0485
Joule'sches Decrement δ_j	0,0112	0,0106	0,0101	0,0094
Strahlungsdecrement δ_s	0,025	0,029	0,036	0,039

Tabelle VI.

 $l = 320 \text{ cm}; \varrho = 0,03 \text{ cm}; r = 0,182 \text{ Ohm.}$

Durchmesser der Resonatorplatten in cm	4	8	12	16	20	30
Capacität des Resonators	3,9	8,0	13,6	20,4	29,4	55,6
Schwingungsdauer des Resonators in 10^{-9} sec	28,9	41,12	53,58	65,72	78,90	108,52
Gesamtdcrement δ	0,1260	0,1030	0,0638	0,0527	0,0489	0,0334
Joule'sches Decrement δ_j	0,0078	0,0093	0,0106	0,0118	0,0128	0,0155
Strahlungsdec- rement δ_s	0,118	0,094	0,053	0,041	0,036	0,018

Betrachten wir die in der letzten Horizontalreihe der beiden Tabellen befindlichen Zahlen, so fällt es sogleich in

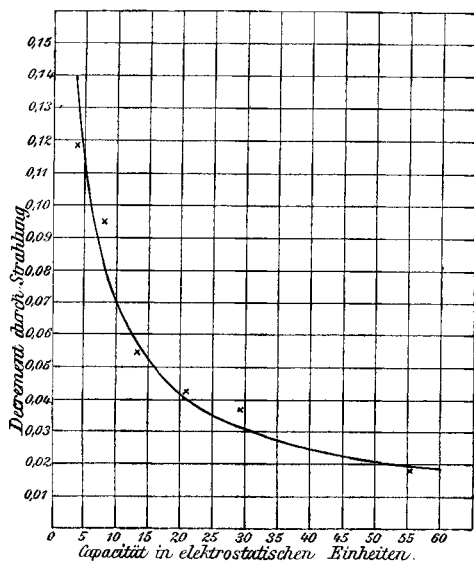


Fig. 2.

die Augen, dass die Energieausstrahlung bei wachsender Capacität beständig abnimmt. Um eine geringe Dämpfung zu erhalten ist es also vortheilhaft, grosse Capacitäten zu verwenden und nicht, wie bisher oft der Fall gewesen ist, die Capacitäten möglichst klein zu nehmen.¹⁾

Um die Schnelligkeit der Abnahme der Strahlung mit wachsender Capacität anschaulicher zu machen und zugleich eine Vorstellung von der Genauigkeit der Versuche zu geben, habe ich die in

1) Vgl. z. B. Drude, Arch. des Sciences phys. et nat. (4) 3. p. 5. 1897.

Tab. V enthaltenen Resultate in der beigefügten Fig. 2 graphisch dargestellt. Die in dieser Figur gezeichnete stetige Curve ist aus der Formel

$$\delta_s = 0,40 C^{-\frac{3}{2}}$$

berechnet. Wie die Figur zeigt, repräsentirt diese Formel sehr gut den Zusammenhang zwischen Energieausstrahlung und Capacität in dem untersuchten Intervalle. Eine exacte theoretische Bedeutung ist natürlich diesem Ausdrucke nicht zuzuschreiben, aber er hat doch das Interesse, dass er ein ungefähres Bild von der Abhängigkeit der Strahlung von der Capacität giebt. Wenn die Capacität unendlich wird, soll $\delta_s = 0$, und wenn die Capacität gegen Null geht, soll δ_s unendlich werden, d. h. wenn die Capacität Null ist, kann keine oscillatorische Entladung stattfinden.

Es ist von besonderem Interesse diese Ergebnisse mit den von Hertz und Planck theoretisch untersuchten Verhältnissen bei geradlinigen Schwingungen zu vergleichen.

