Was folgt aus unserer Kenntnis von den elektromagnetischen Schwingungen für ihre Anwendung auf die drahtlose Telegraphie?

Einleitung.

Im Jahre 1905 ist im Enkeschen Verlage zu Stuttgart ein umfangreiches Buch erschienen, nämlich „Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie". Der Verfasser, damals noch Privatdozent an der Universität Straßburg i/E., jetzt bereits ordentlicher Professor der Physik in Braunschweig, ist offenbar ein Schüler des durch seine Arbeiten auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie rühmlichst bekannten Professors Ferdinand Braun in Straßburg i/E., wenigstens hat er für letzteren über ein Jahr lang die Versuche über Strahlentelegraphie in Cuxhaven geleitet und sich dadurch zu den theoretischen auch gründliche praktische Kenntnisse von den sich dabei abspielenden elektromagnetischen Vorgängen erworben. Bietet so schon die Persönlichkeit des Verfassers eine Gewähr für die Vortrefflichkeit des Buches, so wird man ihrer dank der überall herrschenden Klarheit mehr und mehr inne beim Studium des fast 1000 Seiten umfassenden Werkes. Doch ist der Umfang geeignet, manchen davon abzuschrecken, besonders diejenigen, welchen es genügt, mit den in der drahtlosen Telegraphie herrschenden Prinzipien und einigen Möglichkeiten sie anzuwenden, bekannt zu sein. Gerade an sie habe ich gedacht, als ich es unternahm, aus dem Zenneckschen Buche nur das herauszuschälen, was zum Verständnis der heute in der Strahlentelegraphie gebräuchlichen Apparate unbedingt notwendig ist. Sollte ich dadurch zum Studium des Werkes, dem noch keine Literatur ein gleichwertiges zur Seite stellen kann, und das in keiner Bibliothek fehlen dürfte, beitragen, so wäre mir das Lohn genug.

I. Der geschlossene Schwingungskreis.

Erzwungene und Eigenschwingungen eines Kondensatorkreises.

1. Unter einem geschlossenen Schwingungskreise versteht man einen Kondensator, dessen Platten durch einen Leiter miteinander verbunden sind. Dieser Leiter kann nun a) induktionslos sein, b) eine Induktionsspule enthalten, c) völlig geschlossen sein, d) eine Funkenstrecke enthalten. (Fig. 1.)

2. Es liege zunächst der Fall a vor. Lassen wir dann die ungedämpften Schwingungen eines Transformators auf den Kondensator wirken, d. h. verbinden wir die Pole des Transformators mit den Platten, so entstehen im Kondensator „erzwungene" elektromagnetische Schwingungen, deren Stromamplitude i_0 sich durch die Gleichung ausdrücken läßt:

$$i_0 = \frac{E_{a0}}{\sqrt{w^2 + \left(\frac{1}{\pi n c}\right)^2}}. \qquad (1)$$

Darin bezeichne der Index null die Amplitude, E_a die äußere elektromotorische Kraft zwischen den Klemmen des Transformators, w den Ohmschen Widerstand der Leitung, n die Anzahl der Schwingungen pro Sekunde und c die Kapazität des Kondensators.

3. Wird in den Kreis noch eine Spule mit Selbstinduktion [1b] hineingenommen, deren Selbstinduktionskoeffizient p sei, so wird

$$i_0 = \frac{E_{a0}}{\sqrt{w^2 + \left(\pi n p - \frac{1}{\pi n c}\right)^2}}. \qquad (2)$$

Da die Amplitude der Spannung

$$V_0 = \frac{i_0}{\pi nc} \qquad (3)$$

ist, so ergibt sich

$$V_0 = \frac{1}{\pi nc} \cdot \frac{E_{a0}}{\sqrt{w^2 + \left(\pi np - \frac{1}{\pi nc}\right)^2}} \qquad (4)$$

Die Größen πnp und $\frac{1}{\pi nc}$ heißen Induktanz bezw. Kondensanz; sie spielen, wie aus den Gleichungen (2) und (4) hervorgeht, die Rolle von Widerständen. Während aber die Induktanz mit Wechselzahl und Selbstinduktion wächst, verringert sich die Kondensanz in dem Maße, wie Wechselzahl und Kapazität zunehmen. Werden die Werte πnp und $\frac{1}{\pi nc}$ einander gleich, so erreichen i_0 und V_0 Maxima. [Gl. 2 und 4.] Wenn aber $\pi np = \frac{1}{\pi nc}$ ist, so wird

$$n = \frac{1}{\pi\sqrt{pc}}, \qquad (5)$$

d. h. bei der aus Gleichung (5) bestimmten Wechselzahl n vollziehen sich die stärksten Schwingungen im Kondensatorkreise. Man sagt, er spricht in diesem Falle am stärksten auf die vom Transformator erzeugten Schwingungen an. Im Hinblick auf ähnliche Erscheinungen in der Akustik bezeichnet man den Fall, wo $n = \frac{1}{\pi\sqrt{pc}}$, als „Resonanz" zwischen Kondensatorkreis und Transformator.

4. Sei nun der Widerstand w im Schwingungskreise null oder doch sehr klein, so läßt sich theoretisch und experimentell zeigen, daß die Schwingungen mit derselben Amplitude und Wechselzahl fortdauern müssen, wenn man die Verbindung mit dem Transformator löst. Man nennt die Schwingungen daher „Eigenschwingungen des Kondensators". Zu ihrem Zustandekommen ist also keine dauernd wirkende, äußere elektromotorische Kraft nötig. Sie würden sich auch abspielen, wenn der Kondensator anfangs nicht mit Wechselstrom gespeist worden wäre, sondern seine erste Ladung von einer Influenzmaschine erhalten, und man ihn nachher von ihr losgelöst hätte. Für die Wechselzahl der Eigenschwingungen eines Kondensators gilt daher:

$$n = \frac{1}{\pi\sqrt{pc}} \text{ (Thomsonsche Formel).} \qquad (6)$$

5. Der physikalische Vorgang bei solchen Schwingungen im Kondensator ist folgender: Sei in einem bestimmten Augenblicke die Kondensatorplatte C_1 positiv, die andere C_2 negativ geladen, so besteht zwischen ihnen ein elektrisches Feld. Die ganze vorhandene Energie ist die Energie dieses Feldes. Beim Schliessen des Kondensatorkreises geht ein Strom durch den Draht von C_1 nach C_2, bis die Ladung der Platten null ist. Alsdann ist das elektrische Feld verschwunden, an seine Stelle aber ein magnetisches Feld in der Umgebung des Stromes getreten, welches alle Energie in sich aufgenommen hat. Dieses magnetische Feld verschwindet zugleich mit dem Strome und induziert dabei wieder einen Strom und zwar mit derselben Richtung wie der vorige, sodaß nun C_2 positiv und C_1 negativ geladen werden. Damit ist wieder das elektrische Feld zwischen den Kondensatorplatten aufgebaut worden. Nun wiederholt sich der Vorgang im umgekehrten Sinne. Der Strom fließt von C_2 durch den Leiter nach C_1, erzeugt ein magnetisches Feld, das seinerseits beim Verschwinden einen Strom induziert, der C_1 positiv, C_2 negativ lädt. So ist der Anfangszustand wieder erreicht. Wir haben also einen beständigen Wechsel zwischen einem elektrischen und einem magnetischen Felde, den wir als elektromagnetische Schwingungen, Oszillationen, bezeichnen. Die vorhandene Energie wandert dabei beständig von dem Raume zwischen den Kondensatorplatten hinaus in die Umgebung des Stromkreises und wieder zurück. Sie wird durch die im Kondensator wirkenden Kräfte gewissermaßen hinausgepumpt und wieder aufgesogen.

Die Dämpfung.

6. Dämpfung durch Joulesche Wärme. Wir hatten in [4] den Widerstand im Stromkreise null gesetzt. Das ist natürlich praktisch unmöglich. Deshalb ist es auch unmöglich, daß die einmal erregten Eigenschwingungen des Kondensators sich ohne Ende vollziehen. Es muß ein Teil der vorhandenen

Energie infolge des Widerstandes in Joulesche Wärme umgesetzt werden; der Energievorrat wird dadurch vermindert. Die Folge davon ist, daß die Amplitude der Schwingungen abnimmt, die Schwingung wird gedämpft. Diese Dämpfung δ ist durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\delta = \frac{\mathfrak{w}}{2\mathfrak{p}}.^{*)} \qquad (1)$$

Sind ferner $\mathfrak{A}_1$ und $\mathfrak{A}_2$ die Amplituden zweier aufeinander folgender Schwingungen, T die Schwingungsdauer und e die Basis des natürlichen Logarithmensystems, so gilt:

$$\frac{\mathfrak{A}_1}{\mathfrak{A}_2} = e^{\delta T}, \qquad (2)$$

so daß, wenn $\mathfrak{d} = \log \text{nat} \frac{\mathfrak{A}_1}{\mathfrak{A}_2}$,

$$\mathfrak{d} = \delta T = \frac{\delta}{\frac{n}{2}} \text{ ist.} \qquad (3)$$

Die Größe $\mathfrak{d}$ nennt man das „logarithmische Dekrement", oder einfach „Dekrement" der Schwingung. Nicht immer kommt es allein durch Joulesche Wärme zustande.

7. Dämpfung durch Funkenwärme. Da, wo wir Kondensatorkreise verwenden, ist der Leiterkreis gewöhnlich [1 d] durch eine Funkenstrecke unterbrochen. Im Funken wird aber Wärme entwickelt, wie die Erwärmung der die Funkenstrecke begrenzenden Kugeln beweist. Es wird dadurch ein weiterer Betrag an Energie vernichtet, die Schwingung gedämpft. Der Einfluß der Funkenstrecke auf die Dämpfung läßt sich folgendermaßen angeben: Im allgemeinen wächst das Dekrement eines mit Funkenstrecke behafteten Kondensators bei Zunahme des Widerstandes in der Strombahn und bei Verlängerung der Funkenstrecke, es nimmt ab bei Vergrößerung der Kapazität des Kondensators. Es wird demnach bei Vergrößerung der Funkenstrecke und bei Anwendung großer Kapazitäten langsamer zunehmen als bei kleinen. Vom Selbstinduktionskoeffizienten und der Größe der die Funkenstrecke begrenzenden Kugeln zeigt es sich innerhalb gewisser Grenzen wenig abhängig.

