AKUSTISCHE RÜCKKOPPLUNG UND RÜCKWIRKUNG

von

Dr.-Ing. Werner Bürck

1938

Konrad Triltsch Verlag Würzburg

7/2/38.

Nr. 1

AKUSTISCHE RÜCKKOPPLUNG UND RÜCKWIRKUNG

von

Dr.-Ing. Werner Bürck

1938

Konrad Triltsch Verlag Würzburg

97

S.05

621.396.5

POLITECHNIKA ŚLĄSKA
BIBLIOTEKA GŁÓWNA
w Gliwicach

9104

ALLE RECHTE,
AUCH DAS DER ÜBERSETZUNG IN FREMDE SPRACHEN,
VORBEHALTEN

137/57

DRUCK VON KONRAD TRILTSCH, WÜRZBURG
PRINTED IN GERMANY

Inhaltsverzeichnis.

Seite

1. Aufgabenstellung und Einführung 1

2. Der Rückkopplungsgrenzfall 2

3. Die akustische Rückwirkung einer einfachen Übertragungsanlage im freien Schallfeld

   a. Die Vorgänge im Schallfeld 3

   b. Die Messung des Rückwirkungsfaktors 5

   c. Die Leistungsverhältnisse bei akustischer Rückwirkung . . 6

   d. Methode und Versuchsapparatur zur Untersuchung von Ausgleichsvorgängen an Anlagen mit akustischer Rückwirkung . 7

   e. Die Ausgleichsvorgänge geschalteter Sinustöne bei akustischer Rückwirkung im Maximum der Frequenzkurve 9

   f. Die Ausgleichserscheinungen geschalteter Sinustöne bei akustischer Rückwirkung im Minimum und auf der Flanke der Frequenzkurve 13

4. Die akustische Rückwirkung einer Übertragungsanlage mit mehreren Schallwegen 17

5. Die akustische Rückwirkung in nichtlinearen Übertragungsanlagen

   a. Experimentelle Untersuchungen an einem Schwingungskreis mit nichtlinearer Dämpfung 20

   b. Zeitkonstantenlose nichtlineare Anlagen mit akustischer Rückwirkung 23

   c. Mit Zeitkonstanten arbeitende nichtlineare Anlagen (dynamikgeregelt) 25

6. Die akustische Rückwirkung als Raumwirkung und die Abschätzung ihrer zulässigen Größe in Übertragungsanlagen . . . 29

7. Zusammenfassung 32

Abbildungen 33

1. Aufgabenstellung und Einführung.

Bei Rundfunkgeräten, Mikrofonbesprechungsanlagen und ähnlichen Einrichtungen zur Übermittlung akustischer Vorgänge mit elektrischer Leistungsverstärkung macht sich zuweilen eine Erscheinung störend bemerkbar, die unter der Bezeichnung akustische Rückkopplung schon lange bekannt ist. Unter den physikalischen Bedingungen, wo akustische Rückkopplung als Brummen, Heulen oder Pfeifen bereits eingesetzt hat, ist ein ordnungsgemäßer Betrieb der Anlage unmöglich. Es sind daher, besonders in funktechnischen Fachzeitschriften, eine Reihe kleinerer Aufsätze erschienen, die, ausgehend von den Ursachen der unerwünschten Erscheinung, Maßnahmen zu ihrer Bekämpfung oder Vermeidung empfehlen. Zweck der vorliegenden Arbeit soll es sein, die physikalischen Vorgänge der akustischen Rückwirkung, die im Grenzfall zum Einsatz des Rückkopplungsheulens führt, klarzustellen, in einfachen Fällen analytisch zu erfassen und daraus die für die Praxis notwendigen Dimensionierungsregeln abzuleiten.

Das Wesen der akustischen Rückwirkung besteht darin, daß von einem Schallsender ausgehende Schallenergie auf solche Teile der den Schallsender speisenden Anlage auftrifft, die eine Umwandlung der auftreffenden Schallenergie in eine wieder dem Schallsender zugeführte Energieform vornehmen; meist handelt es sich hier um elektrische Energie. Voraussetzung ist also stets das Vorhandensein eines Schallsenders (Lautsprecher) und eines Schaltungselementes mit Mikrofonwirkung [1]). Abgesehen von Mikrofonen können alle Teile einer Anlage Mikrofonwirkung zeigen, die mechanisch leicht beweglich sind und deren Vibrationen ihre elektrischen Eigenschaften verändern, z. B. Leitungen und Kondensatoren (Kapazitätsänderungen). Im besonderen Maße können Verstärkerröhren [2]) eine meist stark selektive Mikrofonwirkung zeigen. Mechanische Erschütterungen durch zugeführten Schall rufen kleine Bewegungen des Glaskörpers und des inneren Systems hervor, die ihrerseits wieder zu Änderungen der elektrischen Daten (Durchgriff, Steilheit usw.) führen. In der Regel tritt eine größere Amplitude der mechanischen Schwingungen nur bei einzelnen Frequenzen auf, die den Resonanzfrequenzen der einzelnen mechanischen schwingungsfähigen Gebilde entsprechen. Die Bestrebungen im mechanischen Aufbau der Verstärkerröhren haben mit Erfolg dazu geführt, durch Verstärkung der Halterungen und starke Dämpfung der Eigenfrequenzen die Klingneigung einzu-

---

[1]) H. Barkhausen, Elektronenröhren, II. Band, S. 239, Leipzig 1933.

[2]) A. C. Rockwood und W. R. Ferris, Proc. Inst. Radio-Eng. 17, 1621, 1929.
W. Graffunder und F. Neulen, Telefunken-Röhre, Heft 5, Nov. 1933.
DRP 456 340 v. 5. 1. 1917. Signal-G.m.b.H.
Franz. Pat. 802 988 v. 5. 3. 1936, R. Popelard.

schränken. In Abb. 1 sind Klingkurven einer älteren Röhrentype und eines verbesserten Modells zu sehen. Die Messung der Röhrenmikrofonwirkung geschieht beispielsweise so, daß die Röhre mechanisch in sinusförmige Schwingungen bei allen Frequenzen versetzt und die entstehende elektrische Klingspannung gemessen wird. Eine merkbare akustische Rückwirkung ist nur bei den wenigen Frequenzen großer Klingamplitude zu befürchten. In ausführlicher Weise sind alle Fragen des Röhrenklingens, besonders die verschiedenen Prüf- und Meßmethoden und die Bedeutung des Klingens im Rundfunk-Empfänger von Graffunder und Rothe [3]) behandelt worden. In der Fernsprechtechnik und in Konferenzanlagen werden Echosperren benutzt, um das Rückfließen von Energie vom Sprechmikrofon auf das in räumlicher Nähe befindliche Telefon zu vermeiden [4]).

Der praktisch wichtigste Fall akustischer Rückwirkung tritt bei Mikrofonbesprechungsanlagen auf, also ein Fall, wo eine möglichst gleichmäßige Frequenzkurve angestrebt wird und damit alle Frequenzen für die akustische Rückwirkung in Betracht kommen können.

2. Der Rückkopplungsgrenzfall.

Es sei eine Besprechungsanlage, bestehend aus Mikrofon, Verstärker und Lautsprecher gegeben. Der Energiewert des gerade übertragenen Schalles (es kann dieser auch nur Störpegel sein) habe die mit dem Werte 1 bezeichnete Größe, die mit Hilfe von Fremdenergie auf irgendeinen wesentlich größeren Wert gebracht und dann vom Lautsprecher abgestrahlt wird. Auf dem Schallrückweg vom Lautsprecher zum Mikrofon wird der Schall nun wieder geschwächt. Ist der zurückkehrende Energiebetrag größer als 1, also größer als der ursprünglich das Mikrofon besprechende Schall, so wird in der Regel die Anlage auf hohe Amplituden aufgeschaukelt und zur Selbsterregung gebracht. Die Phasenlage des zurückkehrenden Schalldruckanteils relativ zum Besprechungsschall spielt insofern eine Rolle, als nur bei Gleichphasigkeit die Selbsterregung einsetzen kann.

Für die folgenden Untersuchungen sei, Gleichphasigkeit vorausgesetzt, der zur Selbsterregung führende kritische Verstärkungsgrad mit 1 bezeichnet und der im Betrieb vorhandene Verstärkungsgrad als Bruchteil dieses kritischen Verstärkungsgrades mit Rückwirkungsfaktor R (ω) bezeichnet. Man kann R (ω) auch als Verhältnis von Gesamtverstärkung der Anlage zur Gesamtschwächung auf dem Schallrückweg ansehen. Im Rückkopplungsgrenzfall ist R (ω) = 1, in allen Fällen praktischen Betriebes hat R (ω) einen Wert zwischen 0 und 1. Die Maßnahmen, die gegen den Einsatz der Selbsterregung getroffen werden können, gehen immer darauf hinaus R (ω) zu verkleinern. Dies kann z. B. durch Herabsetzung des Verstärkungsfaktors geschehen: in der Regel wird man außerdem die Richtcharakteristik, die bei den meisten Mikrofonen und Lautsprechern

---

[3]) W. Graffunder und H. Rothe, Telefunken-Röhre. Heft 6, März 1936, und Heft 8, November 1936.

[4]) USA-Pat. 1 773 776 v. 2. 3. 1928, G. Crisson.

sehr ungleichmäßig verläuft, ausnutzen [5]). Es muß dabei darauf geachtet werden, daß außer dem direkten Schallweg vom Lautsprecher zum Mikrofon noch indirekte Wege durch Reflexionen, z. B. an Wänden vorhanden sein können. Abhilfemaßnahmen, die darauf beruhen, daß bei einer oder einzelnen zur Rückkopplung neigenden Frequenzen am Mikrofon gerade Gegenphase erzeugt wird [6]), sind in der Regel praktisch nutzlos, da die Schallverteilung nicht konstant bleibt (Wind, Zuhörer).

Das stabile Arbeiten einer Übertragungsanlage ist im Rückkopplungsgrenzfall nicht möglich. Es soll nun im folgenden gezeigt werden, daß auch bei schwächeren Rückkopplungsgraden Erscheinungen auftreten, die für qualitativ hochwertige Übertragungen nicht zugelassen werden dürfen.

3. Die akustische Rückwirkung einer einfachen Übertragungsanlage im freien Schallfeld.

a. Die Vorgänge im Schallfeld.

