Über das Ziehen des Zwischenkreis-Röhrensenders.

Von

G. Glage und H. Edler.

(Mitteilung aus dem Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena.)

1. Beschreibung des Ziehens. Beim Gebrauch der modernen Röhrensender hat man die Erfahrung gemacht, daß bei der Koppelung des Schwingungskreises der Röhre mit einem Sekundärsystem ganz eigenartige und dazu noch recht unübersichtliche Erscheinungen eintreten, die für die drahtlose Telegraphie wegen ihrer störenden Wirkungen von Wichtigkeit sind. Man kann in ihnen eine Koppelungserscheinung sehen, die dadurch vor den bisher bekannten charakterisiert ist, daß das Primärsystem durch die Röhrenrückkoppelung sich selbst in Schwingung erhält. Ein mechanisches Analogon einer solchen Schwingungserregung ist z. B. ein Pendel, dem durch einen von ihm selbst durch Schließen eines Kontaktes gesteuerten Elektromagneten im geeigneten Moment Impulse erteilt werden, die es auf gleicher Amplitude halten. Hierher gehören auch der bekannte Mikrophonsummer, der elektrische Lichtbogen und das Dynatron¹⁾ als Schwingungserzeuger.

Bei den bisher bekannten und genauer beschriebenen Koppelungserscheinungen waren entweder die Schwingungen nach der ersten Anregung sich selbst überlassen (Oberbecksche gekoppelte Pendel, Braunscher Sender, Wiensche Stoßerregung)

Bild 1. Schaltung des Zwischenkreis-Röhrensenders.

Bild 2. Frequenzänderung durch Variation der Kapazität C_2 (Bild 1).

oder es wirkte eine sinusförmige Erregung dauernd auf das eine System, ohne daß dieses aber auf die Periode der Erregung irgendwelchen Einfluß haben konnte. Mittels des Stimmgabelunterbrechers elektromagnetisch erregte Saite, Resonanztransformator, Hochfrequenzmaschine.)

Bei der Röhre erhält sich das Primärsystem dadurch dauernd auf gleicher Amplitude, daß infolge der Rückkoppelung die Gitterspannung den Anodenstrom so steuert, daß er jedesmal im richtigen Moment die zu ersetzende Energie nachliefert.

Die Schwingungsdauer dieses ganzen Primärsystems ist nur in grober Annäherung durch die Formel

$$T = 2\pi\sqrt{CL}$$

gegeben, da diese Formel den Einfluß der Rückkoppelung nicht enthält. Koppelt man nun mit diesem Kreis einen zweiten mit anderer (veränderlicher) Eigenschwingung, so erhebt sich die Frage, welches Verhalten die durch die Koppelung veränderten Eigenschwingungen zeigen werden. Die Erfahrung hat gelehrt, daß im allgemeinen nur eine der beiden möglichen Schwingungen vorhanden ist. Das Charakteristische der Erscheinungen, die u. a. sehr stark von der Koppelung abhängen, ist in großen Zügen folgendes:

¹⁾ Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie. Bd. 14. 1919 Heft 1.