8. Dämpfung durch Strahlung. Ein dritter Anteil der im Schwingungskreise vorhandenen Energie geht durch Strahlung verloren, d. h. er verlässt den Leiterkreis und eilt in Form elektromagnetischer Wellen in den umgebenden Raum hinaus. Das „Strahlungsdekrement" wird auch „Hertzsches Dekrement" genannt. Es ist bei einem Kondensator verschwindend klein gegenüber dem Verlust durch Joulesche und Funkenwärme. [36.]

9. Die gesamte Dämpfung in einem Kondensatorkreise mit Funkenstrecke kann also ausgedrückt werden durch die Beziehung:

$\delta = \delta_j + \delta_f + \delta_\Sigma$ oder das Dekrement

$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_j + \mathfrak{d}_f + \mathfrak{d}_\Sigma$, worin j, f, Σ der Reihe nach bedeuten Joulesche Wärme, Funkenwärme und Strahlung.

10. In **4** war die Thomsonsche Formel [Gl. 6] $n = \frac{1}{\pi\sqrt{\mathfrak{p}\mathfrak{c}}}$ unter der Bedingung abgeleitet worden, daß der Widerstand im Kondensatorkreise verschwindend klein sei. Trifft das nicht zu, so erfährt die Formel eine Abänderung. Sie lautet alsdann:

$$n = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{1}{\mathfrak{p}\mathfrak{c}} - \delta^2}, \qquad (4)$$

worin δ die gesamte Dämpfung bedeutet. Es geht daraus hervor, daß die Dämpfung die Wechselzahl erniedrigt, aber ihr Einfluß sehr gering ist, so lange δ nur kleine Werte annimmt.

---

*) Wenn die Wechselzahl n große Werte erreicht, etwa 10^6/sec, so ändern sich Widerstand und Selbstinduktionskoeffizient der Leitung; der Widerstand wird größer, der Selbstinduktionskoeffizient kleiner als bei konstantem Strome. Auch die Kapazität bleibt nicht dieselbe. Alsdann sollen die lateinischen Buchstaben durch die entsprechenden deutschen ersetzt werden.

II. Offene Oszillatoren.

11. Dem Kondensatorkreise, den wir als geschlossenen Schwingungskreis bezeichnet haben, stehen die offenen Oszillatoren oder offenen Sender gegenüber. Wir können sie uns aus dem Kondensatorkreise mit Funkenstrecke (Fig. 1) durch Strecken des Drahtkreises entstanden denken. Sie sind dann entweder

a) Hertzsche Oszillatoren,
b) Righi-Sender.
c) lineare Sender.

a) Der Hertzsche Oszillator (Fig. 2) besteht aus zwei symmetrischen Hälften, die am Ende der beiden durch die Funkenstrecke getrennten Leiterstücke platten- oder kugelförmige oder zylindrische Kapazitäten tragen.

b) Der Righi-Sender entsteht aus (a) durch Fortlassen der Leiterstücke, wird also nur durch 2 Kugeln gebildet.

c) Der lineare Sender ist ein Hertzscher Oszillator ohne Kapazitäten.

Die Schwingungen vollziehen sich hier ganz ähnlich denen im Kondensatorkreise. [5.]

12. Stromverteilung auf einem offenen Sender. Grundschwingung. Auf dem linearen, symmetrischen Sender verlangt die Theorie, und der Versuch zeigt die Richtigkeit, daß die Stromstärke nicht an allen Stellen des Senders dieselbe ist, sondern die verschiedenen Stromstärken durch die Ordinaten einer Sinuskurve dargestellt werden können. Fig. 3 stellt die Stromverteilung im Augenblicke des Maximums der Amplitude durch eine Kurve i, die Spannungsverteilung durch eine Kurve E dar. Daraus geht hervor, daß an der Funkenstrecke ein „Strombauch", ein Punkt größter Stromstärke, an den Enden des Senders „Stromknoten" liegen, Punkte, an denen der Strom den Wert null hat. Es bilden sich also sogenannte „stehende Wellen" aus. Die Entfernung zweier Stromknoten nennt man eine halbe Wellenlänge.

13. Oberschwingungen. Außer der Grundschwingung sind aber auch noch Oberschwingungen möglich, von denen die erste, zweite, dritte usw. bezw. 2, 3, 4 usw. Strombäuche auf derselben Strecke besitzen, die bei der Grundschwingung nur einen Strombauch einschließt. Demnach haben die geradzahligen Oberschwingungen an der Funkenstrecke Strombäuche, die ungeradzahligen Stromknoten.

14. Am Hertzschen Oszillator ist die Stromverteilung in der Hauptsache dieselbe, nur wächst mit der Größe der Kapazitäten die Wellenlänge, während die Wechselzahl abnimmt. Daraus folgt, dass bei grossen Kapazitäten die Stromknoten jenseits der Kapazitäten rücken, also nicht mehr auf dem Sender liegen, und daß ferner der Unterschied der Amplitude in der Mitte und am Ende sich vermindert, der Strom auf dem Sender als nahezu an allen Stellen gleich stark angesehen werden kann.

15. Unsymmetrische Sender. Die Stromverteilung wird aber eine ganz andere, wenn der Sender nur auf einer Seite eine große Kapazität besitzt, unsymmetrisch wird. Dann wandert nämlich der Strombauch nach der Seite der Kapazität, sodaß jetzt die Funkenstrecke nicht mehr an der Stelle des Strommaximums liegt. (Fig. 4, Kurve i.) Die Lage der Funkenstrecke ist demnach nicht maßgebend für die Stromverteilung; letztere bestimmt sich vielmehr durch die Kapazitäten des Senders.

16. Spannungsverteilung. Aus der Kurve der Stromverteilung ergibt sich diejenige der Spannung, d. h. die Kurve der elektrischen Feldintensität E senkrecht zur Oberfläche des Drahtes. Sie ist, wenn die Kurve der Stromverteilung eine Sinuskurve ist, gleichfalls eine solche, nur ist sie gegen diese verschoben und zwar so, daß ihre Knoten an den Strombäuchen, ihre Bäuche an den Stromknoten liegen. Sie verläuft da positiv, wo die Stromkurve ansteigt, negativ, wo sie abfällt. (Fig. 3 und 4, Kurve E.)

17. Die Dämpfung. In 8 war betont worden, daß im geschlossenen Kondensatorkreise die Dämpfung durch Strahlung verschwindend klein gegen die Dämpfung durch Joulesche und Funkenwärme sei. Gerade umgekehrt verhält es sich bei den offenen Oszillatoren. Hier überwiegt das Strahlungsdekrement das Joulesche und Funkendekrement bedeutend. Eingehende messende Versuche haben gelehrt, daß zur Erzeugung möglichst schwach gedämpfter elektromagnetischer Schwingungen der geschlossene Kondensatorkreis den offenen Sendern vorzuziehen ist. [36.]

III. Wirkung einer ungedämpften Schwingung auf einen Oszillator.

18. Allgemein gilt der Satz: „Jedes beliebige System elektrischer oder magnetischer Kräfte, das auf einen Kondensatorkreis oder einen anderen elektromagnetischen Oszillator wirkt, hat

zur Folge, daß der betreffende Oszillator in seine Eigenschwingungen, d. h. in Schwingungen der ihm eigentümlichen Wechselzahl und Dämpfung gerät; die Amplitude und Phase der Eigenschwingungen hängt von der Beschaffenheit der äußeren elektrischen oder magnetischen Kräfte ab.“ Daraus erklärt sich das schon in **3** Gesagte, daß nämlich, wenn eine ungedämpfte Schwingung von der Wechselzahl n_1 auf einen Kondensatorkreis mit zu vernachlässigender Dämpfung wirkt, ein Maximum der Einwirkung dann eintritt, wenn $n_1 = \frac{1}{\pi\sqrt{\mathfrak{p}c}}$ ist. (1)

Da aber die Wechselzahl der Eigenschwingungen des Kondensators nach **4**, Gl. 6

$$n_2 = \frac{1}{\pi\sqrt{\mathfrak{p}c}} \text{ ist,} \qquad (2)$$

so folgt $n_1 = n_2$ (3)

für den Fall der Resonanz bei ungedämpften Schwingungen. Sobald der Kondensatorkreis aber Dämpfung besitzt, gilt **10**, Gl. 4

$$n_2 = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{1}{\mathfrak{p}c} - \delta^2} \text{ oder}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{p}c} = \pi^2 n_2{}^2 + \delta^2. \text{ Aus Gl. (2) folgt,}$$

$$\frac{1}{\mathfrak{p}c} = \pi^2 n_1{}^2, \text{ mithin}$$

$$\pi^2 n_1{}^2 = \pi^2 n_2{}^2 + \delta^2 \text{ oder}$$

$$n_1 = n_2\sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\pi n_2}\right)^2} \text{ oder mit Benutzung von } \mathbf{6}\text{, Gl. 3}$$

$$n_1 = n_2\sqrt{1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2}. \qquad (4)$$

Daraus geht hervor, daß bei gedämpftem Kondensatorkreise im Falle der Resonanz die erregte Schwingung eine andere Wechselzahl besitzt als die erregende; die beiden Schwingungen sind nicht isochron. Isochronität und Resonanz sind nicht identisch.

