**3. Strahlungsdekrement,
wirksame Kapazität und Selbstinduktion einer
Antenne;
von C. Fischer.**

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

§ 1. Bei quasistationär schwingenden Oszillatoren sind die Bestimmungsmethoden für Kapazität (C), Selbstinduktion (L), Wellenlänge (λ) und logarithmisches Dekrement (δ) schon bis zu einer befriedigenden Genauigkeitsgrenze ausgearbeitet. Hat dagegen bei einem Oszillator die Stromamplitude an verschiedenen Stellen verschiedene Werte, ist also die Strömung nicht mehr als quasistationär anzusehen, so kann bisher von den für die Schwingung charakteristischen Größen nur die Wellenlänge genügend genau bestimmt werden. Zweck dieser Arbeit ist, einen strahlenden Oszillator auch auf die übrigen charakteristischen Größen möglichst genau untersuchen zu lernen, speziell den durch Strahlung hervorgerufenen Anteil des Dekrements in möglichst einwandfreier Form zu bestimmen. Die Experimente dazu haben einen gewissen Abschluß erreicht. Die dadurch sichergestellten Tatsachen mögen hier mitgeteilt werden.

I. Gedankengang.

§ 2. Es soll sich handeln um Antennen in möglichst einfacher Schaltungsweise, speziell nur solche Antennen, bei denen nur ein Strombauch vorhanden ist. Die beiden Fig. 1a und b zeigen derartige Schaltungsarten. An Stelle der Gegengewichte kann auch Erde verwendet werden. Der experimentelle Teil der Arbeit beschränkt sich auf die in Fig. 1a angegebene Form.

Fig. 1.

Diese von P. Drude¹⁾ oft behandelte Antennenschaltung: Antenne—Spule—Gegengewicht wird vielfach in der Praxis der drahtlosen Telegraphie als ein sehr wenig strahlungsfähiges Gebilde angesehen.²⁾ Nach den Versuchen des Telegraphen-Versuchsamtes³⁾ ist allerdings zur Erzielung großer Reichweiten eine geerdete Antenne unter Umständen günstiger als eine mit Gegengewicht. Andererseits ist die Größe der Kapazität der Antenne bei gleicher Höhe, Wellenlänge und Energie auf die Reichweite ohne Einfluß. Hier, wo es nur darauf ankommt, daß bei irgend einem System überhaupt erst einmal ein Strahlungsdekrement einwandfrei bestimmt wird, ist es nur nötig, daß das Strahlungsdekrement von einer Größenordnung ist, daß es der Messung zugänglich ist. Andererseits ergibt sich aus dem Folgenden, daß keine andere Schaltungsweise und Antennenform so geeignet erscheint zu derartigen Bestimmungen, wie gerade die in Fig. 1 angegebene.

§ 3. Die Bestimmung des Strahlungsdekrementes wurde in nächster Umgebung der Antenne, auf der Station selbst, vorgenommen.

Der theoretisch einfachste Fall ist dabei der, daß das Gesamtdenkrement des zu untersuchenden Oszillators ausschließlich durch die in ihm sich bildende Joulesche Wärme (Joulesches Dekrement δ_j) und durch Strahlung (Strahlungsdekrement δ_Σ) hervorgerufen wird, so daß man setzen kann

$$(1) \quad \delta = \delta_j + \delta_\Sigma.$$

Verluste durch Wärmeentwicklung in benachbarten Leitern und Isolatoren und auch Sprühverluste seien also ausgeschlossen.

Wenn ferner die Strahlung einen exponentiellen Schwun- gungsabfall bedingt — und das ist der Theorie⁴⁾ nach zu erwarten und wird im folgenden (vgl. § 14) bewiesen —, kann man sich an ihrer Stelle einen Widerstand R_Σ in den

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 11. p. 957. 1903.

2) Vgl. z. B. J. Zenneck, Leitfad. der drahtlosen Telegraphie p. 33 ff. 1909.

3) F. Kiebitz, dieses Heft, vorhergehende Abhandlung.

4) Vgl. z. B. R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. 25. p. 446. 1908.

Strombauch des Systems eingeschaltet denken, der einen äquivalenten Energieverlust ergeben würde, nach der Gleichung

$$\mathfrak{d}_\Sigma = R_\Sigma \pi \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Gleichung (1) lautet dann

$$(2) \quad R = R_j + R_\Sigma,$$

wobei R der gemessene Dämpfungswiderstand ist und R_j den „wirksamen Widerstand“ des Systems bedeutet. Angenommen also, wir könnten R und R_j bestimmen, so ist auch R_Σ bekannt. Die letzte Annahme bedeutet bezüglich R die Kenntnis des Gesamtdekrements $\mathfrak{d}$ und von C und L . Über die Bestimmung dieser Größen wird später gesprochen (vgl. § 6—8).

§ 4. Es handelt sich zunächst um die Bestimmung von R_j . Zu diesem Zweck muß ein dem strahlenden System in jeder Beziehung gleichwertiges nichtstrahlendes System gebaut werden, dessen Dämpfung also allein durch Wärme hervorgerufen wird. Ein solches erhält man für den Fall, daß die Zuleitungen von der Spule (Fig. 1 a) zu den Luftleitern selbstinduktionslos sind, annähernd unter folgenden Bedingungen.

Schaltet man zwischen Antenne und das ihr äquivalente Gegengewicht immer größere Selbstinduktion ein, so wird von einer bestimmten Größe dieser Selbstinduktion an ein Schwingungszustand eintreten, bei welchem Antenne und Gegengewicht immer mehr als selbstinduktionslose angehängte Kapazitäten zu betrachten sind. Ersetzt man hier also die beiden Luftleiter durch einen Kondensator von annähernd der gleichen Kapazität, wie sie die Luftleiter repräsentieren, d. h. bringt man das geschlossene System annähernd auf die gleiche Wellenlänge, wie sie das offene besaß, so ist dabei der nicht quasi-stationäre Schwingungsverlauf in beiden Systemen im wesentlichen derselbe, während in dem geschlossenen Kondensatorkreise die Strahlungsverluste sehr gering sind. Der Widerstand R_j dieses Kreises ist sehr nahe gleich dem der Antennenanordnung, indem der Widerstand der beiden Luftleiter sehr klein vorausgesetzt werden darf, teils wegen des großen Querschnittes, teils weil es nur auf den „wirksamen Widerstand“ ankommt, zu dem die Teile eines Oszillators, welche fern vom Strom-

bauch liegen, nur wenig beitragen. Andererseits wird der Fehler mehr oder weniger kompensiert durch etwaige Energieverluste im Kondensator und die geringe Strahlung der Spule. Die Differenz der gemessenen Widerstände beider Systeme muß also mit großer Annäherung den Strahlungswiderstand ergeben.