In Bild 1 seien in bekannter Weise I der durch die Röhre R (K Kathode, G Gitter, A Anode) angestoßene Primärkreis und II der damit gekoppelte Sekundärkreis. Seine Eigenfrequenz sei durch Veränderung der Kapazität C_2 variabel. Erregt man Kreis I, geht in Kreis II von schnellerer Frequenz gegenüber dem System I aus und vergrößert allmählich die Kapazität C_2 , so tritt nicht allein, wie man erwarten könnte, eine Änderung der Amplitude ein, sondern auch die Schwingungszahl der beiden Kreise, die für beide gleich ist, ändert sich und wird immer niedriger (an der Resonanzstelle liegt kein Maximum der Energieabgabe) bis bei einer gewissen Kapazität nach der Resonanzstelle ein mehr oder weniger sprunghaftes Umschlagen in eine höhere Frequenz stattfindet. Stelle und Art des Umschlagens, das sich u. U. auch als ein Aussetzen der Schwingungen äußern kann, sind von der Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis abhängig. Geht man über diese Stelle hinaus, so tritt im allgemeinen keine wesentliche Änderung mehr ein. Geht man nun mit der Kapazität wieder zurück, so tritt an der Stelle, wo vorher das Umschlagen stattfand nichts besonderes ein, sondern die Frequenz wird höher, bis schließlich an einer Stelle vor dem Resonanzpunkt wieder ein Sprung in die tiefere Frequenz stattfindet. Graphisch (Bild 2) würde sich die Erscheinung folgendermaßen darstellen. Als Abszissen sind die Frequenzen, als Ordinaten die Kapazitäten aufgetragen. Mit wachsender Kapazität wird die Frequenz immer tiefer bis bei C_a ein Sprung in eine höhere stattfindet, die bei weiterer Vergrößerungen von C_2 wieder langsam tiefer wird. Geht man rückwärts (punktierte Linie) so findet der Sprung in die niedrigere Frequenz nicht bei C_a sondern erst bei C_b statt.

2. Eigenschwingungen und Dämpfungen gekoppelter Systeme nach der Wienschen Theorie. Koppelungserscheinungen zweier schwingenden Systeme sind schon sehr früh in der Akustik beobachtet worden, ohne daß man immer ihre Ursache erkannt hätte. Auch das im vorigen Abschnitt beschriebene Springen der Frequenz ist bereits von Weber an einem akustischen Systeme beobachtet worden¹⁾. Erst als man die Koppelungserscheinungen auch an elektrischen Systemen studierte wurde, nachdem Arbeiten von Oberbeck, Galitzin und Geitler voraufgegangen waren, von M. Wien eine umfassende Theorie der Schwingungen zweier gekoppelter Systeme gegeben²⁾.

Da diese grundlegende Arbeit mit ihrer großen Bedeutung, die sie für das weite Gebiet der gekoppelten Schwingungen hat³⁾, nicht gerade leicht zugänglich ist und auch immer wieder darauf Bezug genommen werden muß, dürfte es angebracht sein, ihre Resultate, soweit sie hier in Betracht kommen, in aller Kürze anzugeben. Für ein einigermaßen genaueres Studium muß natürlich auf die Originalarbeit verwiesen werden, da die folgende Zusammenfassung nur das allernotwendigste geben kann.

Koppelt man schwingungsfähige mechanische Systeme miteinander, so lassen sich drei Arten von Koppelung unterscheiden: Die Beschleunigungs-, Reibungs- und Kraftkoppelung. Bei elektrischen Systemen entsprechen diesen die magnetische, galvanische und elektrische Koppelung. In der Arbeit von Wien wird nun gezeigt, daß Kraft- und Beschleunigungskoppelung annähernd dieselbe Wirkung haben, und daß die Reibungs-(galvanische)Koppelung in den meisten Fällen zu vernachlässigen ist. Es genügt also in der Hauptsache nur die Kraftkoppelung eingehender zu diskutieren.

¹⁾ Vgl. hierzu die demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinende Arbeit von Dr. H. Vogel Die Zungenpfeife als gek. System.

²⁾ M. Wien. Über die Rückwirkung eines resonierenden Systems. Ann. d. Phys. N., F. 61. 1897 S. 151 ff.

³⁾ Auch das Pendeln zweier Synchronmaschinen gehört z. B. in das Gebiet der gekoppelten Schwingungen. (Vgl. Dreyfus, Zur Theorie des Parallelbetriebes von Synchronmaschinen, Archiv f. Elektrotechnik VIII, S. 132.)

Zuerst werden die ungedämpften und dann die gedämpften Systeme behandelt. Für zwei ungedämpfte Systeme, die man miteinander koppelt, ergibt die Theorie, daß bei ihnen ein vollständiges Unisono im allgemeinen nicht zu erreichen ist (Scheu vor der Resonanz), auch wenn die Schwingungszahlen der Einzelsysteme genau übereinstimmen. Jedes der Systeme macht dann, je nach der Festigkeit der Koppelung, mehr oder weniger schnelle Schwebungen.