19. Die Amplitude des Stromes wird im Resonanzfall nach **3** Gl. (2) $i_0 = \frac{E_{a0}}{\mathfrak{w}}$.

Für $\mathfrak{w}$ gilt aber **6** Gl. (1) $\mathfrak{w} = 2\mathfrak{p}\delta$, also ist

$$i_0 = \frac{E_{a0}}{2\mathfrak{p}\delta}.$$

Für die Amplitude der Spannung besteht:

$$V_0 = \frac{E_{a0}}{\mathfrak{p}c \cdot 2\pi n\delta} = \pi n \cdot \frac{E_{a0}}{2\delta}, \text{ d. h.:}$$

Die Amplituden des Stromes und der Spannung der erregten Schwingung wachsen mit der Verkleinerung der Dämpfung.

20. Führt man die Wechselzahl n_1 der ungedämpften erregenden und die Wechselzahl n_2 der gedämpften erzeugten Schwingung und deren Dekrement $\mathfrak{d}$ in **3**, Gl. (2) und (4) ein, so ergeben sich Beziehungen, die man der Konstruktion der sogenannten Resonanzkurven zugrunde legen kann. Man gebe etwa n_1 einen bestimmten Wert, lege n_2, das man anfangs kleiner n_1 wählt, nacheinander wachsende Werte bei und trage diese als Abszissen, die zugehörigen Werte von i oder V aus den genannten, umgeformten Gleichungen (2) bezw. (4) als Ordinaten auf. Dann zeigt sich, daß die entstehende Kurve zuerst allmählich ansteigt, bis der Wert n_2 der Zahl n_1 nahe kommt. Hier steigt die Kurve plötzlich steil an, erreicht in der Nähe von $n_2 = n_1$, nämlich bei $n_2 = \frac{n_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2}}$ [**18**, Gl. 4] ihr Maximum

und fällt nachher steil, später allmählich ab. (Fig. 5)*). Der Verlauf der Kurve in der Nähe des Maximums oder der Stelle der Resonanz ist, wie Fig. 5 zeigt, verschieden je nach dem Werte $\mathfrak{d}$ des Dekrementes. Je größer $\mathfrak{d}$, um so flacher, je kleiner $\mathfrak{d}$, um so steiler verläuft die Kurve an dieser Stelle. Im letzteren Falle pflegt man zu sagen, die Resonanz sei „schärfer". Ist ρ der zum Scheitel der Kurve gehörige Krümmungsradius, so besteht die Gleichung: $\rho = \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2$ und die Krümmung ist

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\left(\frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\right)^2}, \text{ d. h.:}$$

Je kleiner das Dekrement, um so schärfer ist die Resonanz.

IV. Gekoppelte Systeme.

21. Man nennt zwei elektromagnetische Systeme (geschlossene Stromkreise oder Oszillatoren) „gekoppelt", wenn sie so angeordnet sind, daß etwa elektromagnetische Schwingungen in dem einen ebensolche Schwingungen in dem anderen hervorrufen. Das erste System wird auch als Primärsystem oder Oszillator im engeren Sinne, das andere als Sekundärsystem oder Resonator bezeichnet. Haben die beiden Stromkreise keinen Teil gemeinsam, so spricht man von magnetischer Koppelung. Sie ist die am häufigsten angewendete. Die Koppelung heißt „fest", wenn alle oder doch fast alle Induktionslinien des Primärsystems durch das sekundäre gehen, im anderen Falle nennt man sie „lose". Es ist zu vermuten, daß im ersten Falle die Rückwirkung des Sekundärsystems auf das primäre bedeutend größer sein wird wie im zweiten. Ist nämlich $\mathfrak{p}_1$ der Selbstinduktionskoeffizient des Primärsystems, $\mathfrak{p}_{21}$ der wechselseitige Induktionskoeffizient beider Systeme, so wächst die Schwingungsamplitude im Sekundärsystem mit dem Verhältnis $\frac{\mathfrak{p}_{21}}{\mathfrak{p}_1}$. Entsprechend hängt die Rückwirkung des Sekundärsystems auf das primäre von dem Verhältnis $\frac{\mathfrak{p}_{12}}{\mathfrak{p}_2}$ ab, daher im ganzen von dem Produkt $K^2 = \frac{\mathfrak{p}_{21}}{\mathfrak{p}_1} \cdot \frac{\mathfrak{p}_{12}}{\mathfrak{p}_2}$ oder $K = \sqrt{\frac{\mathfrak{p}_{21}}{\mathfrak{p}_1} \cdot \frac{\mathfrak{p}_{12}}{\mathfrak{p}_2}}$. Die Größe K nennt man den „Koppelungskoeffizienten" der beiden Systeme. Er ist bei fester Koppelung nahe an 1, bei loser nahe an null.

22. Extrem lose Koppelung. Nach **2** und **18** ist es möglich, durch ein in Schwingungen befindliches elektromagnetisches System erzwungene Schwingungen gleicher Art in einem anderen zu wecken und dieses zugleich zu seinen ihm eigentümlichen Eigenschwingungen anzuregen. Wirkt nun ein auf irgendwelche Weise in Schwingungen von der Wechselzahl n_1 und Dämpfung δ_1 versetzter Oszillator auf einen anderen in so loser Koppelung, daß die Rückwirkung des Sekundärsystems auf das primäre vernachlässigt werden kann, so entstehen im Resonator sowohl erzwungene Schwingungen von der Wechselzahl n_1 und der Dämpfung δ_1 als auch Eigenschwingungen von der Wechselzahl n_2 und Dämpfung δ_2. Auch hier, wie in **III**, erreicht die erzwungene Schwingung ungefähr bei $n_2 = n_1$ ihr Maximum, Resonanzfall, und zwar bei gleichen oder annähernd gleichen Dämpfungen um so schneller, je größer diese Werte sind. Unterscheiden sich δ_1 und δ_2 bedeutend, so ergibt sich bald eine Schwingung mit der schwächeren Dämpfung. Die Maximalamplitude der Spannung im Sekundärsystem genügt alsdann der Gleichung: $V_{max} = \frac{\pi}{\mathfrak{d}_2} \cdot \left(\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}\right)^{\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_1}} \cdot E_{a_0}$.

23. Ändert man in einem der beiden Oszillatoren die Wechselzahl, so folgt daraus eine Änderung der Schwingungen im Sekundärsystem. Die Abhängigkeit der Wirkung auf das Sekundärsystem von der Wechselzahl zeigt uns dann die Resonanzkurve. Ist n_2 die jeweilige Wechselzahl der

*) Hier sind nicht n_2 und n_1, sondern $\frac{n_2}{n_1}$ als Abszissen, nicht i_0 sondern $\frac{i_0}{i_r}$ als Ordinaten aufgetragen, wobei i_r die Amplitude im Resonanzfall ist. Die strichpunktierte Kurve ist aus der dünn ausgezogenen dadurch entstanden, daß man die Ordinaten im Verhältnis AB : AC vergrößert hat. Dadurch erhalten die Resonanzpunkte beider Kurven dieselbe Ordinate, und es tritt klar hervor, daß die schwächer gedämpfte Schwingung die schärfere Resonanz besitzt.

Eigenschwingungen im Sekundärsystem, n_r diejenige, bei welcher Resonanz eintritt, so trägt man als Abszissen $\frac{n_2}{n_r}$ auf. (Fig. 5.) Die Wahl der Ordinaten hängt davon ab, wonach man die Wirkung im Sekundärsystem bestimmt. Man hat drei Möglichkeiten, denn man kann eine Resonanzkurve des Stromeffektes, des Spannungseffektes oder der Maximalamplitude herstellen. Besondere Bedeutung hat die letzte erlangt. Sie wird auf folgende Weise gewonnen. Man mißt die Spannung im Sekundärsystem durch ein Funkenmikrometer. Daran wird die Schlagweite höchst wahrscheinlich durch die Maximalamplitude der Spannung bestimmt. Die zu jeder Schlagweite gehörige Spannung kann aus einer von A. Heydweiller (Wied. Ann. **48**, 235, 1893) aufgestellten Tabelle entnommen und als Ordinate aufgetragen werden. — Alle drei Arten von Kurven haben ein Maximum in der Nähe der Isochronitätsstelle; sie verlaufen um so flacher, je größer die Dekremente $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$ sind.

24. Lose Koppelung. Wählt man die Koppelung nicht mehr so lose, daß die Rückwirkung des Sekundärsystems auf das primäre vernachlässigt werden kann, so läßt sich zeigen, daß, falls das Sekundärsystem ein geschlossener Stromkreis ist, die Rückwirkung sich in einer Vermehrung des Widerstandes und einer Verminderung des Selbstinduktionskoeffizienten geltend macht. Die Folgen davon aber sind eine Erhöhung 1) der Wechselzahl [**4**, Gl. 6], 2) der Stromamplitude, denn es gilt $i_0 = \frac{V_0 c}{\sqrt{\mathfrak{p}}}$, 3) des Dämpfungsfaktors [**6**, Gl. 1].