§ 5. Der Gedankengang ist hier mit Hilfe der Widerstände durchgeführt. Mit Dekrementwerten, die tatsächlich gemessen werden, erscheint er etwas verwickelter. Angenommen, die Kapazität des geschlossenen Kreises sei gleich der des offenen hergestellt, dann ist aber die Selbstinduktion des geschlossenen Systems zu klein. Das Dekrement δ_g des geschlossenen Kreises (mit der Selbstinduktion L_1) ist folglich nach der allgemein gültigen Beziehung

$$\delta = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}$$

auch verschieden von dem gesuchten Dekrement δ_j des offenen Systems (L_0), und man muß setzen

$$(3) \quad \delta_j = \delta_g \sqrt{\frac{L_1}{L_0}}.$$

Man muß sich also im geschlossenen Kreise die Selbstinduktion um den durch die Luftleiter hervorgerufenen Zusatz vergrößert denken, ohne daß dabei der Widerstand der Spule verändert wird.

Nun ist es aber andererseits sehr umständlich, auch nur die Kapazität beider Systeme völlig gleich zu machen, da bekanntlich auch die Spule Kapazität besitzt. Da es sich aber nach unseren Voraussetzungen nur um Korrektionsgrößen handelt, insofern als man annehmen darf, daß die nicht quasistationäre Stromverteilung im geschlossenen System bei kleinen Änderungen der Kapazität sich nicht wesentlich ändert, so können wir schreiben

$$(4) \quad \delta_j = \delta_g \sqrt{\frac{L_1}{L_0} \frac{C_0}{C_1}},$$

wobei C_1 die Kapazität des geschlossenen Kreises, bei welcher δ_g bestimmt wurde, und C_0 die Kapazität des offenen Systems bedeutet.

§ 6. Der ganze eben ausgeführte Gedankengang setzt voraus, daß die Kapazität C und die Selbstinduktion L eines nicht quasistationär schwingenden Oszillators mit großer Genauigkeit bestimmt werden können. Die genaueste von den in der Literatur bekanntgegebenen Methoden¹⁾ ist die folgende. Man schaltet in den Strombauch des Oszillators einen Kondensator $\mathfrak{C}$ bzw. eine Selbstinduktion $\mathfrak{L}$. Wird dadurch die Frequenz N_0 auf N_1 bzw. N_2 abgeändert, so ist

$$C = \mathfrak{C} \frac{N_2^2 - N_0^2}{N_0^2},$$

$$L = \mathfrak{L} \frac{N_1^2}{N_0^2 - N_1^2}.$$

Rein rechnerisch wird nach diesen Formeln die größte Genauigkeit erzielt, wenn die Differenzen der N möglich groß gewählt werden. Physikalisch heißt das andererseits, daß die Zusatzgrößen $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{L}$ so gewählt werden müssen, daß dadurch die Stromverteilung verändert wird. Da dadurch gleichzeitig die zu messenden Größen C und L ebenfalls sich verändern, so ist von vornherein niemals eine Verfeinerung dieser Methode zu erwarten. Es wurde deshalb hier folgender anderer Weg versucht, der die Möglichkeit einer genauen Dekrementbestimmung voraussetzt.

§ 7. Für quasistationär schwingende Oszillatoren gelten bekanntlich mit sehr großer Genauigkeit folgende zwei Gleichungen. Die Wellenlänge λ ist durch das Produkt der beiden Größen C und L gegeben:

$$(5) \quad \lambda = 6 \cdot 10^{10} \pi \sqrt{LC}.$$

Wird ein Widerstand R in den Oszillator eingeschaltet, so wächst das Dekrement von $\mathfrak{d}_1$ auf $\mathfrak{d}_2$. Der Dekrementzuwachs $\gamma = \mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_1$ kann durch den Quotienten von L und C dargestellt werden in der Form

$$(6) \quad \gamma = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

1) Vgl. z. B. J. Zenneck, l. c. p. 48.

Aus den beiden Gleichungen (5) und (6) ergibt sich

$$(7) \quad C = \frac{1}{\pi^2 6 \cdot 10^{10}} \frac{\gamma}{R} \lambda,$$

$$(8) \quad L = \frac{1}{6 \cdot 10^{10}} \frac{R}{\gamma} \lambda.$$

Sind also b_2 , b_1 , R und λ gemessen, so ist auch C und L dadurch gegeben. Hier ist der rechnerischen Genauigkeitsforderung, daß b_2 bedeutend größer als b_1 sein muß, physikalisch nur durch die Empfindlichkeit der Meßinstrumente, die zur Aufnahme von Resonanzkurven dienen, eine Grenze gesetzt. Daß man nach dieser Methode bei quasistationären Systemen sehr genaue Resultate erzielen kann, wenn man zur Dekrementbestimmung vollständige Resonanzkurven mit ungedämpften Schwingungen aufnimmt, wurde vom Verfasser durch Prüfung der Gleichung (6) in einer früheren Arbeit¹⁾ gezeigt.

§ 8. Bei nicht quasistationären Oszillatoren sind indessen noch einige Fragen zu beantworten. Der einfachste Fall sei angenommen, daß das System in seiner Grundschiwingung erregt ist und nur einen Strombauch aufweist. Wird in ein solches System ein Widerstand eingeschaltet, so tritt keine Änderung der Wellenlänge ein im Bereich der Genauigkeit von Gleichung (5). Daraus folgt mit großer Wahrscheinlichkeit, daß auch die „wirksame“ Kapazität und Selbstinduktion dadurch keine Änderung erfahren.

Zweitens ist, wegen der Stromverteilung auf dem System, klar, daß, wenn Gleichung (2) überhaupt gelten soll, der Widerstand im Strombauch liegen muß. Nimmt man nun zunächst an, daß der ganze Energieverlust des Systems durch Joulesche Wärme bedingt ist, so nimmt die Differentialgleichung des Schwingungsvorganges bekanntlich²⁾ für das nichtquasistationär schwingende System dieselbe Form an, wie die für ein quasistationäres, wenn man u. a. für R den Wert setzt

$$R = \int_0^l R_x f'(x)^2 dx,$$

1) C. Fischer, *Ann. d. Phys.* 28. p. 57. 1909.