Dasselbe Resultat gilt auch für gedämpfte Schwingungen, wenn die beiden Dämpfungen einander gleich sind.

Wichtiger und häufiger vorkommend ist der Fall, daß die beiden Dämpfungen ungleich sind. Dann sind drei Fälle zu unterscheiden:

1. Die Dämpfungsdifferenz ist größer als die Koppelung.
2. Die Dämpfungsdifferenz ist gleich der Koppelung.
3. Die Dämpfungsdifferenz ist kleiner als die Koppelung.

1. Fall: $(h_1 - h_2 > \tau \gamma)$

Es bedeuten hier und in den folgenden Fällen¹⁾:

h_1, h_2 die Dämpfungen der unverbundenen Systeme 1 und 2.

$$\left(\text{elektrisch ist } h_1 = \frac{R_1}{2L_1} \text{ und } h_2 = \frac{R_2}{2L_2} \right)$$

$$\tau^2 = \tau_1 \cdot \tau_2 = \frac{M^2}{L_1 L_2} \text{ den Koppelungskoeffizienten}$$

γ_1, γ_2 die Eigenschwingungen der unverbundenen Systeme.

γ die Eigenschwingungen der Systeme für den Fall der Resonanz.

$\varepsilon = \gamma_1 - \gamma_2$ die Differenz der Eigenschwingungen der Systeme.

ν_1, ν_2 die Schwingungszahlen der in jedem System auftretenden beiden Koppelschwingungen.

δ_1, δ_2 die Dämpfungen der beiden Schwingungen ν_1 und ν_2 .

Die Lösung der Differentialgleichungen ergibt nun in diesem Falle für die beiden entstehenden Schwingungen

$$\left. \begin{aligned} \nu_1 &= \gamma_1 - \frac{\tau^2 \gamma_1}{8} - \frac{\tau^2 \gamma_1^2 \cdot \varepsilon}{4 \{ \varepsilon^2 + (h_2 - h_1)^2 \}}, \\ \nu_2 &= \gamma_2 - \frac{\tau^2 \gamma_1}{8} + \frac{\tau^2 \gamma_1^2 \cdot \varepsilon}{4 \{ \varepsilon^2 + (h_2 - h_1)^2 \}}, \end{aligned} \right\} 1.$$

und für die Dämpfungen unter der zusätzlichen Voraussetzung, daß h_1 sehr klein gegen h_2 sei,

$$\delta_1 = \frac{\tau^2 \gamma_1^2 h_2}{4 (\varepsilon^2 + h_2^2)}$$

$$\delta_2 = h_2 - \frac{\tau^2 \gamma_1^2 h_2}{4 (\varepsilon^2 + h_2^2)}.$$

D. h. die Dämpfung für die Schwingung ν_2 ist bedeutend größer als die für die Schwingung ν_1 . Sie ändert sich mit der Differenz ε der Eigenschwingungen der Systeme. Je größer ε wird, d. h. je verschiedener die Eigenschwingungen der beiden

¹⁾ Da die hier benutzten Bezeichnungen nicht ganz mit den gewöhnlich benutzten übereinstimmen, seien hier auch die in „Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie“ benutzten Zeichen angegeben.

An Stelle der Dämpfungen h_1, h_2 wird dort das log. Dekrement $\delta = h \frac{2\pi}{w}$ benutzt.

Im übrigen ist

$$\begin{aligned} \tau &= K \\ \gamma &= N \\ \nu_1 &= N I \\ \delta_1, \delta_2 &\sim \delta I \delta II. \end{aligned}$$

Systeme sind, desto kleiner wird δ_1 und desto größer δ_2 . In der Nähe der Resonanzstelle ($\varepsilon=0$) hat δ_2 ein Minimum und δ_1 das Maximum $\frac{\tau^2 \gamma^2}{4 h^2}$. Mit anderen Worten:

Es entstehen in diesem Falle zwar in jedem Kreise zwei Schwingungen ν_1 und ν_2 ; infolge der großen Dämpfung wird aber ν_2 sehr bald abklingen und nur ν_1 wird wahrnehmbar bestehen bleiben. Eine Ausnahme macht die Stelle der Resonanz. Hier, wo δ_2 ein Minimum und δ_1 ein Maximum hat, wird auch ν_2 stärker hervortreten.