25. Die bisher verwendeten Gleichungen haben alle nur bedingte Gültigkeit. Sie sind nur dann richtig, wenn die Strömung innerhalb der betrachteten Leiterstücke „quasistationär" ist, d. h. wenn durch jeden Querschnitt in jedem Moment derselbe Strom fließt, so wie es bei einem stationären Strom der Fall ist. Das findet bei einem Wechselstrom in der Tat nicht statt, kann aber auf kurzen Strecken praktisch so angenommen werden, und zwar darf als quasistationär die Strömung auf einer Strecke dann angesehen werden, wenn die Länge der Strecke sehr klein ist gegen die halbe Wellenlänge [**12**], welche der vorhandenen Wechselzahl auf Grund der Gleichung $\frac{\lambda}{2} = \frac{\omega}{n} = \frac{3 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}}{n}$ entspricht. (1)

Dabei bedeutet λ die Wellenlänge, ω die Lichtgeschwindigkeit und n die Wechselzahl. Die quasistationäre Strömung herrscht demnach wohl annähernd auf dem Hertzschen Oszillator, weil dort infolge der Kapazitäten die Stromknoten außerhalb des Oszillators liegen [**11a**, **14**], sie herrscht jedoch nicht auf dem linearen Sender [**11c**, **12**]. Setzt man aber voraus, daß

1. die Stromverteilung im Sekundärsystem sinusförmig ist, wie etwa auf einem linearen Sender,
2. der Teil des Sekundärsystems, auf den der primäre induziert, ein Strombauch ist, und von so geringer Länge, daß die Strömung auf ihm als quasistationär angesehen werden kann,
3. nur die Grundschwingung betrachtet wird,

so gelten alle unsere für den Kondensatorkreis bestehenden Beziehungen auch für die offenen Oszillatoren, wenn wir ersetzen

$$c_2 \quad \mathfrak{p}_2 \quad \mathfrak{w}_2 \quad p_{12} \quad p_{21} \quad V_2 \quad i_2 \text{ durch}$$
$$\frac{c_2}{\pi} \quad \frac{2\mathfrak{p}_2}{\pi} \quad \frac{2\mathfrak{w}_2}{\pi} \quad p_{12} \quad \frac{4p_{12}}{\pi} \quad 2\overline{V}_2 \quad \overline{i}_2.$$

Dabei bedeutet $\overline{i}_2$ den Strom im Strombauch, $\overline{V}_2$ die Spannung zwischen Spannungsbauch und -knoten, c_2 die Kapazität einer Oszillatorhälfte, $\mathfrak{p}_2$ den Selbstinduktionskoeffizienten und $\mathfrak{w}_2$ den Widerstand des ganzen Oszillators; über p_{21} und p_{12} vergl. **21**.

Die Thomsonsche Formel lautet danach für den linearen Sender:

$$n = \frac{1}{\sqrt{2\mathfrak{p}c}}, \qquad (2)$$

die Resonanzbedingung, statt $\mathfrak{p}_1 c_1 = \mathfrak{p}_2 c_2$, $\pi_2 \mathfrak{p}_1 c_1 = 2\mathfrak{p}_2 c_2$ und (3)

der Koppelungskoeffizient $K = \sqrt{\frac{2p_{21} \cdot p_{12}}{\mathfrak{p}_1 \mathfrak{p}_2}}$.

Bei demjenigen linearen Sender, der an einem Ende eine sehr große Kapazität, z. B. die Erde, hat, sind c_2 bezw. V_2 nicht durch $\frac{c_2}{\pi}$ und $2\overline{V}_2$ sondern durch $\frac{2c_2}{\pi}$ und $\overline{V}_2$ zu ersetzen.

26. Für quasistationäre Strömung galt die Gleichung aus **22**, der man die Form geben kann:

$$\frac{V_2 \max}{V_{10}} = \frac{p_{21}}{\mathfrak{p}_1} \cdot \frac{\pi}{\mathfrak{d}_2} \left(\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}\right)^{\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_1}}, \qquad (1)$$

daher für nicht quasistationäre Strömung:

$$\frac{\overline{V}_2 \max}{V_{10}} = \frac{p_{21}}{\mathfrak{p}_1} \cdot \frac{4}{\mathfrak{d}_2} \left(\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2}\right)^{\frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d}_2 - \mathfrak{d}_1}}. \qquad (2)$$

27. Auch bei nicht extrem loser Koppelung eines schwach gedämpften primären und eines stark gedämpften sekundären Systems kann man durch Abstimmung dahin gelangen, daß

1. die Schwingungen im Sekundärsystem die ihm eigentümliche Wechselzahl haben,
2. die Resonanz dieselbe Schärfe zeigt, wie bei extrem loser Koppelung,
3. die Dämpfung der Schwingungen annähernd die geringe Dämpfung des primären Systems ist.

28. Eine wichtige Folgerung für den Bau des Primärkreises ergibt sich aus **26**, Gl. (2). Danach ist die Maximalamplitude im Sekundärkreis proportional dem Werte $\frac{p_{21}}{\mathfrak{p}_1}$. Andererseits erfährt, das soll hier aber unbewiesen bleiben, das Dekrement des Primärkreises dadurch, daß die Koppelung nicht mehr extrem lose ist und die Rückwirkung des Sekundärsystems auf das primäre auch in Betracht gezogen wird, einen Zuwachs, der proportional dem Werte $K^2 = \frac{p_{21}}{\mathfrak{p}_1} \cdot \frac{p_{12}}{\mathfrak{p}_2}$ ist [**21**]. Eine Vergrößerung von $\frac{p_{21}}{\mathfrak{p}_1}$ würde nun eine wünschenswerte Vergrößerung der Maximalamplitude $\overline{V}_2 \max$, zugleich aber eine unerwünschte Zunahme des geringen Dekrementes im Primärkreise zur Folge haben. Wie können wir das erstere erreichen und das letztere vermeiden? Ist das Sekundärsystem fest gegeben, so können wir im Primärsystem entweder die Kapazität oder den Selbstinduktionskoeffizienten ändern. Müssen wir also dem Primärsystem große Kapazität und kleine Selbstinduktion oder kleine Kapazität und große Selbstinduktion geben? Erhalten wir etwa bei $\frac{p_{21}}{\mathfrak{p}_1} = a$ eine genügende Maximalamplitude, so wäre $p_{21} = a\mathfrak{p}_1$ und daher $K^2 = \frac{a^2 \mathfrak{p}_1}{\mathfrak{p}_2}$, d. h.: Ist $\frac{p_{21}}{\mathfrak{p}_1}$ gegeben und dadurch $\frac{\overline{V}_2 \max}{V_{10}}$ bestimmt, so wird der dem Werte K^2 proportionale Dekrementzuwachs um so kleiner, je kleiner $\mathfrak{p}_1$ ist. Das Primärsystem muß also möglichst kleine Selbstinduktion besitzen. Da aber unsere Systeme in Resonanz schwingen sollen und in diesem Falle nach **25**, Gl. (3) $\pi^2 \mathfrak{p}_1 \mathfrak{c}_1 = 2\mathfrak{p}_2 \mathfrak{c}_2$, so folgt: Das Primärsystem muß möglichst große Kapazität enthalten. Dieses Ergebnis stimmt gut zu der Forderung, den Selbstinduktionskoeffizienten zu verkleinern und die Kapazität zu vergrößern, um eine möglichst kleine Funkendämpfung zu erhalten [**7**].

29. Die Koppelung zweier Systeme und ihre Abstimmung kann zur Herstellung reiner Schwingungen benützt werden. Erregt man nämlich ein ziemlich stark gedämpftes Sekundärsystem durch einen Induktor, so werden nicht nur seine Grundschwingung sondern auch die Oberschwingungen geweckt. Das läßt sich vermeiden, wenn man das Primärsystem (z. B. Kondensatorkreis) auf das Sekundärsystem abstimmt, denn nach **22** überwiegt alsdann die Amplitude der Schwingung, auf welche die Abstimmung vollzogen wurde. Außerdem ist nach **27**, 3 die Dämpfung des Sekundärsystems annähernd so gering wie die des primären, jedenfalls viel kleiner als die der anderen Eigenschwingungen des Sekundärsystems, so daß deren Wirkung praktisch null zu setzen ist. Es wird also durch Abstimmung und Koppelung unter allen vorhandenen Schwingungen eine bevorzugte ausgesondert.

30. Feste Koppelung. Lassen wir die Koppelung zweier Systeme, die in **22** als „extrem lose", später [**24**] als „lose" vorausgesetzt war, noch fester werden, so daß eine ausgesprochen „enge" oder „feste" Koppelung [**21**] vorliegt, und haben die beiden Systeme, für sich betrachtet, dieselbe Wechselzahl n_1 so ergibt Theorie und Versuch folgenden Satz: Bei nicht ganz loser Koppelung treten im Primär- und Sekundärsystem zwei Schwingungen mit verschiedenen Wechselzahlen auf, und zwar ist die Verschiedenheit umso größer, je fester die Koppelung ist. Die neuen Schwingungszahlen n_1 und n_2 liegen zu beiden Seiten nahezu symmetrisch zu der ursprünglichen Wechselzahl n der isochronen Systeme. Die Resonanzkurve zeigt alsdann zwei Maxima, von

denen das eine bei $n_1 < n$, das andere bei $n_2 > n$ liegt. — In bezug auf die Dämpfung waren wir bei loser Koppelung in der Lage, mit Hilfe eines schwach gedämpften Primärsystems zu erreichen, daß im stark gedämpften Sekundärsystem Schwingungen von dem kleineren Dämpfungswerte des primären erzeugt wurden [**27**]. Das ist bei fester Koppelung nicht möglich, denn hier läßt sich das Dekrement des stärker gedämpften Resonators höchstens auf die Hälfte reduzieren. — Was den Effekt der Schwingungen im Sekundärsystem angeht, so ist er immer am größten, gleichgültig wie die Systeme gekoppelt sind, wenn die Oszillatoren vor ihrer Koppelung ganz oder doch annähernd isochron schwingen. Unter allen möglichen Koppelungen läßt sich dann eine günstigste ausfinden, indem man von extrem loser zu immer festerer fortschreitet. Über diese darf man nicht hinausgehen, wenn man den Effekt nicht wieder vermindern will. Allerdings leidet schon im Falle der für den Effekt günstigsten Koppelung die Schärfe der Resonanz, wie der Verlauf der Resonanzkurven lehrt, die, je fester wir koppeln, um so flacher werden. Daraus ergibt sich eine wichtige praktische Regel: Für den Effekt ist es vorteilhaft, die beiden Systeme isochron zu machen. Diese Abstimmung muß wegen des steilen Verlaufs der Resonanzkurve bei extrem loser oder loser Koppelung sehr genau ausgeführt werden, bei fester ist das nicht nötig.