2) Vgl. z. B. Zenneck l. c. p. 362.

wobei R_x der Widerstand an der Stelle x des Oszillators von der Länge l bedeutet, und $f(x)$ eine periodische Funktion darstellt, die im Strombauch gleich 1 wird ($J = |J|f(x)$). Denkt man sich demnach das System völlig widerstandslos und nur im Strombauch einen Widerstand R_0 eingeschaltet, so wird $R = R_0$ in die Differentialgleichung der Schwingung einzuführen sein. Daraus ist zu schließen, daß ein Widerstand im Strombauch sich zum übrigen wirksamen Widerstand des Systems addiert. Es ist dabei vorausgesetzt, daß der Oszillator nicht strahlt. Ein von dem Gesamtwiderstande des Systems unabhängiger Strahlungswiderstand würde nichts an dem Gesagten ändern. Es addiert sich dann zum Jouleschen das Strahlungsdekrement. Anders ist es, wenn das Strahlungsdekrement vom übrigen Energieverlust des Systems abhängig sein sollte, etwa analog dem Funkendekrement. Tatsächlich ist das Kraftfeld eines Oszillators mit nicht kontinuierlicher Erregung von der Dämpfung des Systems abhängig. Es ist deshalb auch nicht unmöglich, daß das Strahlungsdekrement eines Oszillators sich nicht nur mit seinen geometrischen Abmessungen (speziell Kapazität und Selbstinduktion) ändert, sondern auch mit dem Gesamtwiderstande.¹⁾ Bei ungedämpfter Erregung des Oszillators dagegen erscheint die Größe des Strahlungsdekrementes von dem gesamten Energieverluste der Theorie nach und wie spätere Versuche (vgl. §§ 15 und 19) zeigen, auch tatsächlich unabhängig. Auf Grund dieser Überlegung wurde in der vorliegenden Arbeit ungedämpfte Erregung gewählt.

Damit dürften die theoretischen Bedenken gegen die Methode zur Kapazitäts- und Selbstinduktionsbestimmung aus γ , R und λ erledigt sein.

II. Versuchsergebnisse.

Um die einzelnen fraglichen Punkte im obigen Gedankengang experimentell zu entscheiden, wurde folgender Aufbau gemacht.

§ 9. Zunächst ist Bedingung, daß ein strahlendes System vorliegt, für welches Gleichung (1) genaue Gültigkeit hat. Die

1) Vgl. p. 993, Fußnote 1.

Funkenstation Schöneberg des Telegraphen-Versuchsamtes (vgl. Fig. 2) ist nach Angabe von F. Kiebitz¹⁾ in diesem Sinne gebaut. Die Antenne ist ein aus vier Drähten bestehendes

Fig. 2.

vierkantiges, quadratisches Prisma mit den Dimensionen $42\text{ m} \times 0,5\text{ m} \times 0,5\text{ m}$, welches ausgespannt ist zwischen zwei Masten von 39 bzw. 18 m über dem Erdboden. Dieselbe ist zur Vermeidung von induzierenden Strömen von allen Metallteilen möglichst entfernt gehalten. Speziell besteht der Mast, an dem sie befestigt ist, aus Holz. Zur Vermeidung von Verlusten durch Erdströme ist ein Gegengewicht vorgesehen in 5,5 m Höhe über dem Boden. Seine Gestalt ist aus Fig. 2 (Grundriß) zu ersehen. Die Länge des Paralleltrapezes ist 26 m, die parallelen Seiten sind 10 und 3 m lang. Verluste durch Sprühen erscheinen bei den geringen Spannungen, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, ausgeschlossen.

§ 10. Die Wellenlänge von Antenne und Gegengewicht ohne eingeschaltete Spule beträgt ca. 200 m. Es ist nun die Frage, von welcher Wellenlänge an können die beiden Luftleitergebilde ohne großen Fehler als selbstinduktionslos auf-

1) Vgl. dazu F. Kiebitz, Elektrotechn. Zeitschr. 1908. p. 1267.

gefaßt werden. Zu dem Zwecke wurden der Reihe nach Spulen (auf Preßspankernen) von verschiedener Selbstinduktion zwischen die Luftleiter geschaltet, und mittels eines variabeln auf Wellenlängen geeichten Stationsprüfers erregt. Die Resonanz wurde mit einem aperiodischen lose gekoppelten Bleiglanzdetektor-kreise¹⁾ bestimmt. Bei jeder Spule wurden sodann die Luftleiter durch einen Drehkondensator ersetzt und der nunmehr geschlossene Kreis auf die gleiche Wellenlänge wie das entsprechende offene System gebracht.

In Fig. 3 sind die Einstellungen des Kondensators eingezeichnet in der Abhängigkeit von der Wellenlänge. Man

Fig. 3.

ersieht daraus 1. daß bei kleinen Spulen (kleinen Wellenlängen) der Kondensator eine beträchtliche Selbstinduktion, die durch das Abschalten der Luftleiter verloren gegangen ist, mit zu ersetzen hat, 2. daß von der Wellenlänge ca. 800 m an (Selbstinduktion mit langsamen Wechseln bestimmt zu ca. $4,8 \cdot 10^5$ cm) die Kapazität der Luftleiter mit einem Fehler von ca. 5 Proz., von 1000 m ab ($L = 7,2 \cdot 10^5$ cm) mit ca. 3 Proz. Fehler mit der Kapazitätseinstellung des Kondensators gleichgesetzt werden darf.²⁾

1) K. Bangert, Physik. Zeitschr. 11. p. 126. 1910.

2) Unter der Annahme, daß 1. die Spulenkapazität klein gegenüber der Antennenkapazität ist, und 2. daß trotz des Einschaltens von Spulen die Antennenkapazität unverändert bleibt, ist die Gleichung der Kurve:

$$C_K - C_A = \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2} C_A,$$

§ 11. Bei den hier näher zu besprechenden Versuchen wurde mit einer Wellenlänge von 1175 m gearbeitet. Die auf einen Preßspankern aus 0,14 cm dickem, isoliertem Kupferdraht gewickelte, einlagige Zylinderspule¹⁾ hatte einen Durchmesser von 20,37 cm und bei 104 Windungen eine Höhe von 38,5 cm. Der Strombauch des Systems Antenne–Spule–Gegengewicht wurde durch Ableuchten mit einer kleinen, geerdeten Heliumröhre bestimmt, während das System durch einen Lichtbogen erregt wurde. Die Genauigkeit war viel größer als es für die vorliegenden Versuche nötig ist. In dem so festgelegten Strombauch wurde die Spule aufgeschnitten und mittels einer 2,8 m langen Doppellitze ein Ring K zur Koppelungsänderung mit dem Primärkreis, ein Thermoelement T_h und je nach Bedarf Widerstände R eingeschaltet (vgl. Fig. 4). Dadurch war das Luftleitersystem zu einem Meßkreise ausgebildet, auf den das bezüglich seiner Wellenlänge variable Primärsystem in extrem loser Koppelung induzierte. Das Thermoelement war dabei nicht, wie bei Meßkreisen üblich, induktiv gekoppelt sondern eingeschaltet, weil, wie der Verfasser in einer früheren Arbeit²⁾ bemerkt hat, eine völlige Unabhängigkeit des Dekrements von der Koppelung nicht erzielt werden kann. Die durch Einschalten hervorgerufene kleine Vermehrung des Widerstandes (Gleichstromwiderstand = 1Ω) der Antennenanordnung

wobei C_A bzw. C_K die Kapazität der Luftleiter bzw. des Ersatzkondensators und λ_0 die Länge der Eigenwelle der beiden Luftleiter ohne zwischengeschaltete Spule bedeutet. Wird λ immer größer, so nähert sich die C_K -Kurve also dem Werte C_A asymptotisch.