Es sei wieder eine Übertragungsanlage gegeben, die aus einem Mikrofon, Verstärker und Lautsprecher bestehe und in einem vollkommen schallabsorbierenden Raum oder im freien Raum aufgestellt sei. Mikrofon und Lautsprecher müssen ferner kleine räumliche Ausdehnung gegen ihre gegenseitige Entfernung besitzen, das schallaufnehmende System des Mikrofons sei klein gegen die Schallwellenlänge in Luft. Der Abstand zwischen Lautsprecher und Mikrofon betrage d (in Metern), in der Entfernung a (in Metern) vom Mikrofon sei eine Schallquelle aufgestellt. Im Betriebsfall der Anlage sind Sprecher, Musikinstrumente u. ä. die Schallquelle; für Messungen wird ein Lautsprecher benutzt, der sinusförmige Druckschwankungen einstellbarer Frequenz liefert (Anordnung Abb. 2). Der Verstärkungsfaktor der Anlage liege unter dem Schwächungsfaktor auf dem Wege vom Lautsprecher zum Mikrofon. Von der Schallquelle her treffe nun ein dauernder Sinuston mit bestimmter Phase auf das Mikrofon. Im allgemeinen wird der vom Lautsprecher zurückflutende Schall einen gewissen Phasenwinkel φ gegen den von der Schallquelle am Mikrofon eintreffenden besitzen. Es gilt die Beziehung:

$$d = \lambda \cdot \left(n + \frac{\varphi}{2\pi} \right), \tag{1}$$

wenn λ die Wellenlänge des Tones in Luft und n eine beliebige positive ganze Zahl darstellt. Die Laufzeit bzw. Phasendrehung im elektrischen Teil der Anlage kann für diese Betrachtung unberücksichtigt bleiben. Gleichphasigkeit am Mikrofon tritt also ein, wenn $\varphi = 0$ wird. Es wird $\lambda_n = \frac{d}{n}$; da $\lambda = \frac{c}{f}$ ist (c = Schallgeschwindigkeit in Luft, f = Frequenz), so findet bei allen Frequenzen

[5]) DRP 609 082 v. 2. 5. 1931, Telefunken G.m.b.H.
Schad, Funkhandel 8, H. 5., 1, 1931, und Radio, 11, 190, 1933.
G. Froboeß, Funktechn. Vorwärts 5, H. 16, 81, 1935.
H. W. Kloß, Radio-Umschau 9, Nr. 1, 1, 1932.
Radiohändler 9, H. 15, 588, 1932.

[6]) DRP 492 256 v. 1. 9. 1928, AEG.

(2) $$f_n = n \cdot \frac{c}{d}; \quad n = 0, 1, 2, 3 \ldots$$

eine skalare Addition der verschiedenen Schallanteile im Mikrofon statt. Das bedeutet, daß nur bei $f_0 = 0$, $f_1 = \frac{c}{d}$, $f_2 = 2\frac{c}{d}$ u.s.f. akustische Selbsterregung möglich ist. Zwischen diesen Frequenzen f_n liegen Frequenzen $f_{\frac{2n+1}{2}}$, bei denen der Rückschall in Gegenphase am Mikrofon eintrifft. Nimmt man der Einfachheit halber zunächst an, die Frequenzcharakteristik der Übertragungsanlage $F_0(\omega)$ verlaufe geradlinig, so sieht man, daß durch die akustische Rückwirkung diese gerade Frequenzkurve in eine neue $F(\omega)$ verzerrt wird, die kammförmig verläuft, wie auch experimentell bestätigt wird. f_n sind hier die Frequenzen, wo sich Maxima befinden, $f_{\frac{2n+1}{2}}$ die Frequenzen tiefster Einsattelung.

In Abb. 5 sind gemessene Frequenzkurven $F_0(\omega)$ und $F(\omega)$ für zwei verschiedene Betriebsfälle dargestellt. Bild a zeigt die Frequenzkurvenverformung bei ziemlich großem Abstand d und entsprechend vielen Spitzen, Bild b bei kleinem Abstand mit größerem Frequenzabstand f_1 zwischen den Spitzen der Frequenzkurve.

Um den Wert der durch akustische Rückwirkung bedingten maximalen Überhöhung auf Spitzen der Frequenzkurve zu ermitteln, betrachte man den Vorgang, der sich beim plötzlichen Einschalten der Schallquelle ergibt, in seiner zeitlichen Aufeinanderfolge. Der zunächst direkt das Mikrofon treffende Schalldruckbetrag habe den Wert 1. Ein gewisser Betrag hiervon, dem Werte nach gleich $R(\omega)$ = Verstärkungsfaktor geteilt durch Schwächungsfaktor, kommt nach einer Laufzeit $\tau = \frac{d}{c}$ phasenrichtig dazu, falls die geschaltete Frequenz auf ein Maximum der Frequenzkurve fällt; nach einer weiteren Zeit τ kommt wieder ein Bruchteil von $R(\omega)$, dem Werte nach gleich $[R(\omega)]^2$ hinzu u.s.f. Die einzelnen Zuwachse bilden eine geometrische Reihe. Der Endwert des Schalldruckes erreicht also die Größe ϱ (= Überhöhungsfaktor):

(3) $$\varrho = 1 + R(\omega) + [R(\omega)]^2 + [R(\omega)]^3 + \ldots = \frac{1}{1 - R(\omega)}.$$

Für den Fall der Gegenphasigkeit ergibt sich:

(4) $$\varrho' = 1 - R(\omega) + [R(\omega)]^2 - [R(\omega)]^3 + \ldots = \frac{1}{1 + R(\omega)}.$$

Für den Rückkopplungsgrenzfall wird $R(\omega) = 1$, und somit

$$\varrho = \infty \text{ und } \varrho' = 0{,}5.$$

Der wirksame Betrag des Rückwirkungsfaktors verläuft, genau mit der Phasendifferenz am Mikrofon, nach einer Cosinusfunktion mit der Periode $2\pi \cdot f_1 = 2\pi \cdot \frac{c}{d}$. Damit ergibt sich der Verlauf der durch akustische Rückwirkung abgewandelten Frequenzkurve der Übertragungsanlage aus der ursprünglichen Frequenzkurve $F_0(\omega)$ nach der Formel:

$$F(\omega) = \frac{F_0(\omega)}{1 - R(\omega) \cdot \cos\left(2\pi f \cdot \frac{d}{c}\right)} \tag{5}$$

Aus der Form der Frequenzkurve F (ω) sind auch die Erscheinungen bei dem bekannten Versuch erklärbar, wo durch langsames Vergrößern des Abstandes d zwischen Mikrofon und Lautsprecher die Selbsterregungsfrequenz im Rückkopplungsgrenzfall langsam absinkt, um dann plötzlich wieder hochzuspringen und bei weiterer Vergrößerung von d abermals langsam abzusinken. Diese Tatsache wurde zuerst in Rohren beobachtet [7]), der Versuch ist aber auch im freien Schallfeld durchgeführt worden.

Der Vorgang ist so zu erklären, daß zunächst die Selbsterregung auf einer Frequenz eingesetzt hat, die auf einer Spitze der Frequenzkurve F (ω) liegt. Wird nun der Abstand d vergrößert, so rücken die Spitzen der Frequenzkurve langsam gegen tiefere Frequenzen hin zusammen. Wäre F_0 (ω) konstant, so ließe sich die Selbsterregungsfrequenz beliebig zu tieferen Frequenzen hin mitziehen. Da aber in allen Fällen nur Spitzen von F (ω) zur Selbsterregung führen, wo gleichzeitig F_0 (ω) ein bevorzugtes Frequenzgebiet besitzt, so läßt sich bei Vergrößerung von d die Selbsterregungsfrequenz nur so weit mitnehmen, bis die nächstgelegene Spitze bei vorher höheren Frequenzen in das bevorzugte Gebiet von F_0 (ω) eingetreten ist. Nun tritt ein Springen der Rückkopplungsfrequenz auf diese Spitze auf. Bei weiterer Vergrößerung von d wiederholt sich der Vorgang.

b. Die Messung des Rückwirkungsfaktors.

Soll der Verlauf der betriebsmäßigen Frequenzkurve F (ω) in einem bestimmten Fall ermittelt werden, so ist R (ω) im betriebsmäßigen Zustand der Anlage zu messen. Hierzu ist, wie in Abb. 4 dargestellt, die Anlage zweckmäßigerweise im Gitterkreis der Endstufe zu unterbrechen. Der Endstufe ist Tonfrequenz zuzuführen, die bei allen Frequenzen konstant auf die Spannung V_1 eingestellt wird. Die vom Lautsprecher über Mikrofon und Vorverstärkung gelangenden Frequenzen werden als Spannung V_2 (ω) gemessen. Es ist darauf zu achten, daß die Anpassungsverhältnisse durch die Unterbrechung der Anlage sich nicht ändern; wenn z. B. R einen hohen Gitterableitwiderstand darstellt, ist V_2 mit einem statischen Voltmeter zu messen. Der Rückwirkungsfaktor der Anlage ergibt sich einfach aus der Beziehung

$$R(\omega) = \frac{V_2(\omega)}{V_1}. \tag{6}$$

Durch die Messung von R (ω) ist der Verlauf von F_0 (ω) schon gegeben, vorausgesetzt, daß der Schallrückweg keinen Frequenzgang besitzt. Das ist im freien Schallfeld in Luft der Fall, wenn die Entfernung d zwischen Mikrofon und Lautsprecher nicht zu groß und die in Frage

---

[7]) A. E. Kennelly und W. L. Upson, Proc. Amer. Phil. Soc., 47, 329, 1908; vgl. auch A. W. Porter und R. E. Gibbs, Phil. Mag. 6, 41, 432, 1921.

kommenden Frequenzen nicht sehr hoch sind. Unter den eben erwähnten Voraussetzungen nimmt aber die Schallintensität bekanntlich annähernd mit dem Quadrat der Entfernung, der Schalldruck (die Spannung) also mit d ab. Hieraus ergibt sich

$$R(\omega) = k \cdot \frac{1}{d} \cdot F_0(\omega); \; k = \text{Konstante}. \tag{7}$$

Ist die so ermittelte oder anderweitig bekannte Frequenzkurve $F_0(\omega)$ ohne akustische Rückwirkung als konstant $= k'$ anzusehen, so erhält man für die Betriebsfrequenzkurve

$$F(\omega, d) = \frac{1}{\frac{1}{k'} - k \cdot \frac{1}{d} \cdot \cos \frac{\omega \cdot d}{c}}; \; \omega = 2\pi f. \tag{8}$$

In Abb. 5 ist die betriebsmäßige Verformung der Frequenzkurve abhängig von $R(\omega)$ bei konstantem $F_0(\omega)$ dargestellt.

c. Die Leistungsverhältnisse bei akustischer Rückwirkung.