31. Für die Maximalamplitude des Stromes und der Spannung im Sekundärsystem gilt folgendes. Auch für sie ist es von Bedeutung, daß die beiden Systeme isochron schwingen. Im übrigen besteht für quasistationäre Strömung

$$\frac{V_{2\,max}}{V_{10}} = f\sqrt{\frac{c_1}{c_2}} \text{ und, da bei Isochronität } \mathfrak{p}_1 c_1 = \mathfrak{p}_2 c_2, \qquad (1)$$

$$\frac{V_{2\,max}}{V_{10}} = f \cdot \sqrt{\frac{\mathfrak{p}_2}{\mathfrak{p}_1}}, \text{ worin } V_{10} \text{ die Spannungsamplitude des Primärsystems} \qquad (2)$$

und f ein Faktor ist, der von Dämpfung und Koppelung abhängt und stets ein echter Bruch ist. Sind nun die Systeme nicht sehr fest gekoppelt, so liegen die Schwingungszahlen n_1 und n_2 der beiden entstehenden Schwingungen [**30**] nahe beieinander. Man kann sich alsdann an ihrer Stelle eine Schwingung denken, deren Wechselzahl das arithmetische Mittel aus den beiden Zahlen n_1 und n_2 ist, also ungefähr die Zahl n [**30**], die die Systeme vor ihrer Koppelung hatten. Dann aber gilt annähernd **3**, Gl. (3) $i_0 = \pi n c \cdot V_0$, also $i_{20} = \pi n c_2 \cdot V_{20}$.

Nach obiger Gleichung (1) ist aber

$$V_{2\,max} = f\sqrt{\frac{c_1}{c_2}} \cdot V_{10} = f\sqrt{\frac{\mathfrak{p}_2}{\mathfrak{p}_1}} \cdot V_{10}, \text{ also}$$

$$\frac{i_{2\,max}}{V_{10}} = \pi n c_2 \cdot f\sqrt{\frac{c_1}{c_2}} = \pi n c_2 \cdot f\sqrt{\frac{\mathfrak{p}_2}{\mathfrak{p}_1}}$$

$$\frac{i_{2\,max}}{V_{10}} = \pi n f \cdot \sqrt{c_1 \cdot c_2} = f \cdot \sqrt{\frac{c_2}{\mathfrak{p}_1}}, \text{ denn} \qquad (3)$$

$\pi n = \frac{1}{\sqrt{\mathfrak{p}_2 c_2}}$. Ferner ist auch $i_{10} = \pi n c_1 \cdot V_{10}$ und mit Hilfe von (3) $i_{10} = \pi n c_1 \cdot \frac{i_{2\,max}}{\pi n f \sqrt{c_1 \cdot c_2}}$, also

$$\frac{i_{2\,max}}{i_{10}} = f\sqrt{\frac{c_2}{c_1}} = f \cdot \sqrt{\frac{\mathfrak{p}_1}{\mathfrak{p}_2}}. \qquad (4)$$

Ist die Strömung nicht quasistationär, so lauten die Gleichungen (1, 2, 3) auf Grund der in **25** angegebenen Substitutionen:

$$\frac{V_{2\,max}}{V_{10}} = f\sqrt{\frac{c_1}{c_2}} = \frac{f}{\pi}\sqrt{\frac{2\mathfrak{p}_2}{\mathfrak{p}_1}} \text{ und} \qquad (5)$$

$$\frac{i_{2\,max}}{V_{10}} = 2nf\sqrt{c_1 \cdot c_2}; \text{ für einseitig geerdeten Sender:} \qquad (6)$$

$$\frac{V_{2\,max}}{V_{10}} = f\sqrt{\frac{2c_1}{c_2}} = \frac{2f}{\pi}\sqrt{\frac{2\mathfrak{p}_2}{\mathfrak{p}_1}} \qquad (7)$$

$$\frac{i_{2\,max}}{V_{10}} = 2nf\sqrt{2c_1 c_2}. \qquad (8)$$

Diese Gleichungen lehren uns wieder, daß es, um sowohl hohe Spannungs- als auch Stromamplitude im Sekundärsystem zu erreichen, auch bei fester Koppelung vorteilhaft ist, im Primärsystem möglichst große Kapazität c_1 und kleine Selbstinduktion $\mathfrak{p}_1$ zu verwenden. Im Sekundärsystem muß man große Kapazität c_2 wählen, wenn man große Stromamplitude wünscht und kleine Kapazität im Falle großer Spannungsamplitude.

32. Der hauptsächlichste Vorteil der festen Koppelung gegenüber der losen besteht darin, daß sie gestattet, die Spannungsamplitude im Sekundärsystem durch genügende Vergrößerung der Kapazität c_1 und Verkleinerung der Kapazität c_2 möglichst groß zu machen. Eine solche Steigerung ist bei loser Koppelung ausgeschlossen, wenn man die Vorteile der geringen Dämpfung [**27**] nicht aufgeben will. In der größeren Dämpfung und der unscharfen Resonanz [**30**] liegt andererseits ein Nachteil der festen Koppelung.

V. Fortschreitende elektromagnetische Wellen und Strahlung.

33. Die Untersuchungen über Strom- und Spannungsverteilung auf unseren Oszillatoren haben gelehrt, daß sich auf ihnen ganz bestimmte Schwingungszustände periodisch wiederholen, daß es Stellen maximaler und minimaler Stromstärke und Spannung gibt, daß wir Strombäuche nachweisen können, die sich mit einem Spannungsknoten decken, Stromknoten, die mit einem Bauche der Spannung zusammenfallen. Solche Schwingungszustände pflegen wir als stehende Wellen zu bezeichnen. Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß alle Punkte des Oszillators sich stets gleichzeitig in demselben Schwingungszustande, der gleichen „Phase" befinden. Von diesen stehenden Wellen unterscheiden sich die „fortschreitenden", die auch bei jedem Oszillator auftreten und von ihm nach allen Richtungen des Raumes, außer in der Oszillatorachse, mit Lichtgeschwindigkeit ausgesandt werden.

34. Hertz hat als erster diese Verhältnisse an dem nach ihm benannten Oszillator untersucht und gefunden, daß unter der Voraussetzung quasistationärer Strömung und ungedämpfter Schwingungen sich Kugelwellen entwickeln, von denen kleine Teile in größerer Entfernung vom Oszillator als ebene Wellen angesehen werden können. In der Nähe des Oszillators findet, wie beim Kondensatorkreise [**5**], abwechselnd ein Aus- und Einströmen von Energie statt, während in genügend großer Entfernung allein Ausströmung oder „Strahlung" besteht und zwar in der Richtung der Radien unserer kugelförmigen Wellenflächen, auf denen, wenn wir die Oszillatorachse als gemeinsame Achse ansehen, die elektrischen Intensitätslinien die Meridiane, die magnetischen die Breitenkreise darstellen. Was die Amplitude der Strahlung und der elektrischen und magnetischen Feldintensität in großer Entfernung vom Oszillator betrifft, so hat Hertz bewiesen: Die Amplitude der Strahlung ist dem Quadrat der Entfernung, die Amplitude der elektrischen und magnetischen Feldintensität der Entfernung selbst umgekehrt proportional.

35. Pearson und Lee haben nach Hertz die Verhältnisse für gedämpfte Schwingungen untersucht, qualitativ aber nichts anderes gefunden. Läßt man schließlich auch die Bedingung der quasistationären Strömung fallen, ersetzt also den Hertzschen Oszillator durch den linearen Sender, so zeigt sich, daß in dem Ausdruck für die elektrische und magnetische Feldintensität, in welchem das Verhältnis der Senderlänge zur halben Wellenlänge $\frac{l}{\frac{\lambda}{2}}$ noch eine Rolle spielt, ganz herausfällt, da jetzt $l = \frac{\lambda}{2}$ ist [**12**]. Daher sind die Feldintensitäten von der Senderlänge ganz unabhängig; sie sind der Stromamplitude im Oszillator direkt, der Entfernung von ihm umgekehrt proportional [**34**].

36. Aus der Abhängigkeit der Feldintensität von der Stromamplitude und deren Vorzeichen läßt sich eine wichtige Folgerung ziehen für die Größe der Strahlung beim linearen Sender einerseits und dem Kondensatorkreise andrerseits. Zu dem Zwecke zerlegt man den linearen Sender in lauter kleine Teile, die alle als Hertzsche Oszillatoren mit derselben Stromamplitude angesehen werden können. Sie müssen also je ein elektrisches und magnetisches Feld erregen, deren Resultante das gesamte elektrische bezw. magnetische Feld vorstellt, und zwar werden sich die Wirkungen addieren, da die Stromrichtung in allen Teilen gleichzeitig dieselbe und der Strom überall in derselben Phase ist. Die Strahlung in einem solchen linearen Sender muß daher die denkbar günstigste sein. Anders ist es beim Kondensatorkreise. Zerlegen wir da den Leiterkreis in Elemente, so steht der Wirkung jedes

Elementes auf irgend einen Punkt im Raume die entgegengesetzte Wirkung des ihm im Leiterkreise diametral gegenüberliegenden Elementes entgegen, in dem ja der Strom entgegengesetzte Richtung besitzt. Hier kann also keine merkliche Strahlung zustande kommen. Darin liegt die Begründung für das in [8] und [17] Behauptete.

Anwendungen auf die drahtlose Telegraphie.

VI. Der Marconisender.

37. Der einfache Marconisender, der auch jetzt noch häufig Verwendung findet, besteht aus einer verstellbaren Funkenstrecke zwischen zwei Halbkugeln, von denen die eine den vertikal aufsteigenden Luftdraht, die Antenne, trägt, die andere nach der Erde abgeleitet ist. (Fig. 6.) Die Funkenstrecke wird durch ein Induktorium oder einen Transformator betrieben, dessen Pole zu dem Zwecke mit den Halbkugeln verbunden sind, und dessen Primärstrom durch einen Telegraphentaster geschlossen und unterbrochen werden kann. Wird der Primärkreis mit Strom beschickt, so lädt der Sekundärkreis die Antenne, und durch die zwischen den Metallkugeln übergehenden Funken werden die elektromagnetischen Schwingungen eingeleitet. Der Marconisender stellt also einen unsymmetrischen, linearen Sender dar, auf dem die Stromverteilung diejenige der Fig. 7 (vergl. Fig. 3) ist. Die Funkenstrecke hat hierbei die denkbar günstigste Lage, nämlich am Strombauch. Wir sehen ferner, es liegt eine Viertelwellenlänge auf der Antenne, sodaß sich die Wechselzahl n durch die Gleichung bestimmt: $n = \frac{3 \cdot 10^{10}\ \mathrm{cm}}{2\,l}$ [25, Gl. 1], worin l die Länge des Luftdrahtes bedeutet.