Während die zweite Voraussetzung nur für große λ -Werte immer genauer gültig wird, bedeutet die erste im vorliegenden Fall nur eine grobe Annäherung, weshalb auch der Plan, die Kapazität der ganzen Anordnung auf diese Weise zu bestimmen, fallen gelassen wurde.

1) Da dieselbe Spule nachher auch für das nichtstrahlende System verwendet werden muß, wäre eine Ringspule hier am Platze gewesen. Es wurde darauf Verzicht geleistet, einerseits weil eine solche bei gleichem Drahtquerschnitt und gleicher Selbstinduktion, wie obige Spule, zu große Dimensionen angenommen hätte, selbst im günstigsten Falle, wenn der Spulenradius gleich der Hälfte des mittleren Ringradius ist. Andererseits trägt bekanntlich eine eingeschaltete Zylinderspule sehr wenig zur Strahlung bei.

2) Vgl. l. c. p. 65, Fußnote 2.

fällt andererseits, da das Strahlungsdekrement sich als eine Differenz darstellt, aus dem Endresultat heraus und kommt bei

Fig. 4.

der Kapazitäts- und Selbstinduktionsbestimmung ebenfalls nicht in Betracht.

Als Zusatzwiderstände wurden Graphitstäbe verwendet (Koh.-J.-Noor 8 H.) mit der Leitfähigkeit $\sigma \sim 6 \cdot 10^{-9}$ C.G.S.¹⁾ Sie waren durch ein Bad aus bestem Uhrenöl gegen Temperaturänderung geschützt. Die Widerstände wurden mit Wechselstrom geeicht.

Die drei genannten in den Strombauch eingeschalteten Instrumente sowie das Spiegelgalvanometer waren isoliert aufgestellt, damit nicht durch Erdung im Strombauch die Dämpfungsresultate falsch würden.

§ 12. Der Primärkreis war ein ungedämpft schwingender. Die Methode zur Aufnahme von Resonanzkurven und deren Genauigkeit wurde in einer früheren Arbeit²⁾ besprochen. Auch hier wurde im Primärsystem große Selbstinduktion und kleine Kapazität verwendet und stets bei gleicher Lichtbogenspannung

1) Eine Korrektur von 0,1 Proz. wegen Skineffekt wäre für die Widerstände erst von der Wellenlänge $\lambda = 2,4$ m an anzubringen, kommt also hier nicht in Betracht.

2) Vgl. p. 984, Fußnote 1.

gearbeitet. Der einzige Unterschied von dem dort Gesagten besteht darin, daß hier der Primärkreis der variable ist und der Sekundärkreis unverändert bleibt. Die Theorie der Resonanzkurve ohne Berücksichtigung des Strahlungswiderstandes ändert sich dabei nur darin¹⁾, daß die Indizes beider Systeme zu vertauschen sind, und auch durch den Lichtbogen treten dadurch keine weiteren Schwierigkeiten ein: Der durch Induktion hervorgerufene Stromeffect in einer geschlossenen Spule mit Thermo-element ändert sich nicht im Bereiche der für die Aufnahme von Resonanzkurven notwendigen Wellenlängenänderung.

Die Wellenlängenänderung geschah durch Änderung der Kapazität. Einem konstanten Kondensator war ein Drehkondensator mit Luftfüllung parallel geschaltet, dessen Plattenabstand und Plattenzahl so ausprobiert wurde, daß bei kleiner Dämpfung des Sekundärsystems die Intervalle, in denen die Resonanzkurve aufgenommen wurde, nicht zu klein wurden und daß bei größerer Dämpfung im Bereiche der Resonanzkurve die λ^2 -Kurve als lineare Funktion der Kondensatorgrade betrachtet werden konnte. Die Eichung des ganzen Systems auf Wellenlängen wurde durch Vergleich mit einem Dönitzschen Wellenmesser ausgeführt, der von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht war.

§ 13. Das Sekundärsystem wurde unverändert gelassen aus folgenden Gründen. Gegen eine Veränderung der Wellenlänge etwa durch einen angeschalteten Selbstinduktionsvariator sprechen die bekannten Tatsachen, daß der Widerstand und die Koppelung dadurch geändert werden. Bezüglich einer Kapazitätsänderung andererseits kommt nur eine Schaltung entsprechend Fig. 1b in Betracht. Dabei sind aber einerseits die Schwingungsverhältnisse nicht völlig definiert, andererseits ergaben Vorversuche eine Abhängigkeit des Dekrementes von der Größe der zum Luftleiterkondensator parallel geschalteten Kapazität.²⁾

1) R. Rüdenberg, l. c., berechnet eine quadratische Abhängigkeit des Strahlungswiderstandes von der einfallenden Wellenlänge. Vgl. hierzu p. 992, Fußnote 1.

2) Bei einem sehr großen Parallelkondensator von ca. $4800 \cdot 10^{-21}$ C.G.S. ergab sich ein Strahlungsdekrement von der Größenordnung 0,002. Wurden

§ 14. Mit diesem Aufbau war nun zunächst die Frage zu entscheiden, ob der Energieverbrauch des Systems durch Strahlung einen exponentiellen Abfall der Schwingung bedingt. Wenn dies der Fall ist, und nur dann, muß die Resonanzkurve die von Bjerknes berechnete Form haben. Nach Beseitigung von verschiedenen Störungen konnten tatsächlich derartige Kurven aufgenommen werden. Fig. 5 gibt eine davon wieder für $\lambda = 1174,9$. Die eingezeichnete Kurve ist theoretisch

Fig. 5.

für $b = 0,0449$ berechnet, die eingezeichneten Punkte sind die gemessenen. Indem, wie aus dem Folgenden zu ersehen ist, hier das Strahlungsdekrement weit größer als das Joulesche Dekrement ist, so ist aus der völligen Übereinstimmung der gemessenen und der theoretischen Kurve zu schließen, daß die *Amplitudenkurve auch bei strahlenden Systemen eine Exponentialkurve* ist, und daß man also bei einem bestimmten

zweitens die Luftleiter nur durch Einschalten von Selbstinduktion auf dieselbe Wellenlänge ($\lambda = 960$ m) gebracht, so ergab sich bei der Gesamtkapazität $369 \cdot 10^{-21}$ C.G.S. ein Strahlungsdekrement 0,028 (die Daten sind nach Kurven interpoliert). Denkt man sich das Strahlungsdekrement als das Verhältnis zwischen der pro Periode ausgestrahlten Energie und der Gesamtenergie und fordert man, daß die Antenne in beiden Fällen bei gleicher Spannung gleichviel ausstrahlt (vgl. p. 980, Fußnote 3), so müssen sich die beiden Dekremente umgekehrt wie die Energiemengen der Systeme, d. h. umgekehrt wie die Kapazitäten verhalten. Der Größenordnung nach stimmt dies mit den Messungen überein.