Durch die akustische Rückwirkung wird die Amplitude von Frequenzen, die auf Maxima der Frequenzkurve fallen, um den Faktor ϱ vergrößert. Bei diesen Frequenzen muß also die Leistung der verwendeten Verstärker und Lautsprecher das ϱ^2-fache der Leistung ohne akustische Rückwirkung betragen, um starke nichtlineare Verzerrungen zu vermeiden. Der maximale Leistungsvergrößerungsfaktor beträgt mit

$$G_{max} = \frac{1}{[1 - R(\omega)]^2}. \tag{9}$$

Im praktischen Betrieb kommt es aber kaum vor, daß die Anlage mit einem einzigen Ton voll ausgesteuert werden soll. In der Regel handelt es sich um ein zu übertragendes Frequenzgemisch; man darf wohl in erster Näherung annehmen, daß im Mittel sich die Schallanteile auf alle Frequenzen eines Frequenzbandes der Breite $\frac{c}{d}$ gleichmäßig verteilen. Bei der Frequenzkurve $F_0(\omega)$ werde innerhalb des Frequenzgebietes f_n bis f_{n+1} die Leistung 2π übertragen. Es ist dann die mit der Frequenzkurve $F(\omega)$ in demselben Gebiet zu übertragende Leistung durch den Ausdruck

$$N = 2 \cdot \int_0^{\pi} \left[\frac{1}{1 - R(\omega) \cdot \cos x}\right]^2 dx \tag{10}$$

gegeben. Der mittlere Leistungsvergrößerungsfaktor erhält damit den Wert:

$$G = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{\pi} \frac{dx}{(1 - R(\omega) \cdot \cos x)^2} \tag{11}$$

Die Auswertung[8]) ergibt

$$(12) \qquad G = \frac{1}{\pi} \cdot \left[\left| \frac{R(\omega)}{1-[R(\omega)]^2} \cdot \frac{\sin x}{1-R(\omega)\cdot\cos x} \right|_0^{\pi} + \frac{1}{1-[R(\omega)]^2} \cdot \int_0^{\pi} \frac{dx}{1-R(\omega)\cdot\cos x} \right] = \frac{1}{(1-[R(\omega)]^2)^{3/2}} .$$

In Abb. 6 ist G_{max} und G als Funktion von R (ω) dargestellt.

d. Methode und Versuchsapparatur zur Untersuchung von Ausgleichsvorgängen an Anlagen mit akustischer Rückwirkung.

Als Methode zur Feststellung der Veränderung von Ausgleichsvorgängen ist die Verwendung plötzlich ein- und ausgeschalteter Sinustöne möglich, die sich bei verschiedenen Untersuchungen bewährt hat[9]). Unter plötzlich geschaltet ist hierbei zu verstehen, daß die Spannung vom Werte Null aus auf einen beliebigen Wert springt, den die Sinusfunktion annehmen kann, weiterhin nach einer reinen Sinusfunktion verläuft und von einem beliebigen ihrer Werte aus wieder nach der Nullinie springt. Abb. 7 zeigt ein Oszillogramm dieses Vorganges mit tiefer (Bild a) und höherer (Bild b) Frequenz. Bei Bild c ist zu sehen, welchen Spannungsverlauf ein derartiger Vorgang, der beispielsweise über einen hohen Vorwiderstand auf einen elektrischen Schwingungskreis bestimmter Dämpfung einwirkt, an dem Schwingungskreis hervorruft. Es ergibt sich bekanntlich, sofern die geschaltete Frequenz mit dem Maximum der Frequenzkurve des Schwingungskreises (= Resonanzfrequenz) zusammenfällt, ein exponentielles Einschwingen der Spannung mit einer durch die Dämpfung bestimmten Zeitkonstante und ein ebenfalls exponentielles Abklingen mit derselben Zeitkonstante.

Da die durch akustische Rückwirkung verformte Frequenzkurve aus lauter einzelnen über das ganze Frequenzband gleichmäßig verteilten „Resonanzstellen" mit einem gegenseitigen Abstand f_1 besteht, so ist eine der oben geschilderten ähnliche Veränderung eines plötzlich geschalteten Sinustones zu erwarten, wenn nur die Frequenz des geschalteten Tones auf einem Maximum der Frequenzkurve liegt.

Zur bequemen Ermittlung dieser Vorgänge wurde eine Versuchsschaltung nach Abb. 8 aufgestellt. In der gezeichneten Stellung des Umschalters U erhält der als Schallquelle dienende Lautsprecher L_1 plötzlich ein- und aussetzende Sinusspannungen als Meßschall. Dieser wird vom Kondensatormikrofon M (Abstand a vom Lautsprecher L_1) aufgefangen, verstärkt und an den im Abstand d vom Mikrofon aufgestellten Lautsprecher L_2 gegeben. Gleichzeitig ist über einen besonderen Verstärker ein Oszillograph angeschlossen, der die in der Anlage entstehenden

[8]) W. Laska, Sammlung von Formeln der reinen und angewandten Mathematik, S. 192 und 263, Braunschweig 1888—1894.

[9]) W. Bürck, P. Kotowski und H. Lichte, Ann. d. Physik 25, 433, 1936, und Elektr. Nachrichtentechnik, 13, 47, 1936.

Spannungen aufzuzeichnen gestattet. Wird der Umschalter U umgelegt, so wird die Übertragungsanlage aufgeteilt, der Lautsprecher L_2 erhält Dauerton zur Messung von R (ω) bzw. F_0 (ω). Die Lautsprecher wurden auf freiem Feld mit gut dämpfender Bodenbewachsung aufgestellt; es handelte sich um elektrodynamische tiefabgestimmte Lautsprecher (maximale Belastung 5 bzw. 70 Watt) in Schallschirmen von etwa 1 m². Der Abstand a ist ohne Einfluß auf den Verlauf der Ausgleichsvorgänge, er bewirkt nur deren Parallelverschiebung auf der absoluten Zeitachse um den Betrag $\frac{a}{c}$. Der Abstand bestimmt die Laufzeit $\tau = \frac{1}{f_1}$ und geht damit als Faktor in den zeitlichen Verlauf der Ausgleichsvorgänge ein.

Bei den Messungen ist die Frequenzkonstanz des Schallsenders von großem Einfluß auf die Genauigkeit. Besonders bei großen Abständen d zwischen Mikrofon und Lautsprecher, wo die Spitzen und Senken der Frequenzkurve sehr dicht beieinander liegen (bei d = 100 m z. B. beträgt der Frequenzabstand zweier Spitzen nur etwa 3 Hz) ist eine Genauigkeit der Frequenzeinstellung des Schallgebers auf Zehntel-Hertz notwendig, um beispielsweise auf ein Maximum einstellen zu können. Im Falle der Inkonstanz der Frequenz ergeben sich Oszillogramme etwa nach Abb. 9 (der primäre Vorgang bei Kurve a ist Dauerton, bei b ein plötzlich ein- und ausgeschalteter Ton), die keine Gesetzmäßigkeiten mehr erkennen lassen.

Da es sich hier zunächst um Messungen im freien Schallfeld handeln soll, ist die zu untersuchende Anlage so aufzustellen, daß keine schallreflektierenden Gegenstände (Bäume usw.) in allzu großer Nähe stehen. Auch sich bewegende Menschen und Tiere können in größerem Umkreis zu störenden Reflexionen Anlaß geben.

Der akustische Störpegel (Flugzeuge, Windgeräusch u. ä.) kann bei großen Abständen d, besonders wenn es sich um Messungen in Senken der Frequenzkurve handelt, störende Werte annehmen.

Der Einfluß des Windes ist nicht nur wegen der Störgeräusches, sondern auch wegen der schon erwähnten mehr oder weniger ausgeprägten Richtwirkung der Lautsprecher und Mikrofone sehr unangenehm. Abb. 10 zeigt Richtwirkungsdiagramme eines Mikrofons und eines Lautsprechers [10]). Besonders für den Fall, daß die Windrichtung einen größeren Winkel zur Verbindungsgeraden zwischen Mikrofon und Lautsprecher einschließt, tritt ein „Verblasen" der gegenseitigen Richtcharakteristik ein. Die eintretenden Schwankungen eines Dauertones auf dem Schallwege wurden für verschiedene Frequenzen und Entfernungen d oszillographiert und sind in Abb. 11 wiedergegeben (für normales Kondensatormikrofon und Konuslautsprecher in Schallwand). Zum Teil sind die Schwankungen allerdings auch durch stehende Wellen zwischen Lautsprecher und Mikrofon bzw. dessen Umgebung verursacht, die durch den Wind ebenfalls verblasen werden.

Die störenden Schwankungen steigen bei Vergrößerung des Abstandes, Zunahme der Windstärke und Erhöhung der Frequenz. Die letztere Erscheinung kann durch Verwendung richtungsunabhängiger Lautsprecher (Pilze, Ampeln) abgeschwächt werden.

---

[10]) C. A. Hartmann, Zeitschr. f. Techn. Phys., 13, 9, 1932.

c. Die Ausgleichserscheinungen geschalteter Sinustöne bei akustischer Rückwirkung im Maximum der Frequenzkurve.

Die Abb. 12 zeigt Oszillogramme von plötzlich geschalteten Sinustönen, die auf Spitzen der Frequenzkurve fallen. Bei großem Abstand d kann man deutlich den allmählich in Stufen nach Gleichung (3) sich vollziehenden Aufbau bis zur Dauerspannung erkennen, deren Verhältnis zur ersten Stufe den Wert ϱ ergibt. R (ω) ist unmittelbar aus den Oszillogrammen ablesbar, nämlich

$$R(\omega) = 1 - \frac{\text{Amplitude der 1. Stufe}}{\text{Endamplitude}} = \frac{\text{Amplitude der 2. Stufe}}{\text{Amplitude der 1. Stufe}} - 1,$$

ebenso f_1 als $\frac{1}{\tau}$. Für kleine Abstände d werden die einzelnen Stufen immer kleiner wegen der abnehmenden Laufzeit τ, um schließlich, wenn $\tau < \frac{1}{f}$ geworden ist, überhaupt zu verschwinden. Dann ergibt sich ein rein exponentielles An- und Abschwellen der Töne, genau wie bei einem Schwingungskreis auf der Resonanzfrequenz.

Untersuchungen in Räumen, die ja bekanntlich auch eine kammförmige, wenn auch nicht sehr regelmäßige „Frequenzkurve" besitzen, haben gezeigt, daß der Ersatz eines Raumes durch ein System nicht oder schwach gekoppelter Schwingungsgebilde die Dauerzustände und besonders auch die Ausgleichsvorgänge des Schalldruckes mathematisch erfaßbar macht[11]). Die Vermutung liegt nahe, daß das Verfahren eines Ersatzes durch Schwingungsgebilde auch bei akustischer Rückwirkung anwendbar und wegen der großen Regelmäßigkeit der Vorgänge besonders einfach wird.