Für eine geradlinige Schwingung ist nach Planck das logarithmische Decrement

$$\sigma = k_1 \cdot \frac{C^2}{\lambda^3},$$

wo λ durch die Formel¹⁾

$$\lambda = 2\pi\sqrt{pC}$$

gegeben ist. Wenn ich nur die Capacität als veränderlich annehme, kann also der obige Ausdruck in folgender Form geschrieben werden:

$$\sigma = k \cdot C^{-\frac{1}{2}},$$

eine Formel, welche der obigen, für geschlossene Resonatoren gefundenen, analog ist. Der einzige Unterschied liegt in der Grösse der Constanten, und zwar nimmt die Strahlung mit

1) Planck giebt für λ den Ausdruck

$$\lambda = 2\pi\sqrt{\frac{L}{K}},$$

wo L und K gewisse Constanten sind. Durch eine einfache Transformation erhält man aber die obige Formel, wo p der Selbstinductionscoefficient ist.

wachsender Capacität bei geradlinigen Resonatoren nicht so schnell ab wie bei den kreisförmigen. Für eine unendliche Capacität wird auch in diesem Falle $\sigma = 0$; wenn aber die Capacität gegen Null geht, wird σ auf analytischem Wege unbestimmbar, weil die Ausdrücke für λ und für die Energie des elektrischen Feldes am Anfang der Schwingung in der Nähe von $C = 0$ nicht mehr gültig sind. Durch Ueberlegung wird man indessen zu dem Schluss geführt, dass auch bei den geradlinigen Resonatoren die Dämpfung unendlich gross wird, wenn die Capacität unendlich klein wird.

Die Dämpfung der Strahlung nimmt also mit wachsender Capacität oder — wenn die Drahtlänge constant ist — mit wachsender Wellenlänge ab. Gerade entgegengesetzt ist das Verhältniss bei der Dämpfung durch Wärmeentwicklung. Ist nämlich nur die Capacität veränderlich, so wächst das Joule'sche Decrement mit der Wellenlänge, und etwa wie die Quadratwurzel derselben. Im allgemeinen ist die Strahlung entschieden die wichtigste Dämpfungsursache; wenn aber die Capacität sehr gross, und besonders wenn zugleich der Resonatordraht dünn ist, kann es vorkommen, dass das Joule'sche Decrement das überwiegende wird. Tab. V giebt von diesem Verhältnisse ein sehr anschauliches Bild. Freilich ist das Joule'sche Decrement hier stets kleiner als das Hertz'sche; es lässt sich aber voraussehen, dass die beiden Zahlenreihen bei $C = 80$ einander schneiden werden. Von diesem Punkte aus wird das Joule'sche Decrement immer grösser als das Hertz'sche bleiben, welches sich dem Werthe Null nähert. Wenn die Capacität sich dem Werthe Null nähert, so wird indessen das Joule'sche Decrement immer bestimmt, und nähert sich einem gewissen Grenzwerte, der grösser als Null ist.

B. Abhängigkeit der Strahlung von den Dimensionen des Resonatordrahtes.

Im Vorhergehenden ist die Beziehung zwischen der Energieausstrahlung und der Capacität des Resonators behandelt worden. Es soll nun untersucht werden, ob und in welcher Weise die Dämpfung durch Strahlung von den Dimensionen des Resonatordrahtes abhängt. Ich habe in dieser

Hinsicht Drähte von 0,04—0,2 cm Dicke und von einer Länge zwischen 200 und 350 cm untersucht. Die untere Grenze des Drahtdurchmessers wurde von der zu kleinen Empfindlichkeit des Electrometers bedingt. Es wird nämlich bei sehr dünnen Eisendrähten der Widerstand und somit die Dämpfung so gross, dass man sehr empfindliche Instrumente braucht, um die Decremente mit genügender Genauigkeit bestimmen zu können. Andererseits aber verlangt die Theorie des benutzten Electrometers, dass die Ausschläge klein sein sollen, weil sonst die verschiedenen Ausschläge nicht miteinander vergleichbar sind. Ich konnte darum nicht meine Zuflucht zu einem empfindlicheren Electrometer nehmen, weil ich da zu grosse Ausschläge bei Resonatoren aus Kupferdraht erhalten hätte, sondern ich musste mich begnügen, Drähte von 0,04 bis zu 0,2 cm Durchmesser zu untersuchen. Dass der letzte Werth als obere Grenze gewählt ist, rührt von dem Ausdruck für δ her. Es werden nämlich bei grösserer Drahtdicke die Differenzen $\omega_1 - \omega$ und $Y\omega - Y_1\omega_1$ so klein, dass sie sich der Grenze der wahrscheinlichen Fehler nähern und somit jede Berechnung von δ werthlos machen. — Die gewählten Längen des Resonatordrahtes lassen sich aus denselben Gründen erklären. Die Länge 200 cm als Minimum ist nämlich theils bei dünnen Drähten von der zu kleinen Empfindlichkeit des Electrometers, theils bei dicken Drähten von der Kleinheit der Differenzen $\omega_1 - \omega$ und $Y\omega - Y_1\omega_1$ bedingt. Für grössere Längen als 350 cm würden theils die Dimensionen des Resonators zu unbequem zu handhaben, theils würden die Ausschläge mit Kupferdrähten im Resonator zu gross werden, wenn ich zugleich die stark gedämpften Eisencurven mit genügender Genauigkeit bestimmen wollte.