Was nun die Schwingungszahlen ν_1 und ν_2 betrifft, so ist in Gleichung 1 das Glied $\frac{\tau^2 \gamma_1^2 \varepsilon}{4 \{\varepsilon^2 + (h_2 - h_1)^2\}}$ veränderlich, und zwar ist die Veränderung nur abhängig von der einzigen Variablen $\varepsilon = \gamma_2 - \gamma_1$. In der Gleichung für die Schwingung ν_1 , die, wie wir eben gesehen haben, allein den Charakter der Erscheinung bestimmt, ist das Glied mit negativem Vorzeichen versehen. Ist also $\gamma_2 > \gamma_1$ dann ist $\varepsilon > 0$ und γ_1 wird verkleinert. Ist dagegen $\gamma_2 < \gamma_1$ dann ist $\varepsilon < 0$ und γ_1 wird vergrößert. Ein höher gestimmtes System 2 wird also den Ton γ_1 vertiefen und ein zu tief gestimmtes ihn erhöhen. Der absolute Wert des Gliedes $\frac{\tau^2 \gamma_1^2 \varepsilon}{4 \{\varepsilon^2 + (h_2 - h_1)^2\}}$ wird am größten für $\varepsilon = \pm (h_2 - h_1)$. In diesem Falle wird die Verstimmung ein Maximum. Geht man also im System 2 von großer Frequenz gegenüber System 1 ($\gamma_2 > \gamma_1$) und läßt die Frequenz des Systems 2 abnehmen bis zu kleinen Werten gegenüber 1 ($\gamma_2 < \gamma_1$), so wird die Frequenz der Schwingung ν_1 , (die ja das Bild der Erscheinung bestimmt), abnehmen bis in die Nähe der Resonanz; von da ab nimmt sie schnell zu, um dann kurz nach dem Durchschreiten der Resonanzstelle wieder langsam abzunehmen.

Der Verlauf der Erscheinung läßt sich sehr schön aus dem der Wienschen Arbeit entnommenen Bild 3 ersehen. Als Ordinaten sind aufgetragen $\Delta \nu, \delta$ die Abweichung der Töne ν_1 und ν_2 von γ_1 bzw. die Dämpfungen δ_1 und δ_2 ; als Abszissen die Differenz ε der Eigenschwingungen. Die verstärkte ausgezogene Kurve gibt ν_1 , die verstärkte punktierte δ_1 ; die schwach ausgezogene ν_2 , die schwach punktierte δ_2 .

Bild 3. Frequenz und Dämpfung im Falle loser Kopplung.

Bild 4. Frequenz und Dämpfung im Falle festerer Kopplung.

2. Fall. $h_2 - h_1 = \tau \gamma$

Hier ergibt sich:

$$\left. \begin{matrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{matrix} \right\} = \gamma_1 + \frac{\varepsilon}{2} - \frac{\tau^2}{8} \gamma_1 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon^4 + 4 \tau^2 \gamma^2 \varepsilon^2 + \varepsilon^2}{2|}}$$

und

$$\left. \begin{matrix} \delta_1 \\ \delta_2 \end{matrix} \right\} = \frac{h_1 + h_2}{2} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon^4 + 4\tau^2\gamma^2\varepsilon^2 - \varepsilon^2}{2}}$$

Auch hier hat für $\varepsilon = 0$, δ_2 ein Minimum und δ_1 ein Maximum. Nur sind beide hier gleich. Außerhalb des Resonanzpunktes sind die beiden Dämpfungen stets verschieden, so daß auch hier die weniger gedämpfte Schwingung die vorherrschende sein wird. In der Nähe der Resonanz jedoch, wo δ_2 stark abnimmt, werden (abgesehen vom Resonanzpunkt, wo $\nu_1 = \nu_2$ ist) Schwebungen auftreten. Der Verlauf der Erscheinung läßt sich am besten aus Bild 4 ersehen. (Abszissen und Ordinaten sind dieselben wie in Bild 3.) Im Gegensatz zu dem vorigen Fall ändern sich hier in der Nähe der Resonanz Dämpfung und Schwingungszahl beider Schwingungen sehr schnell, so daß für $\varepsilon = 0$ direkt eine Unstetigkeit vorliegt. Schwingungszahl und Dämpfung sind hier in gewissem Sinne labil.