Der Vorgang des stufenweisen Aufbaues der Spannung kann als exponentielles Anschwingen der geschalteten Frequenz, überlagert von gedämpften kippschwingungsartigen Schwebungen benachbarter Resonanzfrequenzen gedeutet werden. Die Fremdfrequenzen, die die Schwebungen bilden, müssen, wie im folgenden gezeigt wird, zur geschalteten Frequenz im Verhältnis n : (n $\pm$ 1), n : (n $\pm$ 2), n : (n $\pm$ 3) usw. stehen und bestimmte Amplituden- und Phasenbeziehungen besitzen, um gerade den stufenähnlichen Aufbau der Spannung zu ergeben.

Der einfachste Fall ohne Dämpfung der Frequenzen ergibt eine Treppenkurve mit gleich hohen Stufen, was als lineares Ansteigen der Amplitude der geschalteten Frequenz mit der Zeit und einer zusätzlichen Modulation mit einer reinen Kippschwingung aufzufassen ist. Dies entspricht dem Grenzfall R (ω) = 1.

In Abb. 13 zeigt Kurve a den Treppenaufbau, der nach Bild b zerlegt wird. Ist Ω die geschaltete Kreisfrequenz, so ist der erste Teil von Bild b gegeben durch

---

[11]) W. Bürck, P. Kotowski und H. Lichte, Elektr. Nachrichtentechnik, 13, 268, 1936.

$$(13) \qquad f_1(t) = \frac{t}{2\pi} \cdot \sin \Omega t,$$

was einem einfachen Sinuston gleichkommt, der mit der Zeit immer lauter wird. Der zweite Teil ist darstellbar durch

$$(14) \qquad f_2(t) = \frac{1}{2} \sin \Omega t \cdot \left[1 + \frac{1}{\pi} \cdot \left(\frac{\sin \omega t}{1} + \frac{\sin 2\omega t}{2} + \frac{\sin 3\omega t}{3} + \dots\right)\right],$$

was einem Modulationsvorgang entspricht.

ω, 2ω, 3ω u.s.f. sind dabei die objektiv nicht im Frequenzspektrum enthaltenen Frequenzen der Schwebungen, wenn die modulierende Kippschwingung durch die Reihe

$$(15) \qquad y = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \cdot \left(\frac{\sin x}{1} + \frac{\sin 2x}{2} + \frac{\sin 3x}{3} + \dots\right),$$ [12]

$$x = \omega t$$

dargestellt wird (Abb. 13c). So ergibt sich

$$(16) \qquad f_2(t) = \frac{1}{2} \sin \Omega t + \frac{1}{4\pi} \cos(\Omega - \omega) t - \frac{1}{4\pi} \cos(\Omega + \omega) t$$
$$+ \frac{1}{8\pi} \cos(\Omega - 2\omega) t - \frac{1}{8\pi} \cos(\Omega + 2\omega) t$$
$$+ \frac{1}{12\pi} \cos(\Omega - 3\omega) t - \frac{1}{12\pi} \cos(\Omega + 3\omega) t$$
$$+ \dots \qquad - \dots$$

Die Absolutwerte der in diesem Vorgang vorhandenen Amplituden sind in Abb. 14 dargestellt. Die Amplitude der angestoßenen Nachbarresonanzen nimmt also Werte an, die umgekehrt proportional zu ihrem Abstand von der geschalteten Frequenz sind. Die Schwebungen mit den beiden nächst benachbarten Frequenzen haben die Frequenz $\frac{\omega}{2\pi} = f_1$, die mit den weiter entfernten Resonanzfrequenzen die Frequenz $2 f_1$ u.s.f., d. h. alle Resonanzen haben untereinander den Abstand f_1 und liegen symmetrisch zur geschalteten Frequenz, was den beiden symmetrischen Seitenbändern des Modulationsvorganges entspricht. In allen Fällen, wo wie hier die Anordnung der Nachbarresonanzfrequenzen symmetrisch um die geschaltete Frequenz ist, wird der Vorgang durch die bekannte Modulationsformel

$$(17) \qquad f(t) = (1 + my) \cdot \sin \Omega t$$

erfaßt. m ist der Modulationsgrad, y die Schwebungskurve oder Umhüllende. Es zeigt sich nun, daß zur Berechnung der Amplitudenverhältnisse der angestoßenen Resonanzen eine Analyse der Umhüllenden bereits ausreicht, sofern die Anwendung der Modulationsformel überhaupt zuläsig ist. Setzt man nämlich z. B. für y in Gleichung (17) als einfachsten Fall $\sin \omega t$ ein, so ergibt sich

$$(18) \qquad f(t) = \sin \Omega t + \frac{m}{2} \cos(\Omega - \omega) t - \frac{m}{2} \cos(\Omega + \omega) t.$$

[12]) Hütte 1931, Bd. I, S. 189 und 190.

Der Modulationsgrad m kommt als Faktor in die Amplitudenwerte der Fremdfrequenzen, die dadurch proportional zu den aus der Analyse der Umhüllenden sich ergebenden Schwebungsamplituden werden. Im oben berechneten Beispiel genügt also die Aufstellung der Gleichung (15) zur Bestimmung des Amplitudenverhältnisses der angestoßenen Resonanzfrequenzen.

Ist R (ω) nicht mehr gleich 1, wie bisher angenommen wurde, sondern kleiner, so ist die Gleichung (15) durch

$$y = \frac{1}{2} \cdot e^{-x/\Theta} + \frac{1}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cdot e^{-x/\Theta} \cdot \sin nx, \tag{19}$$

Θ = Zeitkonstante

zu ersetzen. Die Schwebungsamplituden sind gedämpft, der Endwert des Vorganges von der Größe $\frac{1}{1 - R(\omega)}$ bleibt endlich.

Wie die Berechnungen zeigen, ist die Auffassung einer einfachen Übertragungsanlage mit akustischer Rückwirkung als Superposition von Schwingungsgebilden ebenso berechtigt wie die Auffassung als besonders einfacher, nämlich von zwei parallelen reflektierenden Wänden begrenzter Raum [13]).

Die unnatürliche Wirkung einer Übertragungsanlage mit akustischer Rückwirkung besteht also ganz allgemein darin, daß sie dem Ohr einen Raum mit größerem An- und Nachhall vortäuscht, als gemäß dem optischen Eindruck erwartet wird.

Die Analogie der Erscheinungen bei akustischer Rückwirkung und Raumwirkung wird in den folgenden Untersuchungen immer deutlicher hervortreten.

In erster Linie interessieren nun die auch bei Raumuntersuchungen wichtigen Zeitkonstanten, mit denen die Ausgleichsvorgänge ablaufen.

Ebenso, wie sich bei Schwingungskreisen aus der Frequenzkurve näherungsweise die Dämpfungsdekremente und Ausgleichszeitkonstanten bestimmen lassen, ist dies auch bei Frequenzkurven möglich, die durch akustische Rückwirkung verformt sind. Zu diesem Zweck wird die Größe des in der Frequenzachse (Abszisse) liegenden Stückes Δf bestimmt, bei dem die Ordinaten (Spannungswerte) gerade das $\frac{1}{\sqrt{2}}$-fache des maximalen Wertes an der Resonanzspitze betragen. An diesen Punkten wird die halbe Leistung übertragen.

Im hier betrachteten Falle sei die Ordinate allgemein

$$F(\omega) = y = \frac{1}{1 - R(\omega) \cos 2\pi \frac{f}{f_1}}, \tag{20}$$

die maximale Ordinate hat den Wert

$$y_{max} = \frac{1}{1 - R(\omega)}. \tag{21}$$

[13]) Vergl. auch G. Jäger, Eigentöne geschlossener und offener Räume, der Straßen und Plätze, Wien 1936.

Wenn $y = \frac{y_{max}}{\sqrt{2}}$, so ist f gerade $= \frac{\Delta f}{2}$. Es ist also anzusetzen:

$$\frac{y_{max}}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot [1 - R(\omega)]} = \frac{1}{1 - R(\omega) \cdot \cos \frac{\pi \cdot \Delta f}{f_1}}; \tag{22}$$

daraus ergibt sich

$$\cos \frac{\pi \Delta f}{f_1} = \sqrt{2} - \frac{\sqrt{2} - 1}{R(\omega)}. \tag{23}$$

Da die Zeitkonstante $T = \frac{1}{\pi \cdot \Delta f}$, erhält man schließlich

$$T = \frac{1}{f_1 \cdot \arccos \left[\sqrt{2} - \frac{\sqrt{2} - 1}{R(\omega)}\right]}. \tag{24}$$

Diese Formel gilt nur näherungsweise und in einem bestimmten Bereich, da u. a. der Einfluß der Nachbarresonanzen nicht berücksichtigt ist. Den genauen Wert liefert folgende Überlegung.

Die Amplitude nimmt sprunghaft zu: nach jeder Zeit τ (= Laufzeit) kommt ein gewisser Zuwachs. Zur Zeit $t = n \cdot \tau$ hat die Amplitude den Wert

$$y = 1 + R(\omega) + [R(\omega)]^2 + [R(\omega)]^3 + \ldots [R(\omega)]^{n-1} = \frac{1 - [R(\omega)]^n}{1 - R(\omega)} \tag{25}$$

erreicht; $n = \frac{t}{\tau}$. Der Endwert ($t \to \infty$, $n \to \infty$) beträgt $y_{max} = \varrho = \frac{1}{1 - R(\omega)}$. Wenn die Zeit t gleich der Zeitkonstante T_0 ist, wird

$$y_T = \left(1 - \frac{1}{e}\right) \cdot y_{max} = \left(1 - \frac{1}{e}\right) \cdot \frac{1}{1 - R(\omega)} = \frac{1 - [R(\omega)]^{T_0/\tau}}{1 - R(\omega)}. \tag{26}$$

Daraus folgt

$$\frac{1}{e} = [R(\omega)]^{T_0/\tau}; \quad \frac{1}{R(\omega)} = e^{\tau/T_0} \tag{27}$$

und weiter

$$T_0 = \frac{\tau}{\ln \frac{1}{R(\omega)}}. \tag{28}$$

Beim Abmessen der Zeitkonstante, beispielsweise aus Oszillogrammen, wird üblicherweise eine Exponentialfunktion so durch die Stufenlinie gelegt, daß die überstehenden Flächen unter und über der Exponentialfunktion etwa gleich sind. Der Anfangspunkt der Exponentialfunktion würde damit aber etwa um $\tau/2$ vor dem Beginn der ersten Stufe auf der Abszissenachse liegen, weshalb eine Korrektur in der Formel angebracht erscheint. Die Formel lautet endgültig:

$$(29) \quad T = \frac{\tau}{\ln \frac{1}{R(\omega)}} - \frac{\tau}{2} = \frac{1}{2 f_1} \cdot \left(\frac{2}{\ln \frac{1}{R(\omega)}} - 1 \right).$$

Sie gilt in gleicher Weise für Einschwing- und Ausschwingvorgang bei akustischer Rückwirkung. In Abb. 15 ist die Ausgleichsverzerrung, gerechnet nach Gleichung (24) und (29), sowie eine Anzahl beobachteter Werte (aus den Oszillogrammen entnommen) eingetragen. Die Übereinstimmung ist praktisch ausreichend.

f. Die Ausgleichserscheinungen geschalteter Sinustöne bei akustischer Rückwirkung im Minimum und auf der Flanke der Frequenzkurve.