Der Kleinheit dieser Intervalle ungeachtet, bieten jedoch die Werthe von δ_s in derselben sehr bemerkenswerthe Veränderungen dar, wie die folgenden Tabellen zeigen. Es bedeutet wie vorher C die Capacität des Resonators in electrostatischem Maasse, ρ den Radius des cylindrischen Resonatordrahtes in Centimetern, r_1 ist der Widerstand gegen constanten Strom in 100 cm des Resonatordrahtes.

Tabelle VII.

Kreisförmiger Resonator.

 $C = 8,1$; $q = 0,019$ cm; $r_1 = 0,139$ Ohm.

Länge des Resonatordrahtes in cm	200	250	275	300	350
Schwingungsdauer des Resonators in 10^{-9} sec	30,49	36,87	39,75	41,63	45,85
Gesamtdcrement δ	0,0723	0,0961	0,0784	0,0643	0,0398
Joule'sches Decrement δ_j	0,0126	0,0133	0,0137	0,0140	0,0147
Strahlungsdecrement δ_s	0,060	0,083	0,065	0,050	0,025

Tabelle VIII.

Kreisförmiger Resonator.

 $C = 8,1$; $q = 0,043$ cm; $r_1 = 0,0275$ Ohm.

Länge des Resonatordrahtes in cm	200	250	275	300	350
Schwingungsdauer des Resonators in 10^{-9} sec	29,89	35,26	37,68	39,98	44,71
Gesamtdcrement δ	0,0503	0,0653	0,0775	0,0619	0,0430
Joule'sches Decrement δ_j	0,0060	0,0064	0,0066	0,0068	0,0071
Strahlungsdecrement δ_s	0,044	0,059	0,071	0,055	0,036

Tabelle IX.

Kreisförmiger Resonator.

 $C = 16,0$; $q = 0,043$ cm; $r_1 = 0,0275$ Ohm.

Länge des Resonatordrahtes in cm	200	250	300
Schwingungsdauer d. Resonators in 10^{-9} sec	43,32	48,92	54,20
Gesamtdcrement δ	0,0297	0,0465	0,0421
Joule'sches Decrement δ_j	0,0073	0,0078	0,0082
Strahlungsdecrement δ_s	0,022	0,039	0,034

Tabelle X.

Quadratischer Resonator.

 $C = 16,00$; $q = 0,043$ cm; $r_1 = 0,0275$ Ohm.

Länge des Resonatordrahtes in cm	200	250	300
Schwingungsdauer d. Resonators in 10^{-9} sec	41,69	47,63	53,05
Gesamtdcrement δ	0,0270	0,0369	0,0237
Joule'sches Decrement δ_j	0,0076	0,0081	0,0085
Strahlungsdecrement δ_s	0,019	0,029	0,015

Tabelle XI.

Kreisförmiger Resonator.

$C = 16,0$; $\varrho = 0,102$ cm; $r_1 = 0,0049$ Ohm.

Länge des Resonatorrahtes in cm	200	250	300
Schwingungsdauer d. Resonators in 10^{-9} sec	40,49	46,07	52,00
Gesamtdcrement δ	0,0314	0,0237	0,0346
Joule'sches Decrement δ_j	0,0034	0,0035	0,0036
Strahlungsdecrement δ_s	0,028	0,020	0,031

Tabelle XII.

Quadratischer Resonator.

$C = 16,0$; $\varrho = 0,102$ cm; $r_1 = 0,0049$ Ohm.