3. Fall (vorherrschende Koppelung $h_2 - h_1 < \tau\gamma$)

In diesem Falle wird:

$$\left. \begin{matrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{matrix} \right\} = \gamma_1 + \frac{\varepsilon}{2} - \frac{\tau^2\gamma}{8} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon^2 + \tau^2\gamma_1^2 - \frac{(h_2 - h_1)^2\tau^2\gamma^2}{\varepsilon^2 + \tau^2\gamma^2}}$$

$$\left. \begin{matrix} \delta_1 \\ \delta_2 \end{matrix} \right\} = \frac{h_1 + h_2}{2} \pm \frac{\varepsilon(h_2 - h_1)}{2\sqrt{\varepsilon^2 + \tau^2\gamma^2}}$$

Es entstehen auch hier zwei unabhängige Schwingungsarten. Ihre Schwingungszahlen sind stets verschieden, selbst im Fall der Resonanz. Die Dämpfungen haben hier kein Maximum resp. Minimum, wie bei den vorigen Fällen, sondern mit wachsendem ε nimmt δ_1 stetig zu, während δ_2 in demselben Maße abnimmt. Im Falle der Resonanz ($\varepsilon = 0$) ist $\delta_1 = \delta_2$.

Bild 5. Frequenz und Dämpfung im Falle fester Kopplung.

Bild 6. Frequenzänderung der schwächer gedämpften Schwingung bei loser, festerer und fester Kopplung. Frequenzsprung bei Resonanz.

Die Folge davon ist, daß während zuerst ($\varepsilon < 0$) ν_1 die vorherrschende und den Charakter der Erscheinung bestimmende Schwingung ist, nach Durchschreiten der Resonanz ($\varepsilon > 0$) ν_2 die Rolle von ν_1 übernimmt.

Da aber ν_2 die kleinere Frequenz gegenüber ν_1 hat, wird beim Durchschreiten der Resonanz ein Umschlagen von großer zu kleiner Frequenz (hohem zu tiefem Ton) eintreten. An der Stelle der Resonanz selbst ($\varepsilon = 0$), wo $\delta_1 = \delta_2$ ist, sind ν_1 und ν_2 gleichwertig vertreten. Es treten also hier sicher Schwebungen auf. Bild 5 gibt den Verlauf der Erscheinung in diesem Falle.

In Bild 6 sind die Kurven der 3 Fälle noch einmal in demselben Maßstab aufgetragen; und zwar sind hier nur die weniger gedämpften Schwingungsarten, die

das Bild der Erscheinungen bestimmen, aufgezeichnet. In Richtung der Abzisse ist ε aufgetragen. Als Ordinate ist $\Delta\nu$ die Abweichung der Frequenz ν_1 und ν_2 von der Eigenfrequenz des Systems I aufgetragen.

Wir sehen also ganz allgemein; wächst ε von $\varepsilon < 0$ bis $\varepsilon > 0$ (oder ändert sich der stärker gedämpfte Kreis so, daß seine Frequenz von kleinerer zu größerer gegenüber den schwächer gedämpften Kreis wächst), so wird die Frequenz der Hauptschwingung größer bis in die Nähe der Resonanzstelle; dort sinkt sie rasch bis auf ihren kleinsten Wert, um dann langsam wieder anzusteigen.

Die Koppelung ist bei Kurve I am schwächsten und bei Kurve III am stärksten. Je stärker also die Koppelung ist, um so sprunghafter erfolgt der Übergang.