Aufbau von einem *konstanten Strahlungswiderstande* sprechen kann.¹⁾

§ 15. Schaltet man nun in das Sekundärsystem mit dem Dekrement $\delta_0 = 0,0449$ Widerstände ein, so wächst das Dekrement bei $14,83 \, \Omega$ auf $\delta_1 = 0,0755$ und bei $22,13 \, \Omega$ auf

Fig. 6.

$\delta_2 = 0,0907_0$. Fig. 6 I zeigt, daß das Dekrement des Systems eine lineare Funktion des Widerstandes R ist von der Form

$$(9a) \quad \delta = \delta_0 + A R,$$

wobei

$$(9b) \quad A = \pi \sqrt{\frac{C}{L}} = 2,067 \cdot 10^{-3}$$

ist. Daraus ist erstens zu schließen, daß, wenn das Strahlungsdokrement überhaupt vom Gesamtdokrement abhängig sein sollte, diese Abhängigkeit nur linear sein kann. Der Beweis

1) Gleichzeitig ist dadurch bewiesen, daß die von Rüdénberg, l. c., berechnete Abhängigkeit des Strahlungsdokrements von der Länge der einfallenden Welle nicht besteht, indem eine Änderung des Strahlungsdokrements um ca. 3 Proz. (zwischen den Grenzen $\lambda_r/\lambda = 0,990$ u. $1,01$), die nach der Theorie zu erwarten wären, die Kurve stark unsymmetrisch erscheinen ließe.

für die völlige Unabhängigkeit kann erst später (§ 19) gegeben werden.¹⁾

Zweitens beweist die Linearität, daß Nebenentladungen, die sich in der Abhängigkeit der Dämpfung von der Amplitude bemerkbar machen würden, nicht vorhanden sind.

Nach Gleichung (7) und (8) ergeben sich aus obigen Dekrementwerten für die mittlere Wellenlänge²⁾ $\lambda = 1174,9 \text{ m}$ die Werte für Kapazität und Selbstinduktion des Systems zu

$$C = 410,3 \cdot 10^{-21} \text{ C.G.S.} \quad \text{und} \quad L = 9,468 \cdot 10^5 \text{ C.G.S.}$$

Der Gesamtwiderstand des Systems ohne künstliche Erhöhung beträgt $R = R_j + R_\Sigma = 21,71 \, \Omega$.

§ 16. Um nun ein dieser Antennenanordnung entsprechendes geschlossenes System herzustellen, wurden von der Spule Antenne und Gegengewicht abgeschaltet und durch einen Drehkondensator mit Ölfüllung ersetzt. Der Strombauch lag hier ungefähr an derselben Stelle der Spule wie beim offenen System, so daß die Zuleitung zu den Widerständen an derselben Stelle eingeschaltet bleiben konnte. Der Kondensator wurde auf eine Kapazität von $388,0 \cdot 10^{-21} \text{ C.G.S.}$ eingestellt. Er war verglichen mit dem von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Kondensator des Dönitzschen Wellenmessers. Die Wellenlänge betrug $1167,3 \text{ m}$ mit einer relativen Genauigkeit von 0,3 Promille.

§ 17. Die sehr kleine Dämpfung δ_0 dieses Kreises konnte aus später zu nennenden Gründen nicht bestimmt werden. Es ergab sich aber mit einem Widerstande $R_1 = 7,563 \, \Omega$ das

1) Für nicht kontinuierliche Schwingungen besteht nach den Messungen von Gerth (Physik. Zeitschr. 11. p. 16. 1910) gleichfalls eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Gesamtdenkrement der Antenne und dem eingeschalteten Widerstande, gleichgültig ob darin der Zusatzwiderstand im Strombauch eingeschaltet war oder nicht, was aus der Arbeit nicht hervorgeht.

2) Die Kurven zeigten Wellenlängenunterschiede bis zu 2 Promille, während die relative Meßgenauigkeit der Wellenlänge auf 0,3 Promille geschätzt wurde. Die Änderungen zeigten in bezug auf die Größe des eingeschalteten Widerstandes keinen Gang und auch bei gleichem Widerstande treten Unterschiede bis zu 1 Promille auf. Da die Kurven nicht am selben Tage aufgenommen worden sind, so lassen sich die Unterschiede auf kleine Kapazitätsänderungen der Luftleiter zurückführen.

Dekrement zu $\delta_1 = 0,0274$, mit $R_2 = 9,871 \, \Omega$ zu $\delta_2 = 0,0321_7$ und mit $R_3 = 14,83 \, \Omega$ zu $\delta_3 = 0,0425_0$. Aus der Linearität der Abhängigkeit zwischen δ und R (vgl. Fig. 6 II) von der Form

$$(10a) \quad \delta = \delta_0 + B R$$

ergibt sich

$$(10b) \quad \begin{cases} \delta_0 = 0,0116_7, \\ B = 2,078 \cdot 10^{-3}. \end{cases}$$

Für Kapazität und Selbstinduktion ergeben sich die Werte

$$C = 409,7_3 \cdot 10^{-21} \text{ C.G.S.} \quad \text{und} \quad L = 9,359_7 \cdot 10^5 \text{ C.G.S.},$$

und für den nicht künstlich erhöhten Widerstand $R_0 = 5,613 \, \Omega$.

Die Kapazität des ganzen Systems ($409,7 \cdot 10^{-21}$ C.G.S.) vermindert um die des Kondensators ($388,0 \cdot 10^{-21}$ C.G.S.) ergibt die Kapazität der Spule und der Zuleitungen zu $21,7 \cdot 10^{-21}$ C.G.S. Der Größenordnung nach erscheint der Wert richtig.