Länge des Resonatorrahtes in cm	200	250	300
Schwingungsdauer d. Resonators in 10^{-9} sec	39,17	44,97	40,88
Gesamtdcrement δ	0,0232	0,0213	0,0378
Joule'sches Decrement δ_j	0,0036	0,0037	0,0038
Strahlungsdecrement δ_s	0,020	0,018	0,034

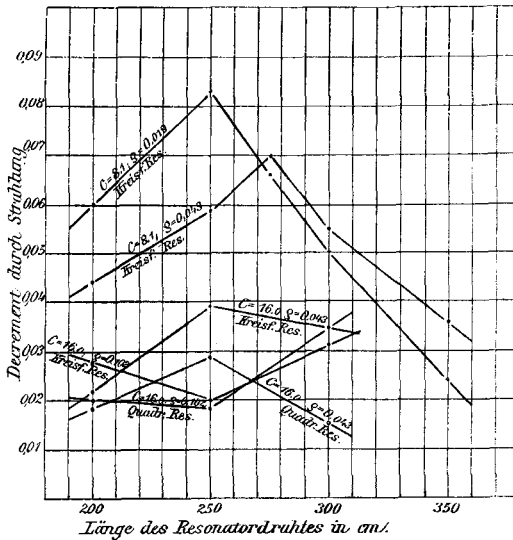


Fig. 3.

Der Anschaulichkeit wegen sind die Resultate in Fig. 3 graphisch zusammengestellt.

Diese Tabellen zeigen, dass die Dämpfung innerhalb der untersuchten Grenzen sehr bemerkenswerthen Veränderungen unterworfen ist. Besonders auffällig ist, dass keine der Tabellen eine beständige Zu- oder Abnahme von δ_s mit wachsender Drahtlänge zeigt, sondern *jede Reihe von δ_s enthält ein sehr ausgeprägtes Maximum oder Minimum in der Nähe von $l=250$ cm.*

Die Thatsache, dass es nicht nur eine *maximale*, sondern auch bei dickeren Drähten eine *minimale* Dämpfung giebt, ist vielleicht am meisten bemerkenswerth, und man fragt sich unwillkürlich, ob nicht die Existenz entweder des Maximums oder des Minimums von der Anwesenheit systematischer Versuchsfehler oder von örtlichen Verhältnissen bedingt ist. Der einzige systematische Fehler, der möglicherweise zu einer solchen Erklärung Anlass geben könnte, wäre ein Fehler in derjenigen Curve, welche den Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Abstand der Oscillatorplatten angiebt. Nun liegt aber eine Abweichung, wie die hier erforderliche, weit ausser den Versuchsfehlern in der Bestimmung der Wellenlängen, und ausserdem liegen ja, z. B. die Schwingungsdauern der Resonatoren in Tab. X und XI einander so nahe, dass zum grössten Theil dieselben Wellenlängen bei der Construction der Resonanzcurven verwendet wurden, und doch hat die eine Reihe ein sehr deutliches Minimum, die andere ein ebenso ausgeprägtes Maximum. Ebensowenig lassen sich die obigen Verhältnisse aus der Anwesenheit von Metallmassen oder Drahtleitungen erklären, denn, wie früher erwähnt, wurden bei den Resonanzversuchen alle solche aus dem Laboratorium entfernt.

Es steht also fest, dass sämtliche untersuchte Resonatoren ein Maximum oder Minimum in der Nähe von $l=250$ cm haben. Es soll nun untersucht werden, in welcher Weise diese kritischen Stellen von der Drahtdicke abhängen. Zuerst ist es auffällig, dass die Amplitude des Maximums mit wachsender Drahtdicke abnimmt, bis sie bei einem Durchmesser von etwa 0,13 cm Null und bei noch dickeren Drähten negativ wird, d. h. bei einer gewissen Drahtdicke, etwa 0,13 cm, geht das Maximum in ein Minimum über. Die Vergleichung der Tabellen XI und XII einerseits und IX und X andererseits scheint darauf zu deuten, dass das Minimum für $\rho=0,1$ bei einer kleineren Drahtlänge eintritt als das Maximum für

$\rho = 0,04$. Es geht weiter hervor, dass das Maximum oder Minimum der kreisförmigen Resonatoren bei etwas grösseren Werthen von l fallen, als die der quadratischen Leiter. Endlich soll es nur bemerkt werden, dass das Maximum für $\rho = 0,02$ bei kleinerer Länge als dasjenige für $\rho = 0,04$ fällt.