Liegt die geschaltete Frequenz in der tiefsten Stelle der Einsattelung zwischen den Spitzen der durch akustische Rückwirkung verformten Frequenzkurve, so erhält man, wieder über die Apparatur nach Abb. 8 aufgenommen, die in Abb. 16 gezeigten Oszillogramme unter verschiedenen Betriebsbedingungen. Man kann den mäanderähnlichen Amplitudenverlauf (Schema Abb. 17 Kurve a) ähnlich wie beim Schalten im Maximum der Frequenzkurve als Überlagerung der geschalteten Frequenz und einer gedämpften rechteckförmigen Schwebung aufzufassen. Im Grenzfall $R(\omega) = 1$ besitzt die geschaltete Frequenz konstante Amplitude, die Schwebung ist ungedämpft. Bemerkenswert ist, daß die Grundschwebungsfrequenz dieser Rechteckkurve nur halb so groß wie die Grundfrequenz der vorher besprochenen Kippschwebung, also $\frac{1}{2\tau} = \frac{f_1}{2}$ ist. Das entspricht der physikalischen Vorstellung, daß diese Grundschwebung durch Überlagerung der nächstgelegenen beiden Resonanzfrequenzen mit der geschalteten Frequenz entsteht, deren Abstand nur halb so groß wie der Abstand zweier Maxima unter sich ist. Die schematisch den ungedämpften Schwebungsverlauf charakterisierende Kurve b in Abb. 17 ist darstellbar durch den Ausdruck

$$(30) \quad y = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \left(\frac{\sin \frac{x}{2}}{1} + \frac{\sin \frac{3x}{2}}{3} + \frac{\sin \frac{5x}{2}}{5} + \ldots \right)^{12)},$$

bei vorhandener Dämpfung durch

$$(31) \quad y = \frac{1}{2} \cdot e^{-x/\Theta} + \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n-1} \cdot e^{-x/\Theta} \cdot \sin(2n-1) \cdot \frac{x}{2}.$$

Die Fremdfrequenzen, die hier die Schwebungen bilden, stehen also zur geschalteten Frequenz im Verhältnis $n : \left(n \pm \frac{1}{2}\right)$, $n : \left(n \pm \frac{3}{2}\right)$, $n : \left(n \pm \frac{5}{2}\right)$ usw.; die Amplitude der Schwebungsfrequenzen nimmt proportional zu ihrer Ordnungszahl ab. Auch hier liegt wieder der Fall vor, daß die angestoßenen Fremdfrequenzen symmetrisch zur geschalteten Frequenz liegen und damit die Anwendung der Modulationsformel zum Ziele führt. Es ist für den Grenzfall $R(\omega) = 1$, d. h. ohne Dämpfung

$$(32) \qquad f(t) = \sin \Omega t \cdot \left[1 + \frac{4}{\pi}\left(\frac{\sin \omega t}{1} + \frac{\sin 3\omega t}{3} + \frac{\sin 5\omega t}{5} + \dots\right)\right]$$

$$= \sin \Omega t + \frac{2}{\pi} \cos(\Omega - \omega) t - \frac{2}{\pi} \cos(\Omega + \omega) t$$

$$+ \frac{2}{3\pi} \cos(\Omega - 3\omega) t - \frac{2}{3\pi} \cos(\Omega + 3\omega) t$$

$$+ \frac{2}{5\pi} \cos(\Omega - 5\omega) t - \frac{2}{5\pi} \cos(\Omega + 5\omega) t$$

$$+ \dots \qquad - \dots$$

Es nehmen also wieder sowohl die Schwebungsamplituden als auch die Amplituden der angestoßenen Resonanzfrequenzen selbst Werte an, die umgekehrt proportional zu ihrem Abstand von der geschalteten Frequenz sind.

Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der Amplituden der auftretenden Frequenzen ist die Entwicklung des Modulationsvorganges mit der Periode 2π, von dem eine Periode in Abb. 18 zwischen $-\pi$ und $+\pi$ dargestellt ist, in eine Fourier-Reihe. Die geschaltete Frequenz verlaufe nach dem Gesetz

$$(33) \qquad f(x) = 2 \cdot \cos c x, \; 0 < |x| < \frac{\pi}{2} \quad \text{und}$$

$$f(x) = 0 \qquad , \frac{\pi}{2} < |x| < \pi.$$

c werde der Einfachheit halber als ganze Zahl angenommen, was dadurch gerechtfertigt ist, daß, nachdem $\Omega \ll \omega$, eine sehr kleine Änderung der geschalteten Frequenz c immer zu einer ganzen Zahl werden läßt.

Die Koeffizienten der Fourier-Reihe ergeben sich unter diesen Voraussetzungen zu

$$(34) \qquad b_\lambda = 0.$$

$$a_\lambda = \frac{4}{\pi} \cdot \int_0^{\pi/2} \cos cx \cdot \cos \lambda x \, dx$$

$$= \frac{2}{\pi} \cdot \left[\frac{\sin(c - \lambda) \cdot \frac{\pi}{2}}{c - \lambda} + \frac{\sin(c + \lambda) \cdot \frac{\pi}{2}}{c + \lambda}\right].$$

Unter der Voraussetzung eines großen c treten nur dann größere Werte von a_λ auf, wenn λ ungefähr gleich c wird. Das zweite Glied ist also praktisch vernachlässigbar. Es ergeben sich folgende Werte:

λ	Kreisfrequenz	Amplitude
c	Ω	$a_c = 1$
c − 1	$\Omega - \frac{\omega}{2}$	a_{c-1}
c + 1	$\Omega + \frac{\omega}{2}$	a_{c+1} $\Big\} = \frac{2}{\pi}$
c − 2	$\Omega - \omega$	a_{c-2}
c + 2	$\Omega + \omega$	a_{c+2} $\Big\} = 0$
c − 3	$\Omega - \frac{3\omega}{2}$	a_{c-3}
c + 3	$\Omega + \frac{3\omega}{2}$	a_{c+3} $\Big\} = -\frac{2}{3\pi}$
c − 4	$\Omega - 2\omega$	a_{c-4}
c + 4	$\Omega + 2\omega$	a_{c+4} $\Big\} = 0$
c − 5	$\Omega - \frac{5\omega}{2}$	a_{c-5}
c + 5	$\Omega + \frac{5\omega}{2}$	a_{c+5} $\Big\} = \frac{2}{5\pi}$
. . .	. . .	. . .

Das Ergebnis stimmt vollkommen mit dem vorher erhaltenen überein.

Vergleicht man auch hier wieder die Oszillogramme in Abb. 16 mit solchen, die in einem nachhallenden Raum an der Stelle eines Druckminimums (dieses wird mit Dauerton bestimmt) erhalten werden, so ist die große Ähnlichkeit sogleich erkennbar. Ein Unterschied besteht in diesem einfachen Falle der akustischen Rückwirkung nur darin, daß die Überhöhung im Einschaltvorgang (= maximal im Einschwingvorgang auftretende Amplitude zur Dauertonamplitude) hier den Wert zwei nicht überschreitet, im Raum dagegen sehr groß werden kann.

Die Ausgleichsvorgänge, die beim Schalten von Sinustönen auf der Flanke der durch akustische Rückwirkung verformten Frequenzkurve entstehen, sind nicht mehr durch einfache Ansätze berechenbar. Durch die Unsymmetrie der Frequenzkurve zur geschalteten Frequenz erfaßt die Modulationsformel Gleichung (17) den Vorgang nicht richtig. Damit entfällt auch die Möglichkeit, durch einfache Zerlegung der Umhüllenden des beispielsweise oszillographierten Vorganges in eine Fourier-Reihe festzustellen, welche Fremdfrequenzen auftreten und welche Amplituden sie besitzen. Es bleibt nur die Möglichkeit, den genauen zeitlichen Schalldruckverlauf, der sich bei vernachlässigter Dämpfung der Fremdfrequenzen periodisch nach einer gewissen Zeit wiederholt, nach Fourier zu analysieren.

Abb. 19 zeigt den einfachsten, möglichen Fall des Schaltens auf der Flanke der Frequenzkurve, wenn nämlich die nacheinander eintreffenden Schallanteile jeweils 90° Phasenverschiebung untereinander besitzen. An diesen Punkten der Frequenzkurve ist gerade $F(\omega) = F_0(\omega)$. Ferner ist in der Abbildung die Lage der Schalldruckvektoren in der Zeit von 0 bis 4τ eingetragen. Man kann demnach ansetzen:

$$(35) \qquad f(x) = \sqrt{2} \cdot \cos cx \quad , \quad 0 < |x| < \frac{\pi}{4} \; ;$$

$$f(x) = \cos\left(cx + \frac{\pi}{4}\right) \; , \quad \frac{\pi}{4} < |x| < \frac{3\pi}{4} \; ;$$

$$f(x) = 0 \qquad , \quad \frac{3\pi}{4} < |x| < \pi \, .$$

Die Koeffizienten der Fourier-Reihe werden damit

$$(36) \qquad b_\lambda = 0 \quad \text{und}$$

$$a_\lambda = \frac{2}{\pi} \cdot \left[\sqrt{2} \cdot \int_0^{\pi/4} \cos cx \cos \lambda x \, dx + \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \cos\left(cx + \frac{\pi}{4}\right) \cdot \cos \lambda x \, dx\right]$$

Unter den gleichen Voraussetzungen, die bei der Berechnung von Gleichung (34) eingeführt werden, nämlich c = ganze Zahl und $\frac{1}{c+\lambda} \ll \frac{1}{c-\lambda}$, ergibt sich nach Auswertung der Integrale und Umformung

$$(37) \qquad a_\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sin(c-\lambda) \cdot \frac{\pi}{2}}{(c-\lambda) \cdot \frac{\pi}{2}} \cdot \left[\cos(c-\lambda) \cdot \frac{\pi}{4} - \sin(c-\lambda) \cdot \frac{\pi}{4}\right].$$

Die interessierenden Werte sind aus der folgenden Zusammenstellung zu ersehen:

λ	Kreisfrequenz	Amplitude
c	Ω	$a_c = \frac{1}{\sqrt{2}}$
c − 1	$\Omega - \frac{\omega}{4}$	$a_{c-1} = 0$
c + 1	$\Omega + \frac{\omega}{4}$	$a_{c+1} = \frac{2}{\pi}$
c − 2	$\Omega - \frac{\omega}{2}$	a_{c-2}
c + 2	$\Omega + \frac{\omega}{2}$	a_{c+2} $\Big\} = 0$
c − 3	$\Omega - \frac{3\omega}{4}$	$a_{c-3} = \frac{2}{3\pi}$
c + 3	$\Omega + \frac{3\omega}{4}$	$a_{c+3} = 0$
c − 4	$\Omega - \omega$	a_{c-4}
c + 4	$\Omega + \omega$	a_{c+4} $\Big\} = 0$
c − 5	$\Omega - \frac{5\omega}{4}$	$a_{c-5} = 0$
c + 5	$\Omega + \frac{5\omega}{4}$	$a_{c+5} = \frac{2}{5\pi}$
. . .	. . .	. . .