Die Selbstinduktion der Spule mit dem in der Mitte eingeschalteten Koppelungsring betrug für langsame Wechsel $9,49_5 \cdot 10^5$. Die Abnahme derselben für schnelle Schwingungen um 1,5 Proz. erklärt sich erstens aus dem nicht quasistationären Schwingungszustand und zweitens durch den Skineffekt bei schnellen Schwingungen. Die Selbstinduktion des geschlossenen Systems ist um 1,2 Proz. kleiner als die offenen.

Der Widerstand des Thermoelementes war $1,027 \, \Omega$, der Gleichstromwiderstand der Spule (inkl. Koppelungsring) war $1,005 \, \Omega$. Die Zunahme des Spulenwiderstandes von $1 \, \Omega$ auf $4,6 \, \Omega$ durch Skineffekt steht im Einklang mit anderweitigen Messungen.¹⁾

§ 18. Die Differenz des Gesamtwiderstandes des offenen und des geschlossenen Systems ergibt den Strahlungswiderstand des ersteren

$$R_{\Sigma} = 21,71_0 - 5,61_3 = 16,09_7 \, \Omega.^2)$$

Rechnet man das Dekrement des geschlossenen Kreises auf die Kapazität und Selbstinduktion des offenen um nach Gleichung

1) Vgl. J. Zenneck, l. c. p. 58.

2) Nach Rüdénberg l. c. wäre der Wert

$$R_{\Sigma} = 80 \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 < 800 \left(\frac{39}{1175} \right)^2 = 0,9 \, \Omega$$

zu erwarten.

chung (4), so ergibt sich $b_j = 0,0114_8$ und folglich das Strahlungsdekrement des offenen Systems zu

$$b_z = 0,0449 - 0,0114_8 = 0,0334_2.$$

§ 19. Die beiden Systeme, zu denen die Kurven Fig. 6 I und II und die Gleichungen (9) und (10) gehören, unterscheiden sich im wesentlichen nur dadurch, daß das eine strahlt, das andere nicht. Beide Kurven sind annähernd parallel: die Proportionalitätsfaktoren (A und B in (9) und (10)) sind um 0,6 Proz. verschieden. Aus der Parallelität der beiden Kurven ist zu schließen, daß der durch Strahlung hervorgerufene Anteil des Dekrements unabhängig vom Widerstande des Systems ist. Dabei ist allerdings zu bemerken, daß die Neigung der Geraden II (Fig. 6) von der Einstellung des Kondensators abhängt. Wäre er so eingestellt worden, daß die Wellenlängen beider Systeme gleich geworden wären, wäre also die fehlende Selbstinduktion der Luftleiter durch Kapazität ersetzt worden — und dieses ist der denkbar ungünstigste Fall —, so würden die Proportionalitätsfaktoren A und B um 1,2 Proz. voneinander abweichen.

III. Experimentelle Fehlerquellen.

§ 20. Über die Schwierigkeiten, welche die Aufnahme von Resonanzkurven mittels ungedämpfter Wellen bietet, wurde in einer früheren Arbeit¹⁾ berichtet. Hier sei im Anschluß an die Arbeit von Vollmer²⁾ noch folgendes hinzugefügt. Vollmer legt klar, daß die Resonanzkurve durch Schwankungen von Intensität und Wechselzahl der Schwingung eines mit dem Lichtbogen erregten Oszillators unrichtig ausfällt. Nach seiner sehr wahrscheinlichen Annahme rühren die kleineren Schwankungen von dem unruhigen Brennen des Bogens zwischen den kraterförmigen Vertiefungen der Elektroden her. Bei den vorliegenden Versuchen wurden als Elektroden Kohle gegen Kupfer, als Gas Wasserstoff mit Aceton vermischt, verwendet. An der Kohle setzt sich dabei ein graphitartiger Stift an von ca. 1 mm Durchmesser, so daß der Bogen von da an zwischen der Spitze des Stiftes und der Kupferplatte brennt. Wächst

1) Vgl. p. 984 Fußnote 1.

2) Vollmer, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. 3. p. 118 u. 214. 1910.

also der Stift zur Achse der Kohle zentriert an — und darauf wurde stets großer Wert gelegt — und ist die durch Wasser gekühlte Metallelektrode aus so dünnem Blech (hier¹⁾ auf 0,4 mm abgedreht), daß die Kühlung ein Ausschmelzen möglichst vermindert, so sind die Ursachen für Schwankungen der Bogenlänge so gut wie möglich beseitigt. Die Konstanz wurde mit einem aperiodischen Detektorkreise (Spule—Bleiglanzdetektor, Sperrkondensator, Telephon) untersucht. Wurde derselbe mit dem Schwingungskreise gekoppelt, so gab der Detektor einen kontinuierlichen Gleichstrom im Telephon. Kleine Änderungen dieses Stromes mußten ein Knacken in dem sehr empfindlichen Telephon hervorrufen. Tatsächlich mußte der Detektorkreis extrem fest mit dem Schwingungskreise gekoppelt werden, um überhaupt Intensitätsschwankungen anzuzeigen. Neben einem sehr schwachen Tone (ca. 500 Schwingungen pro Sekunde), der auf die Maschine der Elektrizitätszentrale zurückzuführen ist, wurden auch unregelmäßige Intensitätsschwankungen konstatiert, deren zeitlicher Abstand von der Größenordnung der Schwingungsdauer des Galvanometers war. Endlich sei noch bemerkt, daß bei der konstanten mittleren Bogenspannung, bei der die Kurvenaufnahme erfolgte, auch die Stärke des Speisestromes konstant blieb während der Zeit der Messung (4—6 Min.) Immerhin mögen die kleinen Schwankungen mit dafür bestimmend gewesen sein, daß einwandfreie Kurven bei kleinen Dekrementwerten nicht aufgenommen werden konnten.

§ 21. Ein anderer Grund, der die Kurvenaufnahme viel stärker beeinflusste, lag in folgender Tatsache. Koppelt man ein zweites System gleicher Wellenlänge mit dem primären, so tritt eine eigenartige Koppelungserscheinung auf.

Bei Funkenerregung kann man die durch Koppelung zweier abgestimmter Systeme entstehenden zwei Wellen mit Hilfe eines dritten variablen Kondensatorkreises (Wellenmessers) feststellen. Man erhält dabei die bekannte Kurve mit den zwei Maximis. Bei der ungedämpften Erregung des Primärsystems durch den Lichtbogen zeigt dagegen der Wellen-

1) Solange der Boden des Wasserkühlungsgefäßes noch ca. 1½ mm stark war, war die Aufnahme von Resonanzkurven unmöglich.

messer nur die eine oder die andere der beiden Koppelungs-
wellen. Dafür ein Beispiel.