Es ist aber noch zu untersuchen, ob die Lage der Maxima oder Minima nur eine Function von der Länge und Dicke des Resonatordrahtes ist, oder ob sie auch von der Capacität und somit von der Schwingungsdauer abhängig ist. Die Beantwortung dieser Frage wird von den Tabellen VIII und IX gegeben. Diese beiden Tabellen zeigen nämlich, dass für $C = 16,0$ und $C = 8,1$ das Maximum bei derselben Drahtlänge, etwa $l = 270$ cm, fällt, und wir dürfen aus diesem Umstand den Schluss ziehen, dass *die Lage eines Maximums oder Minimums von der Capacität und somit von der Schwingungsdauer unabhängig ist.*

Einige weitere Schlüsse sind wohl aus den obigen Versuchen kaum zu ziehen, weil das untersuchte Intervall für eine eingehende Discussion zu klein ist. Es lässt sich also nicht entscheiden, wie sich die Dämpfung bei sehr grosser oder sehr kleiner Länge des Resonatordrahtes verhält, ob sie sich endlichen und von Null verschiedenen Grenzwerten nähert oder ob sie wirklich gegen Null oder die Unendlichkeit geht; und zwar sollte in diesem Falle die Grenze Null werden, wenn ein Maximum vorhanden ist, und andererseits sollte sie unendlich werden, wenn die Dämpfung ein Minimum hat. Es scheint aber sehr unwahrscheinlich, dass eine Veränderung von dem Durchmesser des Resonatordrahtes auf die Grenzwerte der Dämpfung einen solchen durchgreifenden Einfluss ausüben sollte. Es liegt da die erste Annahme viel näher, dass die Dämpfung sich in beiden Fällen endlichen und von Null verschiedenen Grenzwerten nähert, obgleich auch dieser Hypothese eine theoretische Begründung fehlt. Die Möglichkeit ist überdies nicht ausgeschlossen, dass der Ausdruck für δ eine periodische Function von den Dimensionen des Resonatordrahtes sein kann, und zwar scheint die Thatsache, dass sowohl Maxima als Minima vorkommen, für eine solche Annahme zu sprechen. Die Frage, welche dieser Möglichkeiten der Wahrheit entspricht, lasse ich jedoch offen, da mit Hülfe der

obigen Versuche nichts mit Bestimmtheit gesagt werden kann, das zu ihrer Lösung beitragen könnte.

C. Abhängigkeit der Strahlung von der geometrischen Form des Resonators.

Es fragt sich endlich, ob und in welcher Weise die Energieausstrahlung von der geometrischen Form des Resonators abhängig ist, d. h. ob die eine oder andere Form für die Strahlung besonders günstig ist, sodass also der Uebergang von einer Form in eine andere Anlass zu einer vermehrten oder verminderten Energieausstrahlung giebt. Die Vergleichung der Dämpfung der „offenen“ Resonatoren mit derjenigen der „geschlossenen“ bietet dann das grösste Interesse dar. Leider sind bisher keine Messungen von der Strahlung geradliniger Resonatoren ausgeführt, aber die theoretischen Berechnungen Planck's, durch einen Versuch mit einem Oscillator von Bjerknes annäherungsweise verificirt, zeigen *eine Dämpfung (etwa 0,35), die unter übrigens vergleichbaren Verhältnissen viel grösser ist als diejenige der kreisförmigen Resonatoren*, für welche der grösste von mir gefundene Werth 0,083 betrug.

Die Vergleichung der kreisförmigen Leiter mit den quadratischen scheinen darauf zu deuten, dass die Dämpfung verschiedener Formen von geschlossenen Resonatoren denselben oder wenigstens analogen Gesetzen folgt, und dass weiter die Dämpfung kreisförmiger und quadratischer Resonatoren von derselben Grössenordnung ist; doch scheint es, als ob die kreisförmigen Resonatoren ein wenig stärker gedämpft wären als die quadratischen.