Das Ergebnis ist in Abb. 20 dargestellt. Es kommen außer der geschalteten Frequenz nur die Frequenzen vor, die den Spitzen in der Frequenzkurve entsprechen. Abb. 21 zeigt ein Oszillogramm, das auf der Flanke der Frequenzkurve gewonnen wurde und dem eben berechneten Fall entspricht. Die Fremdfrequenzen klingen hier aber im Gegensatz zur Rechnung mit der Zeit ab.

Abb. 22 zeigt Oszillogramme, die ebenfalls durch Schalten auf der Flanke der Frequenzkurve, aber näher am Maximum oder näher am Minimum, gewonnen wurden. Am deutlichsten ist jeweils die langsamste Schwebung wegen ihrer großen Amplitude ausgeprägt; das Ausmessen ihrer Dauer gibt über den Abstand der geschalteten Frequenz von der zunächst gelegenen Resonanzfrequenz bzw. Spitze der Frequenzkurve Aufschluß.

4. Die akustische Rückwirkung einer Übertragungsanlage mit mehreren Schallwegen.

Es sei eine Übertragungsanlage vorhanden, bei der die Besprechungsenergie auf einem Teil ihres Weges mehrere „parallelgeschaltete" Bahnen vorfindet. Dieser Fall liegt z. B. bei einer einfachen, d. h. aus einem Mikrofon, Verstärker und einem Lautsprecher bestehenden Anlage vor, die in einem Raum aufgestellt ist. Die vom Lautsprecher abgestrahlte Energie wird an den Wänden zum Teil reflektiert. Es ist also außer dem direkten Verbindungswege vom Lautsprecher zum Mikrofon noch eine große Zahl längerer Wege vorhanden, wobei infolge der Verluste durch Absorption und Ableitung die Energiebeträge, die auf die einzelnen diskret gedachten Wege treffen, mit der Länge abnehmen.

Eine übersichtlichere und zur Untersuchung zunächst geeignetere Art zusammengesetzter Übertragungsanlagen liegt vor, wenn in einem schallschluckenden Raum oder im Freien mehrere Mikrofone oder mehrere Lautsprecher oder beides mit einem einzigen Verstärker betrieben werden. Hier liegen diskrete Schallwege in bestimmbarer Anzahl vor, und auch die Energiebeträge auf den einzelnen Schallwegen sind aus den räumlichen Entfernungen und den Daten der Schallgeber und -empfänger bestimmbar.

Der Ablauf der Erscheinungen beim plötzlichen Einschalten eines dann andauernden Sinustones wird am besten an einem einfachen Beispiel betrachtet. Die untersuchte Übertragungsanlage besteht aus einem frei aufgestellten Mikrofon, das außer durch die Schallquelle noch durch zwei über einen Verstärker angeschlossene Lautsprecher beschallt werden kann. Es sind also zwei getrennte Schallwege vorhanden. Die Entfernungen der beiden Lautsprecher vom Mikrofon mögen mit d_1 und d_2 bezeichnet werden.

Bei der zusammengesetzten Anlage macht die Definition der Frequenzkurve ohne akustische Rückwirkung, die bei der einfachen Übertragungsanlage durch $F_0(\omega)$ gegeben war, einige Schwierigkeiten. Bekanntlich treten in einem Schallfeld, das von mehreren Strahlern erregt wird, je nach der Lage des Beobachtungspunktes Auslöschungen

POLITECHNIKA ŚLĄSKA BIBLIOTEKA GŁÓWNA

oder Überhöhungen einzelner Frequenzen auf [14]), selbst wenn die einzelnen akustischen Strahler keinerlei Richtwirkung besitzen. Hat im vorliegenden Fall der Beobachtungspunkt von den beiden Strahlern ungleichen Abstand, so tritt an Punkten der Frequenzkurve, die jeweils einen Frequenzabstand $\frac{c}{d_2 - d_1}$ haben, Auslöschung an dem festgelegten Beobachtungspunkt ein.

Die „Frequenzkurve" der Anlage bezogen auf den Beobachtungspunkt, verläuft in diesem Fall nach dem Gesetz:

$$F_2(\omega) = 2 \cdot F_{02}(\omega) \cdot \left| \cos \frac{\tau_2 - \tau_1}{2} \omega \right|, \tag{38}$$

wobei $\tau_{1,2} = \frac{d_{1,2}}{c}$ und $F_{02}(\omega)$ die Frequenzkurve der Anlage mit nur einem der beiden gleichartigen Lautsprecher ist, vorausgesetzt, daß die erzeugte Lautstärke im Beobachtungsort von beiden Lautsprechern aus bei derselben Frequenz die gleiche ist.

Wie man aus diesem einfachen Beispiel sieht, kann die betriebsmäßige Frequenzkurve bei mehreren Schallwegen an den verschiedenen Beobachtungspunkten eine sehr verwickelte Frequenzabhängigkeit bekommen. Für die Betrachtungen mit akustischer Rückwirkung wird daher $F_0(\omega)$ als eine Funktion definiert, die aus jener Frequenzkurve, die man in einem Beobachtungsort mit gleicher Entfernung von allen Strahlern feststellt, hervorgeht, indem man ihre Ordinatenwerte mit einem konstanten Faktor multipliziert. Bei Anlagen mit mehr als 3 Schallwegen ist $F_0(\omega)$ physikalisch nicht unter allen Umtänden exakt realisierbar. Besitzen die Endstufe und die Lautsprecher in einem betrachteten kleinen Frequenzgebiet keine nennenswerte Frequenzabhängigkeit ihres Übertragungsmaßes, so ist $F_0(\omega)$ einfach nach dem Abschalten der die akustische Rückwirkung verursachenden Lautsprecher im Gitterkreis der Endstufe meßbar, indem die Frequenz des Schallsenders verändert wird.

Sind im betrachteten Beispiel beide Schallwege d_1 und d_2 gleich groß, so ist auch $\tau_1 = \tau_2 = \tau$. Für eine Frequenz, die einen Druckbauch am Mikrofon entstehen läßt ($d = n \cdot \lambda$, Phasenverschiebung im elektrischen Teil der Anlage unberücksichtigt), baut sich der Endwert des Schalldrucks wieder stufenförmig mit der Zeit auf. Die Länge einer Stufe in der Zeitachse ist τ. Bezeichnet man die Rückwirkungsgrade der beiden Schallwege für sich mit $R_1(\omega)$ und $R_2(\omega)$, so ergibt sich für die Überhöhung:

$$\varrho = 1 + [R_1(\omega) + R_2(\omega)] + [R_1(\omega) + R_2(\omega)]^2 + [R_1(\omega) + R_2(\omega)]^3 + \ldots = \frac{1}{1 - [R_1(\omega) + R_2(\omega)]} \tag{39}$$

Der wirksame Rückwirkungsgrad ist einfach gleich der Summe der Einzelrückwirkungsgrade. Verhalten sich die Entfernungen d_1 und d_2 beispielsweise wie 2 : 3, so ergibt sich folgender zeitlicher Aufbau in Stufen von der Länge $\tau_2 - \tau_1$:

---

[14]) Vergl. z. B. H. Stenzel, El. Nachrichtentechnik. 4, 239, 1927 und 6, 165, 1929.

$$
\begin{aligned}
(40)\quad \varrho = {} & 1 + 0 + R_1(\omega) + R_2(\omega) + [R_1(\omega)]^2 + \{2\,R_1(\omega)\cdot R_2(\omega)\} \\
& + \{[R_1(\omega)]^3 + [R_2(\omega)]^2\} + \{3\,[R_1(\omega)]^2\,R_2(\omega)]\} \\
& + \{[R_1(\omega)]^4 + 3\,R_1(\omega)\cdot[R_2(\omega)]^2\} + \{4\,[R_1(\omega)]^3\cdot R_2(\omega) + [R_2(\omega)]^3\{ \\
& + \{[R_1(\omega)]^5 + 6\,[R_1(\omega)]^2\cdot[R_2(\omega)]^2\} \\
& + \{4\,R_1(\omega)\cdot[R_2(\omega)]^4 + 5\,[R_1(\omega)]^4\cdot R_2(\omega)\} \\
& + \{[R_1(\omega)]^6 + 10\,[R_1(\omega)]^3\cdot[R_2(\omega)]^2 + [R_2(\omega)]^4\} + \ldots
\end{aligned}
$$

Ordnet man hier die Glieder ohne Rücksicht auf ihre zeitliche Folge so, daß gleiche Potenzen von R (ω) zusammenkommen, so erhält man auch hier wieder die Gleichung (39).

Der eben berechnete Fall wurde im Experiment hergestellt und oszillographiert (Abb. 23). Kurve a zeigt den Schallvorgang, wie er im Schallfeld auftritt und auch, ohne Vorhandensein einer akustischen Rückwirkung, von der Anlage wiedergegeben wird. In Kurve b ist akustische Rückwirkung über einen Lautsprecher vorhanden; die Laufzeit zum Mikrofon beträgt etwa 135 msec, der Rückwirkungsfaktor ist etwa 0,32. Kurve c zeigt die akustische Rückwirkung über den anderen Schallweg; die Laufzeit ist hier etwa 90 msec, der Rückwirkungsfaktor ebenfalls ungefähr 0,32. In Kurve d wirken beide Lautsprecher auf das Mikrofon ein, das sich gleichzeitig für beide Lautsprecher im Druckbauch befindet. Es tritt hier, wie man sieht, eine starke Überhöhung von der Größe $\frac{1}{1-2\cdot 0{,}32}$ sowie eine große Ausgleichszeitkonstante auf. Diese berechnet sich allgemein, wenn die Längen der einzelnen Schallwege einigermaßen gleichlang sind, aus der Formel

$$
(41)\qquad T = \left(\frac{2}{\ln \dfrac{1}{\sum\limits_{1}^{n} R_n(\omega)}} - 1 \right) \cdot \frac{\sum\limits_{1}^{n} \tau_n}{2\,n} .
$$

So ergibt sich z. B. aus dem Oszillogramm nach Abb. 23 d eine Zeitkonstante von 180 msec, aus Formel (41) 187 msec.