Zwei gleichgebaute Kreise mit großer Selbstinduktion ($L \sim 27 \cdot 10^5$ cm) und kleiner Kapazität wurden auf die Wellenlänge 2792 m gebracht. Nach der Koppelung wurde 2752 m mit einem Wellenmesser konstatiert, mit der Intensität 0,06 Watt im Meßkreise. Nachdem nichts weiter an dem Aufbau geändert war, als daß der Kondensator des Primärsystems sehr wenig vergrößert und dann wieder auf die alte Einstellung zurückgebracht worden war, zeigte der Wellenmesser nur die Welle 2830 m an mit der Intensität 0,017 Watt.¹⁾ Aus der größeren Welle und der Grundwelle berechnet sich die Koppelung zu $k = 0,0274$. Mit der kleinen Welle wird $k = 0,0288$ berechnet. Der Unterschied ist durch Ungenauigkeit der Wellenlängenbestimmung völlig zu erklären.

§ 22. Zur genaueren Untersuchung des Vorganges wurde in das Sekundärsystem ein Strommesser eingeschaltet und mit ihm bei derselben Koppelung wie oben durch Veränderung des Primärsystems eine Resonanzkurve aufgenommen. Dabei erhält man folgendes Kurvenbild (Fig. 7).²⁾ Zunächst gehen wir von kleinen primären Wellenlängen zu großen über. Der Effekt im sekundären Kreise steigt allmählich, auch über die Resonanzlage beider Systeme hinaus. Dann fängt die Bogenlampe an unruhig zu brennen, die Elektrodenspannung steigt etwas, und plötzlich fällt der sekundäre Stromeffekt zu Werten herab, die zu einer ganz anderen Kurve gehören. Diese Kurve erhalten wir, wenn wir jetzt mit der Wellenlänge zurückgehen.

1) Es wurde versucht, ob die beiden Maxima der Resonanzkurven des Primärkreises (allein) gleich hoch gemacht werden könnten analog der „empfindlichen Kurve“ von M. Wien (Ann. d. Phys. 25. p. 7. 1908). Tatsächlich ergab sich, daß für die Wellenlänge 2802 m des Primärkreises beide Maxima gleich waren, daß ferner für kleinere Wellen des Primärkreises die Intensität der kürzeren Koppelungswelle die größere war, für größere Primärwellen als 2802 m dagegen umgekehrt. (Im letzten Fall war die kleinere Koppelungswelle nur mühsam im Primärkreis aufrecht zu halten.) Die Einstellung des Primärkreises auf 2802 m entsprach aber nicht der Resonanzwelle (2785 m) zwischen den beiden gekoppelten Systemen.

2) Der Effekt ist mit einem für schnelle Schwingungen nicht geeigneten Hitzdrahtinstrument bestimmt.

Auch hierbei tritt ein solcher Sprung ein, aber auf der anderen Seite der Resonanzlage. Nach diesem Sprunge treten wieder die Effektwerte der ersten Kurve auf.

Fig. 7.

Nimmt man an, daß bei dem Versuch trotz der gegenseitigen Verstimmung beider Systeme die beiden Koppelungswellen sich nicht wesentlich ändern, so ist das Ergebnis dadurch zu erklären, daß man hier den Primärkreis auf die eine oder andere Koppelungswelle abstimmen kann, daß aber von einer bestimmten Grenze an der Flammenbogen die immer größer werdende Energieabgabe nicht mehr leisten kann. Entsprechend müßten die beiden Kurven von Fig. 7 ungefähr in der durch gestrichelte Linien angedeuteten Weise ergänzt werden.

In der oben erwähnten Arbeit wurden nun vom Verfasser auch bei sehr loser Koppelung zweier Systeme sprungweise Änderungen der Wellenlänge konstatiert, die nur bei ganz ruhigem Brennen des Bogens nicht auftreten. Betrachtet man in der dort als Beispiel angegebenen Figur die zwei Kurven als Resonanzkurven beider Koppelungswellen, so berechnet sich für die Koppelung der Wert $6,7 \cdot 10^{-4}$. Berechnet¹⁾

1) Laut Protokoll war bei der Aufnahme der durch die dortige Fig. 3 wiedergegebenen Kurven die Koppelung dieselbe, wie bei der dortigen Fig. 8.

nach Maxwell'schen Gleichungen ergibt sich $k = 6,9 \cdot 10^{-4}$. Aus der Übereinstimmung beider Zahlen ersieht man, daß es sich tatsächlich um die zwei Koppelungswellen handelte.

Für die Aufnahme der Resonanzkurven mit ungedämpften Wellen liegt in dieser Tatsache eine erhebliche Schwierigkeit, indem die Schwingung beim Überschreiten des Resonanzpunktes bei etwas zu fester Koppelung in die andere Koppelungswelle umzuschlagen droht.¹⁾ Je größer die Dämpfung des Sekundärsystems ist, um so weniger leicht tritt einerseits der Umschlag ein, andererseits macht er bekanntlich bei konstanter Koppelung auf das Dekrement prozentisch um so weniger aus. Bei sehr kleinen Dekrementen ($\delta = 0,01$) konnten Resonanzkurven überhaupt nicht mehr aufgenommen werden.

§ 23. Eine andere große Schwierigkeit bei der Dekrementbestimmung der nicht quasistationären Oszillatoren mit einem Aufbau, wie ihn Fig. 4 veranschaulicht, liegt darin, daß Primär- und Sekundärsystem Oberschwingungen zeigen. Angenommen, das Sekundärsystem schwinde gleichzeitig mit der Grundschwingung auch in einer geradzahligen harmonischen Oberschwingung, so würden die Stromeffekte beider Schwingungen durch das im Strombauch eingeschaltete Hitzdrahtinstrument gleichzeitig gemessen. Die Resonanzkurve wird also ganz falsch ausfallen. Ist gleichzeitig mit der Grundschwingung eine ungeradzahlige Oberschwingung vorhanden, so macht dieselbe für die Angaben des Thermoelementes nichts aus, aber das Galvanometer wird unter Spannung gesetzt. Tatsächlich wurde bei Versuchen mit verschiedenen Anordnungen in der Schaltungsweise von Fig. 4 beobachtet, daß einerseits die Resonanzkurve kein konstantes Dekrement zu berechnen erlaubte, und daß das Gehänge des Spiegelgalvanometers hin- und herpendelte. Um Klarheit über das Auftreten und die Wellenlänge der Oberschwingungen zu schaffen, wurden folgende Versuche angestellt.

1) Dies scheint auch bei der in Fig. 10 der früheren Arbeit angegebenen Kurve der Fall gewesen zu sein. Dadurch, daß sich die Primärenergie gleichzeitig geändert hat, wird aber die Erscheinung etwas verdeckt: die beiden Hälften der Kurve zu beiden Seiten der Resonanzlage ergeben auch bei horizontaler Parallelverschiebung keine theoretisch richtige Kurve.