38. Die Spannungs- und Stromverteilung im Sender ist dieselbe, als wenn dem vorhandenen Luftdrahte noch ein symmetrisch dazu liegender Draht entspräche, der in der Figur durch eine punktierte Linie angedeutet ist. Der Vorgang über der Erde spielt sich daher genau so ab, daß sein Bild zusammen mit seinem Spiegelbilde in bezug auf die Erdoberfläche das Bild der Wirkung eines symmetrischen Senders ergeben. (Fig. 3.) Fig. 8 stellt Wellen dar, wie sie der Marconisender hervorbringt. Der untere punktierte Teil ist fortzudenken, da er, wenn wir uns die Erdoberfläche als vollkommenen Leiter vorstellen, überhaupt nicht zustande kommt. AB ist der Sender; sein unteres Ende B ist an Erde gelegt. Die innerhalb der Kreisringe verlaufenden Linien sind die sich abschnürenden und in den Raum hinauswandernden Induktionslinien, die eingezeichneten Pfeile geben ihre positive Richtung an; λ ist die Wellenlänge. Es entsteht also keine ganze Welle, sondern nur die eine Hälfte, die wir uns mit Lichtgeschwindigkeit über die Erde hineilend denken müssen. Infolge dieser Welle entsteht in einem Punkte in großer Entfernung r vom Oszillator ein elektromagnetisches Wechselfeld, dessen elektrische Induktionslinien senkrecht zur Erdoberfläche, dessen magnetische parallel der Erdoberfläche, aber senkrecht zur Verbindungslinie des genannten Punktes und der Oszillatormitte verlaufen [34]. Für die Amplitude der elektrischen bezw. magnetischen Feldintensität gelten die Gleichungen:

$$E_0 = \frac{2\,\bar{i}_0}{r}\ \text{C. G. S.}$$

$$M_0 = \frac{2\,\bar{i}_0}{r}\ \text{C. G. S.,}$$ falls $\bar{i}_0$, wie früher, die Stromamplitude im Strombauch ist.

39. Die Verbindung des Marconisenders mit der Erde ist demnach von doppelter Bedeutung für die Welle. Bei der Entstehung der Welle bewirkt sie, daß der Strombauch an der Funkenstrecke, also an der für den Effekt günstigsten Stelle, liegt. Bei der Fortpflanzung der Wellen wirkt sie, wenigstens da, wo ihre Oberfläche leitend ist, wie z. B. das Meerwasser, als Führung für die Welle; denn wenn auch die Ätherwellen sich im leeren Raume geradlinig ausbreiten, so lehnen sie sich in der Nähe von Leitern immer an sie an und folgen ihnen, auch wenn diese nicht geradlinig sind. Deshalb bedeutet die Krümmung der Erdoberfläche für die drahtlose Telegraphie durchaus nicht das Hindernis, für welches man sie zuerst ansah. Wegen des schlechteren Leitungsvermögens des Erdbodens ist die Wellenausbreitung über Land eine erheblich ungünstigere; dazu kommt noch der Energieverlust, der dadurch eintritt, daß in Bäumen usw. Ströme induziert werden. Da, wo die Erdleitung schlecht ist,

etwa auf felsigem Untergrunde, kann man sich dann leicht anders helfen als durch Erdverbindung. Man bringt einen zum Luftleiter senkrechten, also dem Erdboden parallelen Draht, einen sogenannten Symmetriedraht an, der mit einer genügend großen Kapazität A versehen ist, dem elektrischen Gegengewicht. (Fig. 9.) Es ist klar, daß dieser Symmetriedraht gewissermaßen die eine, der gegenüberliegende Erdboden die andere Belegung eines Kondensators mit ziemlich großer Kapazität bildet, welche die Verlegung des Strombauchs an die Funkenstrecke bewirkt.

40. Der Wunsch Marconis, möglichst bald große Entfernungen funkentelegraphisch zu überbrücken, trieb ihn an, seinen Sender zu verbessern. Dafür gab es zwei Möglichkeiten, man konnte annehmen: 1) die Wirkung auf den Empfänger hängt von der Amplitude der Welle ab, d. h. nach den Gleichungen in **38**, der Sender muß eine große Stromamplitude liefern, oder 2) die Wirkung hängt vom Stromeffekt im Sender ab. Im Falle 1 muß man auf die Gleichung zurückgehen: $\bar{i}_0 = \omega c \bar{V}_0$, worin $\bar{i}_0$ die Stromamplitude im Strombauch, $\bar{V}_0$ die Spannungsamplitude im Spannungsbauch, ω die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle und c die Kapazität pro Längeneinheit des Senders bedeuten. Demnach führt entweder die Vergrößerung der Spannungsamplitude $\bar{V}_0$ oder der Kapazität c pro Längeneinheit zum Ziele oder beides. Eine Erhöhung der Spannungsamplitude ist durch Vergrößerung der Funkenstrecke zu erreichen. Jedoch bietet dies keine Gewähr, daß man dabei der Amplitude der Grundschwingung allein dient, vielmehr können dadurch auch die nur Energie verzehrenden Oberschwingungen mehr zur Geltung gebracht werden. Vorläufig wissen wir darüber nicht ausreichend Bescheid, und daher wird man besser tun, die Kapazität pro Längeneinheit zu vergrößern. Diese Aufgabe hat Marconi praktisch durch Verwendung „mehrfacher Antennen" gelöst, von denen die Schirmantenne sich wohl deshalb am besten eingeführt hat, weil sie leicht gestattet, diejenigen Drahtteile, an denen während der Schwingung die Ladungsamplitude am größten ist, weit voneinander zu entfernen. Neuerdings hat man für Großstationen den linearen Sender ganz aufgegeben und ihn durch einen Hertzschen ersetzt, dessen Kapazitäten durch Schirmantennen riesiger Dimensionen gebildet werden. So z. B. ist die in der Luft befindliche Antenne der Großstation in Nauen bei Spandau eine Schirmantenne von 60 000 qm Fläche (Fig. 10), während die andere in die Erde versenkte Kapazität eine Schirmantenne von 126 000 qm Fläche darstellt. Nehmen wir den Fall 2 an, daß die Wirkung von dem Stromeffekt im Sender abhängt, so ist es wichtig, die Dämpfung zu verkleinern, denn für den Stromeffekt bei Resonanz $i_r{}^2{}_{eff}$ gilt:

$$i_r{}^2{}_{eff} = \frac{E_{a0}{}^2}{2\,p_2{}^2 n_1{}^3} \cdot \frac{1}{\mathfrak{d}_1\,\mathfrak{d}_2\,(\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2)}.$$

Das leistet eine Verlängerung des linearen Senders aus folgenden Gründen: Für das Strahlungsdekrement gilt: $\mathfrak{d}_\Sigma = \frac{k}{\log\,\mathrm{nat}\,\frac{l}{r}}$, worin k eine Konstante, l die Senderlänge, r der Senderradius ist. Je größer l, umso kleiner $\mathfrak{d}_\Sigma$. Andererseits ist die Wechselzahl $n = \frac{3 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}}{l}$, also auch für wachsendes l um so kleiner. Da aber die Dämpfung sowohl bei Verminderung des Strahlungsdekrementes als auch der Wechselzahl kleiner wird, außerdem die Amplitude des Stromes und daher auch der Welle von der Senderlänge unabhängig sind [**38**], so muß mit wachsender Senderlänge der Stromeffekt im Sender zunehmen. Für die Wahrscheinlichkeit, daß Annahme 2 richtig ist, sprechen Versuche von Marconi und Ferrié. Namentlich ersterer hat gefunden, daß die Reichweite einer Station bei gleicher Länge von Sender- und Empfängerdraht dem Quadrat dieser Länge ungefähr proportional ist.

VII. Die Braunschen Senderanordnungen.

41. Durch Braun wurden in die drahtlose Telegraphie die gekoppelten Systeme [**21**] eingeführt, und zwar ist dabei der Senderdraht das Sekundärsystem, ein auf ihn induzierender Kondensatorkreis mit Induktorium oder Wechselstrommotor das Primärsystem. Von den möglichen Schaltungen sei hier nur die „induktive" genannt, welche in Fig. 11 und 12 dargestellt ist. In Fig. 11 besitzt der Sender einen Symmetriedraht mit elektrischem Gegengewicht, in Fig. 12 ist er geerdet. Damit die Anordnung der beiden Systeme möglichst günstig ausfalle, ist folgendes zu beachten: Da wir es hier mit linearen Sendern zu tun haben, in denen die Strömung nicht quasistationär ist, so muß die Stelle, von welcher

der primäre Kondensatorkreis auf den sekundären Sender induziert, diejenige sein, an welcher der Strombauch der Eigenschwingungen liegt, denn es gilt ganz allgemein folgender Satz: „Ist ein Oszillator, in dem der Strom nicht quasistationär ist, mit einem darauf abgestimmten Kondensatorkreise magnetisch oder galvanisch gekoppelt, so erhält die in dem Oszillator erregte Schwingung eine maximale Amplitude, wenn die Stelle der Erregung ein Strombauch ist.“ Wie das am leichtesten zu erreichen ist, lehren die Fig. 11 und 12 in Gemeinschaft mit dem, was in **12** und **15** über die Stromverteilung auf dem unsymmetrischen, linearen Sender gesagt worden ist. Außerdem muß dafür gesorgt worden, daß die beiden Systeme aufeinander abgestimmt sind, sie müssen isochron oder doch nahezu isochron schwingen [**30**, **31**]. Von den beiden abgebildeten Anordnungen ist die in Fig. 12 die günstigste, denn wie aus **31**, Gl. (6) und (8) hervorgeht, ist die Maximalamplitude des Stromes beim symmetrischen Sender $\bar{i}_{2\,max} = 2\,n\,f\sqrt{c_1 \cdot c_2} \cdot V_{10}$ und bei geerdetem $\bar{i}_{2\,max} = 2\,n\,f\sqrt{2\,c_1\,c_2} \cdot V_{10}$; im letzteren also $\sqrt{2}$mal so groß wie im ersteren. Dasselbe gilt für die Maximalamplitude der Welle [**38**].