3. Oszillographische Aufnahmen. Um nun auf die Röhren zurückzukommen, liegen dort die Verhältnisse so, daß zu den beiden Systemen I und II, wie schon anfangs erwähnt, die Eigenregung über den Gitterkreis hinzukommt, der ebenfalls ein schwingungsfähiges Gebilde darstellt. Wir haben es also eigentlich mit drei miteinander gekoppelten Systemen zu tun (von denen das System I und der Gitterkreis derartig gekoppelt sind, daß sie sich gegenseitig aufschaukeln). Von den am Anfang kurz beschriebenen Erscheinungen ist zwar das Springen der Frequenz in der Wienschen Theorie enthalten, sollte danach aber in der Nähe der Resonanzstelle eintreten und immer an dem gleichen Platze, ob man vor oder rückwärts geht. In Wirklichkeit tritt der Sprung je nach dem Koppelungsgrade zwischen Primär- und Sekundärkreis mehr oder weniger weit von der Resonanzstelle ein und beim Zurückgehen an ganz anderer Stelle, wie schon eingangs erwähnt. In Fachkreisen wird diese Erscheinung das „Ziehen“ der Röhren genannt. Über die Mechanik der Rückkoppelung kann die Theorie vorläufig sehr schwer Auskunft geben, da die Durchrechnung schon für den Fall zweier Systeme sehr kompliziert wird. Es wird sich zunächst darum handeln, die Erscheinungen experimentell zu untersuchen, um die physikalischen Grundlagen zu gewinnen. Wir stellten uns daher auf Anregung von Herrn Prof. Rogowski die Aufgabe, experimentell an die Erscheinung heranzutreten, und als erstes sollte speziell das Umschlagen von einer Frequenz in die andere mit Hilfe des Oszillographen beobachtet werden. Die heutige Mitteilung ist daher nur der erste Teil unserer Untersuchung.

Um den Oszillographen verwenden zu können, mußte die Frequenz bis zu etwa 200 pro Sek. und weniger erniedrigt werden; außerdem sollte, um alle Störungen von anderer Seite auszuschalten, kein Eisen in den Spulen verwendet werden. Es wurden daher 12 Spulen von ca. 1800 Windungen (Drahtdurchmesser 0,2 mm) (innerer Radius 6,4 cm, äußerer 9 cm, Dicke 1 cm) hergestellt, von denen je 6 in jedem Kreise verwendet wurden. Der relativ große Widerstand der Spulen mußte in Kauf genommen werden, da sonst die nötige Selbstinduktion nicht zu erreichen war. Außer diesen 6 Spulen waren noch einige Spulen von kleinerem Widerstand mit eingeschaltet. Als Kapazität wurden z. T. Glaskondensatoren von Schott und Gen., z. T. Drehkondensatoren verwendet. Die Schaltung war dieselbe wie in Abb. 1. Im Oszillographen wurde der Strom in dem Kreise I bzw. II gemessen. Als Rückkoppelung wurden 2 der 6 Spulen verwendet. Die Daten der verwendeten Kreise waren:

Primärkreis	Sekundärkreis
$L_1 = 9,5$ Henry	$L_2 = 9,2$ Henry
$R_1 = 2690$ Ohm	$R_2 = 2610$ Ohm
$C_1 = \text{const.} = 25\,000$ bzw. $29\,500$ cm	$C_2 = \text{variabel bis } 120\,000$ cm.

Die Koppelung $\tau = \sqrt{\frac{M^2}{L_1 L_2}}$ betrug 0,4.

Zunächst wurde als erregende Röhre eine Spezialröhre von Schott und Gen. (M M. 5351) benutzt. Die Anodenspannung betrug bei allen Versuchen 440 Volt. Mit einem Teil des Sekundärkreises war ein Telephon lose gekoppelt. Nach Erregung der Röhre (primär betrug die Kapazität konstant 25000 cm) wurde nun die Kapazität des Sekundärkreises von einigen 100 cm immer weiter vergrößert. Dabei wurde der Ton, der zuerst nahe bei der Eigenschwingung des Primärkreises lag, immer tiefer; an der Resonanzstelle trat nichts Besonderes ein, sondern der

Bild 7a. Primär.