§ 24. In verschiedene, offene und geschlossene Systeme mit großer Selbstinduktion und kleiner Kapazität wurde die Bogenlampe in den Strombauch eingeschaltet. Die mit einem Wellenmesser konstatierten Oberschwingungen sind dabei bekanntlich immer von sehr geringer Intensität bezüglich der der Grundschiwingung. Innerhalb der Fehlergrenze des Versuches von ca. 1 Proz. wurden die Oberschwingungen (bei manchen Systemen von der ersten bis zur sechsten) als harmonisch befunden zur Grundschiwingung. Unharmonische Oberschwingungen konnten nie beobachtet werden.

Es wurde ferner ein solches System ohne Bogenlampe mit einem ungedämpft schwingenden Kreise induktiv gekoppelt, um die Frage zu beantworten, durch welche Wellenlängen dasselbe erregt werden könne. Es ergab sich erstens, daß die Wellenlängen, durch welche das System zum Mitschwingen gebracht werden konnte, im allgemeinen in keinem ganzen Zahlenverhältnis zu der Grundwelle standen.¹⁾ Zweitens wurden diese Oberschwingungen als Grund- und Oberschwingungen einzelner Teile des Oszillators erkannt, die zwischen zwei Reflexionsstellen liegen. Als solche Reflexionspunkte sind bei einem Aufbau von der Form der Fig. 4 die Spulenenden, die Übergangsstellen vom Draht in den Luftleiter und die selbstinduktionslose Zuleitung zum Koppelungsring aufzufassen. Als z. B. eine Spule von ca. $7 \cdot 10^6$ C.G.S. Selbstinduktion zwischen Antenne und Gegengewicht geschaltet wurden, konnte das System u. a. durch die Wellenlänge 1520 m und 1120 m erregt werden. In der ersteren wurde die Welle des Teilsystems: Antenne-Spule resp. Gegengewicht-Spule erkannt, die zweite entsprach dem Systeme Spule und Zuleitungen zu den Luftleitern. Festgestellt wurde dies einerseits durch die für die Schwingungen charakteristische Spannungsverteilung, die mittels einer kleinen, geerdeten Heliumröhre untersucht wurde, und zweitens dadurch, daß die Eigenwellen dieser Teilsysteme einzeln bestimmt wurden.

Für die Aufnahme von Resonanzkurven ist aus diesen Versuchen zu schließen, daß die harmonischen Oberschwin-

¹⁾ Dasselbe gilt für Spulen ohne angehängte Kapazität, Vgl. F. Kiebitz, Verh. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. p. 104. 1910.

gungen des Primärsystems das Sekundärsystem im allgemeinen nicht erregen können. Ausgenommen ist der Fall, daß die Wellenlänge der Teilschwingungen des Sekundärsystems harmonisch zur Grundschiwingung desselben sind. In obigem Beispiel war dies annähernd der Fall: die Grundschiwingung hatte die Wellenlänge 3100 m, zu der die Oberschwingungen des Systems (1520 m und 1120 m) mehr oder weniger harmonisch sind. Darin ist der Grund zu suchen, daß keine brauchbare Resonanzkurve mit dem System aufgenommen werden konnte. Analog war bei den hier beschriebenen Dekrementbestimmungen anfangs eine Oberschwingung: Antenne—halbe Spule—Koppelungsring vorhanden, die als erste annähernd harmonische Oberschwingung durch kapazitative Kopplung mit dem Primärsystem erregt wurde.

§ 25. Die genannten Fehlerquellen für die Aufnahme von Resonanzkurven, d. h. 1. die Perioden- und Intensitätsschwankungen bei ungünstigem Bau des Primärsystems, 2. die Periodenschwankungen infolge von Kopplung und 3. die Oberschwingungen im Sekundärsystem, erschweren das Arbeiten sehr. Ein endgültiges Resultat der Untersuchung über die Abhängigkeit des Strahlungsdekrementes von Kapazität und Selbstinduktion ist deshalb noch nicht erzielt worden.

Die in dieser Arbeit mitgeteilten Zahlen für die Dekremente sind sämtlich aus theoretisch richtigen Resonanzkurven gewonnen, bei denen in jeder Ordinatenhöhe dasselbe Dekrement gefunden wird. Die Kurven sind also unter Verhältnissen aufgenommen, wo die unter III besprochenen Fehlerquellen vermieden waren. Korrekturen an den für das Strahlungsdekrement bzw. den Strahlungswiderstand sich ergebenden Zahlen können deshalb nur noch möglich sein wegen etwa vorhandener kleiner Verluste im Kondensator oder wegen nicht genügender Antennenisolation.

IV. Zusammenfassung.

§ 26. a) Bei jedem kontinuierlich schwingenden Oszillator, dessen Schwingung nur einen Strombauch aufweist, ruft ein an dieser Stelle eingeschalteter Widerstand R eine Dekrementerhöhung hervor, aus der unter Kenntnis von R der Quotient zwischen wirksamer Kapazität C und wirksamer Selbstinduktion L

berechnet werden kann. Die Thomsonsche Gleichung gibt andererseits, wenn die Wellenlänge bekannt ist, das Produkt von C und L . Beide Größen können also *auf Grund der experimentellen Bestimmung einer Wellenlänge, zweier Dekrementwerte und eines Widerstandes berechnet werden*. Soweit die Dekremente genau bestimmt werden können, sind die Resultate der Methode einwandfrei.

b) *Der Strahlungswiderstand eines offenen Oszillators wurde von den übrigen Verlustquellen unter gewissen Voraussetzungen dadurch getrennt*, daß das offene System mit einem äquivalenten, geschlossenen Schwingungskreise verglichen wurde.

c) Die Dekrementbestimmung aus Resonanzkurven mittels ungedämpfter Wellen wird durch folgende zwei Erscheinungen erschwert.

1. Wird ein ungedämpft schwingender Oszillator, bei dem die bekannten Ursachen für die Schwankungen der Wellenlänge und Intensität technisch vermieden sind, mit dem zu untersuchenden Oszillator gekoppelt, so schwingt das erregende System bald in der einen, bald in der anderen *Koppelungswelle*.

2. Die von den Abmessungen abhängigen *Oberschwingungen* des zu untersuchenden Oszillators können durch die harmonischen Oberschwingungen des ungedämpften Erregers auf dem Wege der Resonanz verstärkt werden. Dann ist die Dekrementbestimmung durch Aufnahme von Resonanzkurven unmöglich.

(Eingegangen 13. April 1910.)