42. Welcher Art die im Sekundärsystem erzeugten Schwingungen sind, ist im Abschnitt **IV** ausführlich behandelt worden. Es sei nur kurz wiederholt, daß bei loser Koppelung sich die im Sekundärsystem erregten Schwingungen von den Eigenschwingungen des Senders wenig unterscheiden, bei festerer Koppelung zwar zwei Schwingungen entstehen, deren Wechselzahlen aber so wenig von einander abweichen, daß sie als eine einzige angesehen werden können, und bei noch engerer Koppelung zwei völlig getrennte Schwingungen unterschieden werden müssen. Im Anschlusse hieran lassen sich wichtige Folgerungen für die Konstruktion des Senders ziehen, wenn man nur weiß, worauf der Empfänger am besten anspricht, ob man also 1) eine kräftige Welle erzeugen oder 2) schwache Dämpfung erzielen will, wie es die Abstimmung zweier Systeme verlangt.

1) Im ersten Falle muß man die feste Koppelung wählen [**32**], und da es hauptsächlich auf die Größe der Maximalamplitude des Stromes [**38**] ankommt, so betrachten wir wieder die schon in [**41**] herangezogenen Gleichungen

$$\frac{\bar{i}_{2\,max}}{V_{10}} = 2\,n\,f\sqrt{c_1 \cdot c_2} \text{ für symmetrischen Sender, } \frac{\bar{i}_{2\,max}}{V_{10}} = 2\,n\,f\sqrt{2\,c_1\,c_2} \text{ für den geerdeten.}$$

Bei gegebener Spannung V_{10} des Primärkreises wächst also $\bar{i}_{2\,max}$ um so mehr, je größer die Wechselzahl n, die Kapazität c_2 des Sekundärsystems, also des Luftdrahtes, und der Faktor f ist, der der Größe der Koppelung direkt, den Dekrementen der beiden Systeme umgekehrt proportional ist. Damit er möglichst groß werde, muß die Koppelung eng und die Dämpfung klein sein. Man wird daher als Senderdraht eine mehrfache Antenne benützen, um c_2 einen hohen Wert zu geben, und wird außerdem den geerdeten Sender dem symmetrischen vorziehen. Alsdann wird man die Kapazität des Primärkreises sehr groß wählen, womit man nicht nur erreicht, daß c_1 groß wird, sondern auch, daß der Funkenwiderstand nur wenig wächst [**7**]. Daß die Selbstinduktion klein gemacht werden muß, ist schon in **28** und **31** betont worden. Noch ein zweiter Grund dafür liegt in der Tatsache, daß, je kleiner sie ist, um so größer auch der Faktor f wird. Die Funkenkugeln müssen große Dimensionen erhalten, weil man bei kleinen Radien sehr früh an eine Grenze kommt, über die hinaus eine Verlängerung der Funkenstrecke keinen Vorteil mehr bringt. Wie fest die Koppelung zu wählen, darüber ist im voraus nichts zu sagen möglich, ihr günstigster Wert muß vorläufig noch durch Ausprobieren gefunden werden.

2) Falls der Sender schwach gedämpfte Schwingungen erzeugen soll, so muß der Kondensatorkreis lose mit dem Sekundärsystem gekoppelt werden, weil alsdann nicht Schwingungen von der starken Dämpfung des Sekundärsystems, sondern solche von der schwächeren des Kondensatorkreises entstehen [**27**, 3]. Die schwache Dämpfung des Kondensatorkreises ist aber zu erreichen durch Vergrößerung der Kapazität und Verkleinerung der Selbstinduktion [**28**]. Außerdem ist der Effekt der Schwingungen des Sekundärsystems nahezu proportional demjenigen im Primärsystem, und dieser läßt sich bei großer Kapazität wiederum in höherem Maße steigern.

43. Vergleichen wir die Leistungsfähigkeit des Marconisenders mit dem Braunschen, so müssen wir unterscheiden, ob letzterer 1) fest oder 2) lose gekoppelt ist. 1) Beim Marconisender wird die Grenze der Leistungsfähigkeit sehr bald dadurch erreicht, daß eine Vergrößerung der Funkenstrecke infolge der Vermehrung des Funkenwiderstandes keinen Vorteil mehr bringt. Beim Braunschen Sender kann wegen der großen Kapazität [**7**] die Funkenlänge und daher die Spannungsamplitude in weiten

Grenzen vergrößert werden. Von der Spannungsamplitude hängt aber [**31**, Gl. 6, 8] die Maximalamplitude des Stromes im Sender und von dieser [**38**] die Maximalamplitude der Welle ab. Es ist daher verständlich, daß Marconi sich für seine Riesenstationen Poldhu und Kap Breton der Braunschen Anordnungen bedient hat. Wenn demnach der Braunsche Sender für Wirkungen auf große Entfernungen dem Marconisender weit überlegen ist, so besitzt er für Stationen mit den Reichweiten von 100—150 km doch den Nachteil des größeren Energieverbrauches, der sich aus der Transformation erklärt, und der für schwer zugängliche Stationen (Leuchttürme, Feuerschiffe), für die Wahl eines anderen Senders ausschlaggebend sein kann. 2) Der lose gekoppelte Braunsche Sender, der wenig gedämpfte Wellen erzeugt, ist immer da mit Vorteil zu verwenden, wo man genaue Abstimmung erzielen will. Er gestattet es, das Dekrement derart zu erniedrigen, daß es nur die Hälfte bis den fünften Teil desjenigen beim Marconisender beträgt. Auch braucht man nicht immer die Grundschwingung zu benützen, sondern kann ohne Änderung des Sekundärsystems mit jeder beliebigen Oberschwingung, also mit anderer Wechselzahl arbeiten. In technischer Beziehung sind die Braunschen Anordnungen dem Marconisender dadurch überlegen, daß die Antenne nicht so sorgfältig isoliert zu sein braucht, da sie ihre Ladungen nicht von der Stromquelle, sondern durch die Schwingungen erhält.

VIII. Die Empfänger der drahtlosen Telegraphie.

Einfacher Empfänger.

44. Die Einrichtungen, welche zur Aufnahme der Zeichen in der drahtlosen Telegraphie dienen, sind denjenigen des Senders durchaus entsprechend. Bekanntlich [**38**] wird durch die Schwingungen im Sender ein elektromagnetisches Wechselfeld erzeugt, dessen elektrischen Induktionslinien senkrecht zur Erdoberfläche gerichtet sind. Daher muß der empfangende Luftdraht mit dem der Fritter*) versehen ist, auch senkrecht zur Erdoberfläche gestellt sein, denn die durch das Wechselfeld im Draht erregte Strömung ist dann am größten, wenn Leiter und Induktionslinien dieselbe Richtung haben. Das andere Ende des Fritters kann entweder mit einem Symmetriedraht verbunden oder geerdet sein (Fig. 13). Der einzige Unterschied des einfachen Empfängers gegen den einfachen Marconisender ist der, daß an der Stelle der Funkenstrecke der Fritter sitzt.

45. Das Empfangssystem stellt in dieser Gestalt demnach einen linearen Oszillator dar. Um die Form der Schwingungen zu erklären, die in ihm zustande kommen, können wir zwei Fälle unterscheiden. 1) Entweder bedeutet der Fritter für den Empfängerkreis einen Kondensator von großer Kapazität und daher kleiner Kondensanz [**3**], dann übt er bei der hohen Wechselzahl der Schwingungen fast gar keinen Einfluß aus, und die Schwingungen verlaufen so, als wenn die beiden Platten des Kondensators durch einen leitenden Draht verbunden wären, der Fritter also einen Leiter darstellte. Der Fall liegt daher so, daß das einen Oszillator vorstellende Sendersystem auf einen zweiten Oszillator, den Empfänger, in extrem loser Koppelung [**22**] wirkt. Das Maximum der Einwirkung tritt dann ein, wenn Sender und Empfänger gleiche Wechselzahl haben. 2) Im zweiten Falle können wir den Fritter anfangs als einen Nichtleiter auffassen. Solange er das ist, wird für die Schwingungen nur die obere Hälfte des Empfängers in Frage kommen, doch so, daß die untere nicht ohne Einfluß ist. Wenn aber durch die Schwingungen der einen Resonatorhälfte der Fritter leitend geworden ist, so wird dann das ganze System einen linearen Oszillator bilden. Versuche haben festgestellt, daß der Fritter immer am besten leitete, wenn die halbe Wellenlänge gleich der Länge des Resonators war. Das Verhalten des Resonators stützt sowohl die Auffassung im Falle 1 als auch die im Falle 2.

Gekoppelte Empfängersysteme.