Bild 7b. Sekundär.

Bild 7a u. 7b. Schottsche Röhre. Heizung 2,8 Amp. Vorwärts. Sprung bei 67000 cm

Bild 8a. Primär.

Bild 8b. Sekundär.

Bild 8a u. 8b. Schottsche Röhre. Heizung 2,8 Amp. Rückwärts. Sprung bei 59000 cm.

Ton wurde mit weiterer Vergrößerung der Kapazität regelmäßig tiefer, dann aber trat kurz vor 67000 cm eine schwache aber deutliche Erhöhung des Tones ein und bei 67000 cm das Umspringen in den hohen Ton, der innerhalb der Oktave des Tones vor dem Umspringen lag. Ging man mit der Kapazität weiter, so trat nach dem Sprung noch eine schwache Erhöhung, dann aber eine ganz langsame Vertiefung ein, die selbst beim Kurzschließen der Sekundärkapazität nicht wesentlich tiefer wurde. Ging man nun mit der Kapazität wieder zurück, so wurde der Ton wieder höher, bis kurz vor dem Umschlagen, das jetzt bei 59000 cm eintrat, der Ton etwas tiefer wurde.

Um das Umschlagen selbst oszillographisch festzuhalten, wurde folgendermaßen verfahren: Während der Verschuß geöffnet war und der Lichtstrahl über die

Trommel des Oszillographen geführt wurde, mußte gleichzeitig einer der Drehkondensatoren des Sekundärkreises so gedreht werden, daß das Umschlagen möglichst dann eintrat, wenn der Strahl gerade über die Trommel hinweglief. Nach einiger Übung ließ sich dies leicht erreichen¹⁾.

Die Photogramme 7a und 7b zeigen nun das Umschlagen im Primär- und Sekundärkreis beim Vorwärtsgehen, wie wir im folgenden, um uns kurz auszudrücken,

s s s

Bild 9a. Primär.

s s s

Bild 9b. Sekundär.

Bild 9a u. 9b. Schottische Röhre. Heizung schwach. Vorwärts. Sprung bei 55000 cm.

s

Bild 10a. Primär.

s

Bild 10b. Sekundär.

Bild 10a u. 10b. Schottische Röhre. Heizung schwach. Rückwärts. Sprung bei 47000 cm.

die Variation von kleiner zu großer Kapazität nennen wollen. Zu bemerken ist, daß die Aufnahmen a und b nicht gleichzeitig, sondern nacheinander gemacht wurden, so daß sie nicht direkt miteinander vergleichbar sind. Die Stellen des Umspringens sind in den Bildern mit u bezeichnet. Man sieht, daß der Sprung der Frequenz

¹⁾ Zur Orientierung sei bemerkt, daß bei allen Aufnahmen die beiden Pfeile die zeitliche Bewegung andeuten. In Bild 7a fängt die Bewegung links oben an und das rechte Ende findet seine Fortsetzung wieder links in der nächsten Reihe.

hier sehr rasch vor sich geht. Vor u ist die Frequenz noch unverändert, während nachher sofort schon die höhere da ist. Die Amplitude nimmt allerdings hier in beiden Kreisen kurz vor dem Umschlagen etwas ab, um nach demselben sofort wieder konstant zu sein. Im Sekundärkreis haben wir fast reine Sinusschwingungen, während der Primärkreis stark verzerrt ist.

β (92 000)

α (89 000)

Bild 11a. Primär.

Bild 11b. Sekundär.

Bild 11a u. 11b. Röhre Studiengesellschaft. Normale Heizung. Vorwärts. Primär 29 500 cm. Tiefer Ton vor dem Umschlagen bei 89 000 cm. Sprung bei 92 000 cm.

Die Aufnahmen 8a und b zeigen das Umschlagen beim Rückwärtsgehen. Wesentliche Unterschiede gegenüber den vorigen Aufnahmen sind nicht vorhanden. Das Springen geschieht auch hier ganz unvermittelt.