Die Rückwirkungsfaktoren werden am besten einzeln gemessen. Um zu verhindern, daß beim Abschalten des einen Lautsprechers sich infolge der Anpassungsänderung auch für den anderen Lautsprecher die Betriebsbedingungen ändern, ist es zweckmäßig, für jeden Lautsprecher eine gesonderte Endstufe vorzusehen; die Endstufen werden vom gemeinsamen Vorverstärker aus gespeist.

Es besteht kein grundsätzlicher Unterschied im Verhalten einer Anlage hinsichtlich der akustischen Rückwirkung, ob beispielsweise ein Mikrofon und mehrere Lautsprecher oder mehrere Mikrofone und ein Lautsprecher zur Herstellung von mehreren Schallwegen verwendet werden. Doch ist in der Praxis meist der erstere Fall gegeben.

Der oben berechnete und oszillographierte Versuchsanfall, daß das Mikrofon bezüglich beider Lautsprecher im Druckbauch steht (Doppelmaximum), ist für verhältnismäßig wenige Frequenzen erfüllt; hier tre-

ten jedoch die größtmöglichen Überhöhungen und die größten Zeitkonstanten auf; bei diesen Frequenzen setzt auch bei wachsendem Rückwirkungsfaktor die akustische Rückkopplung zuerst ein.

Mit der früher angegebenen Definition für $F_0(\omega)$ läßt sich nun auch die Frequenzkurvenverformung bei Übertragungsanlagen mit mehreren Schallwegen berechnen. Es gilt:

$$F(\omega) = \frac{F_0(\omega)}{1 - \sum_1^n R_n(\omega) \cdot \cos \omega \tau_n} \cdot \tag{42}$$

Abb. 24 zeigt in Bild a eine gemessene Frequenzkurve $F(\omega)$, die durch akustische Rückwirkung aus der Kurve $F_0(\omega)$ entstanden ist, daneben in Bild b die nach (42) berechnete Frequenzkurve bei konstantem $F_0(\omega)$: beides gilt für den Fall $d_1 : d_2 = 2 : 3$ und $R_1(\omega) \approx R_2(\omega) \approx 0{,}2$.

Außer dem Falle eines mehrfachen Maximums in der Frequenzkurve einer Anlage mit akustischer Rückwirkung verdienen noch einige andere Sonderfälle Beachtung. In einem mehrfachen Minimum z. B. hat die Amplitudenverkleinerung den Wert

$$\varrho' = \frac{1}{1 + \sum_1^n R_n(\omega)} \tag{43}$$

mit dem Grenzwerte 0,5 im Rückkopplungsgrenzfall, die Linearität der Anlage vorausgesetzt. Ein Punkt der Frequenzkurve, auf den gleichzeitig Maxima und Minima bei verschiedenen Schallwegen fallen, kann, wenn die Summe $R(\omega) = 0$ wird, in seinem Amplitudenwert erhalten bleiben.

Abb. 25 zeigt die beschriebenen Fälle. In Kurve a erkennt man, daß im zeitlichen Verlauf alle Amplitudenwerte kleiner sind als der unmittelbar nach dem Einschalten, das Kennzeichen eines absoluten Minimums (Doppelminimum). Kurve b läßt erkennen, daß für den kürzeren Schallweg die geschaltete Frequenz in einem Minimum, für den längeren Weg in einem Maximum liegt. Der Dauerwert entspricht etwa dem Anfangswert, was ähnlich auch beim Schalten auf der Flanke der Frequenzkurve bei einem einzigen Schallweg auftritt. Das Auftreten eines starken Minimums läßt bei nicht sehr verschiedenen Schallweglängen auf das Vorhandensein eines hohen Maximums in unmittelbarer Nähe schließen. Die in Kurve a deutlich hervortretenden Schwankungen der Amplitude sind als abklingende Schwebungen der geschalteten Frequenz mit der Frequenz im Scheitel des dicht benachbarten hohen Maximums anzusehen.

5. Die akustische Rückwirkung in nichtlinearen Übertragungsanlagen.

a. Experimentelle Untersuchungen an einem Schwingungskreis mit nichtlinearer Dämpfung.

Die bisherigen Untersuchungen haben einmal ergeben, daß die akustische Rückwirkung in allen Fällen eine Formveränderung der Fre-

quenzkurve durch Bildung von Spitzen und Senken bewirkt; weiterhin hat sich gezeigt, daß diese Verformungen der Frequenzkurve dieselben Ausgleichsvorgänge hervorrufen, die durch Schwingungssysteme (Resonanzen) verursacht werden. Es ist daher bei den Untersuchungen über die Wirkung einer akustischen Rückwirkung in nichtlinearen Anlagen angebracht, sich durch Versuche an nichtlinear gedämpften Schwingungskreisen Klarheit über die einfachsten Vorgänge zu verschaffen, die dann auch an nichtlinearen Anlagen in etwas verwickelterer Form zu erwarten sind.

Wird ein elektrischer Schwingungskreis nichtlinear gedämpft, so sind je nach der Art der Nichtlinearität verschiedene Fälle zu unterscheiden. Die Abhängigkeit des ohmschen Dämpfungswiderstandes von der angelegten Spannung kann trägheitslos oder aber mit Zeitkonstante erfolgen. So wird beispielsweise ein temperaturabhängiger Widerstand seinen Widerstandswert im allgemeinen mit Zeitkonstanten ändern, die groß gegen die Periodendauern der Tonfrequenzen sind.

Hier sollen zunächst nur nichtlineare Widerstände betrachtet werden, die im Bereich der Tonfrequenzen praktisch trägheitslos arbeiten.

Weiterhin ist zu unterscheiden zwischen symmetrischen und unsymmetrischen Widerständen, also solchen, die beide Halbwellen eines Wechselstromes gleichartig verzerren und solchen, die sich für beide Halbwellen verschieden verhalten. Endlich kann noch eine Unterscheidung hinsichtlich der Charakteristik gemacht werden, nämlich, ob das Verhältnis von kleinen zu großen Amplituden im Dauerzustand größer oder kleiner wird.

Es wurden vier Fälle gesondert untersucht:

1. Schwingungskreis mit unsymmetrischer Dämpfung, für kleine Amplituden kleine Dämpfung, für große Amplituden große.
2. Schwingungskreis mit symmetrischer Dämpfung, für kleine Amplituden kleine Dämpfung, für große Amplituden große.
3. Schwingungskreis mit unsymmetrischer Dämpfung, für kleine Amplituden große Dämpfung, für große Amplituden kleine.
4. Schwingungskreis mit symmetrischer Dämpfung, für kleine Amplituden große Dämpfung, für große Amplituden kleine.

Als nichtlineare Widerstände wurden in allen Fällen, um möglichst große Nichtlinearität zu erhalten, handelsübliche kleine Kupferoxydulgleichrichter (Sirutor) verwendet. Der Widerstandswert schwankt über drei Zehnerpotenzen.

Die Versuchsschaltung zur Untersuchung der drei ersten erwähnten Fälle ist in Abb. 26 oben wiedergegeben. Die von einem Tonfrequenzgenerator mit einstellbarer Frequenz gelieferten und verstärkten Spannungen geeigneter Größe wurden stark heruntertransformiert, so daß der innere Widerstand der Tonquelle klein gegen alle sonst vorkommenden Widerstände war, und durch Kurzschluß ausgeschaltet. Der im Gitterkreis einer Röhre liegende Resonanzkreis ist über den nichtlinearen Widerstand an die Tonquelle angeschlossen. Unmittelbar im Anodenkreis der Röhre liegt die Oszillographenschleife.

Zur Untersuchung des vierten Falles war eine Schaltungsänderung

notwendig, die in Abb. 26 unten dargestellt ist. Um die beabsichtigte große Dämpfung für kleine Amplituden zu erhalten, wurden hier Tonquelle, nichtlinearer Widerstand und Schwingkreiselemente hintereinander geschaltet.

Die Abhängigkeit der Widerstandswerte bei den verwendeten nichtlinearen ohmschen Widerständen von der angelegten Spannung sind in Abb. 27 zu sehen. Für den ersten und dritten Fall mit unsymmetrischer Nichtlinearität zeigt Kurve a die Widerstandscharakteristik, für die symmetrischen Fälle (zweiter und vierter Fall) die Kurve b.

Bei den charakteristischen Erscheinungen, die durch die nichtlineare Dämpfung hervorgerufen werden, sind die des Dauerzustandes von den Ausgleichsvorgängen zu unterscheiden.

Im Dauerzustand entsteht, wie bekannt, durch Nichtlinearität Klirrfaktor, sowie Gleichrichter- oder Kombinationstonfaktor. Die Strom-Spannungscharakteristik eines nichtlinearen Widerstandes ist analytisch als Potenzreihe darstellbar: Charakteristiken, die in ihrer Reihenentwicklung nur ungerade Exponenten besitzen, liefern vor allem ungeradzahlige Vielfache der eingeschalteten Sinustöne, dagegen keinen Gleichrichterfaktor. Dies entspricht einer nullpunkt-symmetrischen Widerstandscharakteristik.

Die Kombination eines nichtlinearen Widerstandes mit einem Schwingungskreis mit der Eigenfrequenz f_0 bedeutet im stationären Zustand, daß die über den nichtlinearen Widerstand allein entstehenden Vorgänge gemäß der Durchlaßfrequenzkurve des Schwingungskreises nochmals linear verzerrt werden. Wird beispielsweise die Frequenz f_0 übertragen, so werden die im nichtlinearen Widerstand entstehenden Fremdfrequenzen durch die „Frequenzkurve" des Schwingungskreises wieder ausgesiebt; in diesem Falle heben sich die beiden verzerrenden Wirkungen auf, obwohl sie im Wesen verschieden sind. Liegt die übertragene Frequenz über der Eigenfrequenz des Schwingungskreises, so verkleinert sich die entzerrende Wirkung an den Obertönen umsomehr, je größer die Differenz der Frequenzen ist. Wird die Übertragungsfrequenz dagegen unter die Resonanzfrequenz gelegt, so gerät eine oder mehrere Oberschwingungen in den bevorzugten Frequenzbereich des Schwingungskreises, die nichtlinearen Verzerrungen werden also übertrieben und hervorgehoben. Dies ist der Hauptgrund, warum in Übertragungsanlagen das gleichzeitige Auftreten von Nichtlinearitäten und starken linearen Verzerrungen vermieden werden muß.

Bezüglich der Ausgleichsvorgänge ist besonders zu unterscheiden, ob die Dämpfung für große oder für kleine Amplituden größer ist. Ist das letztere der Fall, so werden die Ausgleichsvorgänge stark gedämpft und verkürzt. Ist die Dämpfung dagegen für kleine Amplituden gering, so ergeben sich zwar auch kurze Einschwingvorgänge, aber umso längere Ausschwingvorgänge.