46. Da der Fritter bei dem einfachen Empfängersystem unmittelbar in das System eingeschaltet ist, so erwachsen gewisse Nachteile. Denn 1) ist wegen seines veränderlichen Leitvermögens das System stets, ehe der Fritter erregt ist, ein anderes als nachher, 2) hat der Widerstand des Fritters, selbst wenn er leitend geworden, eine oft nach Hunderten von Ohm zählende Größe, die eine starke Dämpfung der Eigenschwingungen des Empfängers bedingt, was den Gesamteffekt beeinträchtigt [**22**]. Aus diesen Gründen hat Marconi schon sehr bald für den Fritter ein eignes System geschaffen, und

*) Vorläufig findet immer noch der Fritter die häufigste Anwendung als Wellenindikator gegenüber den thermischen, magnetischen, elektrolytischen usw. Wellenanzeigern.

induktiv mit dem eigentlichen Empfänger gekoppelt (Fig. 14). Dadurch ist der erste Übelstand zwar nicht behoben, aber der zweite doch erheblich gebessert, denn man kann durch festeres oder loseres Koppeln die im Primärsystem des Empfängers entstehenden Schwingungen so auf den Fritter wirken lassen, wie es am günstigsten ist. Dazu kommt, daß diese Anordnung die Verwendung von Vielfachantennen ermöglicht. Der Kohärer erfordert, um sicher anzusprechen, eine bestimmte Spannung. Diese ist nicht dadurch zu erreichen, daß man die Zahl der Antennen vermehrt, da die in den einzelnen Drähten herrschenden Spannungen sich nicht addieren. Wohl aber summieren sich die in den einzelnen Drähten einer Vielfachantenne geweckten Ströme, liefern einen stärkeren induzierenden Strom im Primärsystem, falls wir koppeln, und daher verstärkte Wirkung auf das den Fritter enthaltende Sekundärsystem. Will man zur Schonung des Fritters ein Relais verwenden, so muß man in die Sekundärspule einen Kondensator einschalten, damit der Relaisstrom nicht dauernd durch sie geschlossen ist. Die Größe des Kondensators muß so gewählt werden, daß er die Schwingungen möglichst wenig beeinflußt. Man stützt sich dabei auf die Tatsache, daß der Einfluß eines Kondensators seiner Kapazität umgekehrt proportional ist. Die Anordnung ist alsdann diejenige der Fig. 14. Darin bedeutet I den geerdeten Luftdraht mit Primärspule S_1, J den Fritter mit Sekundärspule S_2 und Kondensator C, E ein Element, R das Relais und D_1 und D_2 zwei Drosselspulen zur Reflexion der im System PS_2QJ erregten Wellen, welchen es auf diese Weise unmöglich ist, sich auf den Kreis PERQ zu verbreiten und dadurch gestört zu werden.

47. Um die Abstimmung des Empfängers auf den Sender zu erleichtern, ist das Primärsystem des letzteren mit einer Spule versehen, von der man eine beliebige Anzahl von Windungen zur Länge des Auffangdrahtes hinzuschalten und so die Wechselzahl herabdrücken kann [**37**]. Ist umgekehrt eine Vergrößerung der Wechselzahl nötig, und das Ausschalten aller Windungen führt nicht zum Ziele, so hilft man sich durch Einschalten von Kondensatoren kleiner Kapazität [**46**]. Der hohe Einfluß kleiner Kapazitäten auf die Vermehrung der Wechselzahl gestattet auch die Beseitigung des in **46** an erster Stelle erwähnten Übelstandes. Dort war die Veränderlichkeit des Leitvermögens im Fritter, der einen Kondensator vorstellt, als sehr nachteilig erwähnt worden. Den Einfluß dieses Kondensators kann man durch Danebenschalten eines anderen passenden Kondensators zurückdrängen und dadurch dem Sekundärsystem eine gewisse Unveränderlichkeit geben, die für sicheres Ansprechen unerläßlich ist. Auf die verschiedenen Anordnungen der Marconischen, Braunschen, Slabyschen Empfängersysteme näher einzugehen, ist hier nicht der Ort.

48. Es erübrigt nur noch, einiges über die Koppelung zu sagen. Soll die Abstimmung sehr scharf sein, so muß die lose Koppelung angewendet werden [**27**, 2]. Wir koppeln also zunächst das Primärsystem des Senders lose mit seinem Sekundärsystem; dadurch erhalten wir in diesem Schwingungen von dem Dekrement $\mathfrak{d}_1$ und der Wechselzahl n_1 des Primärsystems [**27**, 3]. Diese erregen im Primärsystem des Empfängers im allgemeinen zweierlei Schwingungen, solche vom Dekrement $\mathfrak{d}_1$ und der Wechselzahl n_1 und außerdem Eigenschwingungen von dem Dekrement $\mathfrak{d}_2$ und der Wechselzahl n_2 des Primärsystems im Empfänger. Das Maximum der Amplitude erreichen wir, wenn wir $n_2 = n_1$ machen, d. h. das Primärsystem des Empfängers auf den Sender abstimmen. Diese Abstimmung braucht nicht sehr genau zu sein, da wegen der Größe der Dämpfung im Primärsystem des Senders die Resonanz doch nicht scharf ist [**20**]. Diese Schwingungen im Primärsystem des Empfängers wirken weiter in loser Koppelung auf das Sekundärsystem, in welchem wir das Maximum der Amplitude wieder dadurch erzielen, daß wir es auf das Primärsystem abstimmen. Wegen der schwachen Dämpfung der beiden Empfängersysteme, sie enthalten ja keine Funkenstrecke, muß die Abstimmung sehr sorgfältig ausgeführt werden [**20**]. Überhaupt läßt sich ganz allgemein zeigen, daß die Schärfe der Resonanz von dem Dekrement des Senders und dem des Primärsystems im Empfänger abhängt.

49. Soll große Maximalamplitude, d. h. kräftige Wirkung erzielt werden, so kommt im Sender die feste Koppelung in Anwendung. Dann liefert der Sender zweierlei Wellen [**30**]. Der Empfänger wird in diesem Falle gewöhnlich lose gekoppelt und auf eine der beiden Senderschwingungen abgestimmt, und zwar auf die mit der kleineren Wellenlänge. Der Grund ist ersichtlich der, daß dann die Antenne etwas mehr als eine Viertelwellenlänge enthält, also gerade die Teile der Stromkurve mit starker Amplitude.

50. Fragen wir uns zum Schlusse, ob die Abstimmung der Stationen das leistet, was noch zu bessern war, so können wir keine zufriedenstellende Antwort geben. Es sollte nämlich:

1) das Auffangen der Telegramme durch Unberufene, 2) die absichtliche Störung, 3) die unabsichtliche Störung einer Station durch eine andere vermieden werden. Gerade dadurch, daß wir gelernt haben, eine Empfängerstation auf eine Senderstation abzustimmen und zwar mit ziemlicher Leichtigkeit durch Ein- oder Ausschalten von Windungen einer Spule oder auch verschieden großen Teilen einer veränderlichen Kapazität [47], ist das Belauschen erleichtert worden, zumal die Wechselzahlen, mit denen die drahtlose Telegraphie arbeitet, zwischen 10^6 und $5 \cdot 10^6$ liegen, also ein nicht allzu großes Bereich umfassen. Punkt 1 ist daher nicht als gelöst anzusehen. Für Punkt 2 und 3 ist entscheidend, ob es möglich ist, Empfangsstationen auch mit nicht darauf abgestimmten Sendern zu stören. Das ist sicher der Fall. Denn jeder Sender erzeugt im Primärsystem des Empfängers zwei Schwingungen [22], solche von der Wechselzahl und Dämpfung des Senders und Eigenschwingungen von der diesem Primärsystem zukommenden Wechselzahl und Dämpfung. Von diesen wirken die ersteren kaum, die letzteren aber, da das Primärsystem des Empfängers immer auf sein Sekundärsystem abgestimmt ist, zweifellos auf dieses ein, wenn nur die Senderamplitude groß genug ist. Daraus folgt, daß sich die absichtliche Störung vorläufig überhaupt nicht, die unabsichtliche erst dann vermeiden lassen wird, wenn Stationen, deren Bereiche sich schneiden, mit durchaus verschiedenen Wellenlängen und äußerst scharfer Resonanz arbeiten werden. Wie weit dies schon jetzt ermöglicht ist, geht aus einer Veröffentlichung der deutschen Gesellschaft für drahtlose Telegraphie des Jahres 1904 hervor, welche behauptet, daß ihre Empfänger auf in der Nähe befindliche Sender schon nicht mehr ansprechen, wenn sich die Wellenlängen der beiden Stationen um 4% unterscheiden, d. h. ein auf 100 m Wellenlänge abgestimmter Empfänger würde auf eine 104 m lange Welle nicht mehr ansprechen. Größere Schärfe der Resonanz ist nur durch Verminderung der Dämpfung im Sender zu erzielen, und daher hat man alle Aufmerksamkeit der Erzeugung ungedämpfter Schwingungen zugewandt. In der Tat ist es dem Dänen Poulsen gelungen, ungedämpfte Schwingungen im Lichtbogen einer Bogenlampe zu erzeugen und so die denkbar günstigste Geberstation zu schaffen. Auch die deutsche Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, die mit Umgehung des Poulsenschen Patentes ungedämpfte Schwingungen erzeugt, hat bereits auf 40 km Zeichen aufgenommen, und es scheint, als ob damit für die drahtlose Telegraphie eine gänzlich neue Epoche der Entwicklung anbrechen sollte.

Fig. 1.

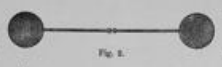

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

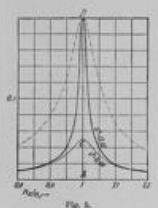

Fig. 5.

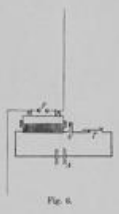

Fig. 6.

Fig. 7.

Fig. 10.

Die Figuren 1—9 und 11—14 entstammen Zenneckes Buche „Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie", Fig. 10 verdanke ich der Freundlichkeit der „Deutschen Gesellschaft für drahtlose Telegraphie".

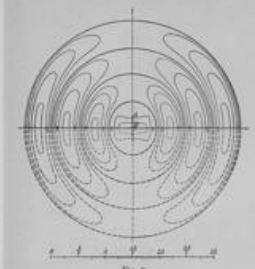

Fig. 8.

Fig. 9.

Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

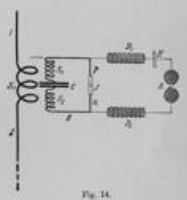

Fig. 14.

R

D

La
Gr
Fr
He
Er
Ge
Ma
Ph
Na
Sc
Ze
Sir
Tu