Ein ganz anderes Bild erhielten wir, als wir die Heizung der Röhre von 2,8 auf 2,55 Amp. herabsetzten. Das Springen trat jetzt bei kleinerer Kapazität, und zwar beim Vorwärtsgehen bei 55 000 cm, beim Rückwärtsgehen bei 47 000 cm ein.

Primär.

Bild 12. Röhre Studiengesellschaft. Normale Heizung. Rückwärts. Sprung bei 87 000 cm.

Die bei den vorigen Aufnahmen a in der Nähe der Nulllinie aufgetretenen Zacken waren verschwunden, wenn auch von reinen Sinusschwingungen, wie von vornherein zu erwarten, im Primärkreis keine Rede sein kann¹⁾. Das Umschlagen geschieht in beiden Kreisen nicht mehr momentan, sondern unter einigen Schwebungen.

¹⁾ Auf die Erklärung der Zacken gedenken wir in der nächsten Arbeit zurückzukommen. Vorläufig sei nur bemerkt, daß sie wahrscheinlich mit der Änderung der Heizung und der Anregung der Röhre nicht zusammenhängen.

Man vergleiche dazu die Aufnahmen 9 und 10, die wieder zunächst das Springen beim Vorwärtsgehen (9) und dann beim Rückwärtsgehen zeigen (10). Auffallend ist, daß die Schwebungen beim Rückwärtsgehen viel weniger ausgebildet sind.

Benutzten wir andere Röhren, so waren die Erscheinungen im wesentlichen dieselben, nur trat der Sprung nicht mehr ganz an derselben Stelle ein.

Bei einer Röhre (Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren, ohne No.) zeigte sich allerdings eine besondere Erscheinung, die sehr stark von allen variablen Faktoren abhängig, nicht immer bei allen Röhren zu erhalten war. Beim Vorwärtsgehen schlug plötzlich (die Daten der Kreise waren dieselben wie oben angegeben. C_1 war konstant = 29 500 cm) bei einer Sekundärkapazität von ca. 89 000 cm (α Bild 11) der Ton in seine tiefere Oktave um, um dann erst bei 92 000 cm (β Bild 11) den üblichen Sprung in die Höhe zu tun. In den Aufnahmen 11 und 12 sind diese Verhältnisse festgehalten, und zwar in 11 a und b für das Vorwärtsgehen. Besonders im Sekundärkreis tritt die charakteristische Form dieses ganz tiefen Tones hervor. Man vergleiche auch Abb. 14, aus der hervorgeht, daß der Ton aus zwei Schwingungen im Verhältnis 1:2 zusammengesetzt ist, von denen die tiefere die kleinere Amplitude besitzt.

Aufnahme 14 gibt die Schwingungsformen unmittelbar vor Einsetzen, des ganz tiefen Tones, und nach dem Umschlagen noch einmal einzeln wieder. Nicht unter

Bild 13.

Bild 14.

allen Umständen war der ganz tiefe Ton stabil, wie bei dieser Anordnung. Manchmal ertönte er nur ganz kurz vor dem Springen. Beim Rückwärtsgehen trat er aber, wie aus Aufnahme 12 hervorgeht, nicht ein, sondern der Sprung vollzog sich in der üblichen Weise. Auf die Ursachen des Eintretens dieser besonderen Erscheinung gedenken wir nächstens näher einzugehen.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird bei den modernen Röhrensendern auftretende, für die Praxis sehr unangenehme Koppelungserscheinung, das sogenannte „Ziehen“, beschrieben.

Dann wird ein kurzer Auszug aus der bisher die Koppelungserscheinungen am besten umfassenden Theorie von M. Wien gegeben und besonders auf die Schwingungszahlen und Dämpfungen der entstehenden Koppelungsschwingungen hingewiesen.

Hierauf werden die Oszillogramme besprochen, die von dem Umschlagen der Frequenz aufgenommen wurden und auf einige hierbei zutage getretene besondere Erscheinungen aufmerksam gemacht.