Endlich habe ich einige Versuche mit Resonatoren gemacht, deren Draht quadratförmig gebogen war, aber wo die untere horizontale Seite des Quadrates von einer Schraubenlinie ersetzt war. Die Seitenlänge jedes Quadrates betrug 50 cm, der Durchmesser des Drahtes 0,043 cm und der Widerstand gegen constanten Strom von 1 m des Drahtes 0,0275 Ohm. Die Capacität des Condensators war 8,1 electrostatische Einheiten. Die untersuchten Schraubenlinien waren drei mit einem Durchmesser der Schraube von 1,1 cm und bez. 25, 50 und 75 Windungen auf 50 cm. Die zugehörigen Drahtlängen waren 266, 359 und 450 cm. Für die Berechnung

der Selbstinductionscoefficienten habe ich mich der Thomson'schen Formel für die Periode electriccher Schwingungen bedient. Die Resultate sind in Tab. XIII enthalten.

Tabelle XIII.

Anzahl Windungen	25	50	75
Länge des Resonatorrahtes in cm	266	359	450
Schwingungsdauer des Resonators in 10^{-9} sec	30,41	36,00	40,97
Gesamtdcrement δ	0,0774	0,0708	0,0577
Joule'sches Decrement δ_j	0,0084	0,085	0,0090
Strahlungsdecement δ_s	0,069	0,062	0,049

Es zeigt sich also, dass diese Decremente von derselben Grössenordnung wie die obigen die für geschlossene Resonatoren gefundenen sind, und weiter, dass die Strahlung bei etwa 30 Windungen ein Maximum erreicht. Es lässt sich also der Schluss ziehen, dass für geschlossene Resonatoren die Dämpfung durch Strahlung von derselben Grössenordnung ist, und dass das Vorhandensein von Spitzen oder Windungen in der Leitung keine andere Veränderung in der Dämpfung hervorruft, als diejenige, welche durch die Aenderung von der Länge der Schwingungen, von dem Selbstinductionscoefficienten und der Schwingungsdauer bedingt wird.

VI. Zusammenfassung der Resultate.

1. Es lässt sich die Dämpfung eines geschlossenen Hertz'schen Resonators mit Hilfe der von Bjerknæs vorgeschlagenen electrometrischen Methode bestimmen. Doch muss man zusehen, dass der Abstand zwischen Oscillator und Resonator so gross ist, dass die Dämpfung sich constant hält, wenn der Abstand vergrössert wird.

2. Das so bestimmte Gesamtdcrement eines im Luft- raume oder im Vacuum isolirten Resonators lässt sich als eine Summe von zwei Gliedern schreiben: Decrement durch Entwicklung Joule'scher Wärme und Decrement durch Strahlung. Keine Energieabgabe an die Molecüle der umgebenden Luft findet bei mässigen Spannungen statt.

3. Die Dämpfung durch Wärmeentwicklung lässt sich mit Hülfe der alten Electrodynamik berechnen. Von der Temperatur des Resonatordrahtes kann als wahrscheinlich hervorgehoben werden, dass bei kleinen Spannungen keine beträchtliche Erhöhung derselben stattfindet, sondern dass der Widerstand unter Voraussetzung von Zimmertemperatur berechnet werden darf.

4. Mit Rücksicht auf die Dämpfung durch Strahlung lassen sich die Hertz'schen Resonatoren in zwei Categorien zerlegen: „offene“ (geradlinige) und „geschlossene“ Leiter, deren Dämpfung sowohl ihren Gesetzen als ihrer Grösse gemäss ausgeprägte Verschiedenheiten darbietet. Am stärksten gedämpft sind die geradlinigen Resonatoren, welche auch den einfachsten Gesetzen zu folgen scheinen. Die Dämpfung aller Resonatoren nimmt mit wachsender Capacität ab. Mit Rücksicht auf die Abhängigkeit der Strahlung von der Länge des Resonatordrahtes scheinen dagegen die Verhältnisse viel verwickelter zu sein, und lassen sich mit Hülfe des obigen Beobachtungsmateriales nicht gesetzmässig präcisiren.

Stockholm, Högskola, Mai 1897.

(Eingegangen 2. December 1897.)