Die verzerrende Wirkung der verschiedenen nichtlinearen Widerstände für sich ist aus den Oszillogrammen in Abb. 28 zu sehen. Kurve a zeigt den Spannungsverlauf, den eine sinusförmige Frequenz durch einen unsymmetrischen Widerstand erhält, wie er im Fall 1 — Schaltung nach Abb. 26 oben — zur Verwendung kommt. In ähnlicher Weise gilt

Kurve b für den Fall 2 in Schaltung Abb. 26 oben, Kurve c für den Fall 3 in Schaltung Abb. 26 oben und Kurve d für den Fall 4 in Schaltung Abb. 26 unten. Hierbei wurde statt des Schwingungskreises (Spule und Kondensator) jeweils ein ohmscher Widerstand zwischen Gitter und Kathode der Röhre geschaltet.

Die verzerrende Wirkung eines Schwingungskreises allein auf einen plötzlich ein- und ausgeschalteten Sinuston, siehe Abb. 7 a oder b, ist bereits in Abb. 7 c gezeigt worden, während die Kombination von Schwingungskreis mit nichtlinearem Widerstand die in Abb. 29 wiedergegebenen Oszillogramme ergab. Die Kurve a zeigt bei unsymmetrischem, große Amplituden stark dämpfenden Widerstand den Fall, daß die geschaltete Frequenz gleich der Resonanzfrequenz des Schwingungskreises ist. Man sieht, daß im Gegensatz zur linearen Dämpfung die Ausschwingzeitkonstante gegenüber der Einschwingzeitkonstante wesentlich verlängert erscheint. Bei geschalteten Frequenzen, die tiefer als die Resonanzfrequenz liegen, tritt bei Dauerton die schon erwähnte Erscheinung auf, daß Fremdfrequenzen in der Nähe der Resonanzfrequenz besonders hervorgehoben werden, was Bilder wie z. B. Kurve b, c, d und e ergibt. Der Einschwingvorgang ist wieder sehr kurz, das Ausschwingen erfolgt in der Resonanzfrequenz mit verhältnismäßig großer Zeitkonstante. Diese Art der Verzerrung ist sehr störend hörbar und äußert sich in einem Nachklingen der unter Umständen unharmonisch zur Grundfrequenz liegenden Eigenschwingung des Kreises nach dem rauh und schnarrend klingenden Dauerton.

Die Kurven Abb. 29 f, g, h und i zeigen die den Kurven a, b, c, d und e analogen Bilder für den Fall 2. Die Erscheinungen sind ohne weiteres verständlich und denen im Fall 1 sehr ähnlich.

In den Fällen 3 und 4 sind infolge der großen Dämpfung kleiner Amplituden die Ausgleichsvorgänge nahezu unterdrückt. Insbesondere, wenn die geschaltete Frequenz mit der Resonanzfrequenz zusammenfällt, ist der Vorgang dem unverzerrten nach Abb. 7 a und b sehr ähnlich. Die Kurven k, l und m lassen die Unterdrückung der Ausgleichsvorgänge im Falle 3 erkennen und zeigen die im wesentlichen den Dauerton betreffenden Verzerrungen für unterhalb der Resonanzfrequenz liegende geschaltete Frequenzen. Die Fälle 3 und 4 sind praktisch kaum wichtig, da fast immer bei der Übersteuerung von Übertragungsanlagen eine Verzerrung auftritt, die sich in der Begrenzung der großen Amplituden äußert (Fall 1 und 2).

b. Zeitkonstantenlose nichtlineare Anlagen mit akustischer Rückwirkung.

Es ist bekannt, daß in praktisch linearen Anlagen eine verstärkungserhöhende Rückkopplung eine Vergrößerung der vorhandenen Nichtlinearitäten bewirkt, weil auf dem Rückkopplungsweg sekundäre Fremdtöne aus den ursprünglichen entstehen; eine verstärkungserniedrigende Rückkopplung (Gegenkopplung) kann die Nichtlinearitäten vermindern und wird zu diesem Zweck praktisch angewandt [15]). Ähnlich wie diese

[15]) H. Bartels, El. Nachrichtentechnik, 11, 319, 1934.

elektrischen Rückkopplungen wirkt auch die akustische. Es ist daher jede an sich lineare Anlage bei großen Rückwirkungsgraden nicht linear. Im Rückkopplungsgrenzfall ist diese Nichtlinearität immer vorhanden, da unendlich große Amplituden ja garnicht auftreten können. Untersuchungen in der Nähe des Rückkopplungsgrenzfalles sind also nur an nichtlinearen Anlagen durchführbar. Die Nichtlinearität solcher durch die akustische Rückwirkung übersteuerter Anlagen besteht in der Regel darin, daß große Amplitudenspitzen abgeflacht bzw. abgeschnitten werden, und zwar meist zunächst einseitig, bei noch größeren Amplitudenwerten doppelseitig. Das Abkappen der Amplituden erfolgt bei übersteuerten Anlagen ohne merkbare Zeitkonstante. Einen Sonderfall stellen solche Anlagen dar, deren Anodenspannungsquelle amplitudenabhängig belastet wird, also z. B. Gegentaktverstärker im B-Betrieb. Hier sinkt bei plötzlich einsetzenden großen Amplitudenwerten infolge des inneren Widerstandes der Anodenspannungsquelle die Ausgangsspannung mit einer Zeitkonstante ab, die durch die Entladung der Speicherkondensatoren im Netzteil bedingt ist.

Wie aus den Untersuchungen an nichtlinear gedämpften Schwingungskreisen hervorgeht, bewirkt die Begrenzung der durch akustische Rückwirkung vergrößerten Amplituden eine Verzerrung des Dauertons, sowie eine zusätzliche Veränderung der Ausgleichsvorgänge. Die letztere wirkt sich als Verkürzung bzw. stärkere Dämpfung der Einschwingvorgänge bei gleichzeitiger Verlängerung der Ausschwingerscheinungen aus.

Abb. 30 zeigt in Kurve a einen plötzlich ein- und ausgeschalteten Sinuston, der über eine Röhrenschaltung mit elektrisch (induktiv) entdämpftem, auf die geschaltete Frequenz abgestimmten Schwingungskreis geschickt wurde. Das Einschwingen geht mit einer Zeitkonstante von etwa 80 msec, das Ausschwingen mit beinahe 400 msec vor sich. Die große Nichtlinearität ist durch die starke Entdämpfung entstanden. Kurve b zeigt denselben Vorgang an einer einfachen akustisch rückwirkenden Anlage im Maximum der Frequenzkurve. Die Entfernung Lautsprecher—Mikrofon ist hierbei so gering, daß der stufenförmige Aufbau der Ausgleichsvorgänge nicht mehr hervortreten kann. Die Einschwingzeitkonstante beträgt hier etwa 20 msec, die Ausschwingzeitkonstante nahezu 80 msec.

In Abb. 31 sind die Schaltverzerrungen im Maximum der Frequenzkurve bei verschieden starker Nichtlinearität zu sehen. Kurve a ist mit einer Anlage mit 2 Schallwegen, deren Längen $d_1 = 14$ m und $d_2 = 21$ m in Luft betragen, gewonnen; dadurch, daß die Stufen mit dem verhältnismäßig kleinen zeitlichen Unterschied der Größe $\tau_2 - \tau_1 = \frac{d_2 - d_1}{c}$ aufeinanderfolgen, erscheint die Umhüllende der Ausgleichsvorgänge ziemlich glatt. In Kurve b, c und d sind Schaltvorgänge auf dem Maximum für einen Schallweg für nichtlineare Anlagen dargestellt, ähnlich den Kurven in Abb. 12 für lineare Anlagen.

Im Gegensatz zu den früher behandelten und berechneten Ausgleichsvorgängen in linearen, akustisch rückwirkenden Übertragungsanlagen ist in den hier betrachteten Fällen der Rückwirkungsfaktor $R(\omega)$ nicht mehr konstant, sondern amplitudenabhängig. Es kann bei-

spielsweise aus den auf einem Maximum der Frequenzkurve gewonnenen Oszillogrammen aus den Größenwerten der beiden ersten Stufen auf den Anfangs-Rückwirkungsfaktor, aus Endwert und erster Stufe auf den End-Rückwirkungsfaktor geschlossen werden. Sämtliche für lineare Anlagen aufgestellten Formeln gelten auch hier, wenn statt R (ω) die amplitudenabhängige Größe R (ω, A) eingeführt wird und der Amplitudengang durch Aufnahme der Gesamtkennlinie der betrachteten Anlage festgestellt wird. Die Tatsache, daß R (ω, A) mit steigender Amplitude kleiner wird, ermöglicht den Betrieb einer nichtlinearen Anlage im Rückkopplungsgrenzfall. Es wird zunächst bei unbesprochener Anlage auf einer geeigneten Frequenz Rückkopplungsheulen einsetzen, dessen Amplitude jedoch nur in dem Maße anwächst, daß R (ω, A) nicht kleiner als 1 wird. Die Anlage regelt sich also selbst auf den Grenzfall ein. Wird die Anlage nun zusätzlich besprochen, so sinkt infolge der großen Amplituden R (ω, A) unter 1, das Rückkopplungsheulen hört auf.

Infolge der Schallaufzeit setzt im Grenzfall die Rückkopplung außerordentlich langsam ein. Abb. 32 zeigt das langsame Einschwingen mit einer „Zeitkonstante" von mehr als 10 sec. Der Endwert ist auch hier durch Nichtlinearität festgelegt. In Abb. 33 ist der Einsatz der akustischen Rückkopplung zu sehen, wobei in der Frequenzkurve 2 hohe Maxima günstige Einsatzbedingungen hatten. In Kurve a setzt die Rückkopplung auf dem einen Maximum ein, das andere macht sich nur durch schwache schnell abklingende Schwebungen bemerkbar. In Kurve b dagegen setzt die Rückkopplung auf den beiden Resonanzfrequenzen zugleich ein, was aus den starken Schwebungen zu sehen ist; ziemlich unvermittelt überwiegt dann die eine Resonanzfrequenz, so daß die Schwebungen aufhören. In manchen Fällen konnte auch beobachtet werden, daß die Schwebungen fortdauerten, daß also Rückkopplung auf mehreren Frequenzen zugleich bestehen kann. In Kurve c ist wieder der Einsatz der Rückkopplung wie in b zu sehen, wobei aber noch ein Besprechungston einer Frequenz vorhanden ist, der zwischen den beiden rückkoppelnden Resonanzfrequenzen liegt; man sieht nach Aufhören der starken Schwebungen noch die andauernde schwächere Schwebung etwa der halben Schwebungsfrequenz zwischen dem einen Rückkopplungston und dem Besprechungston.

Im ganzen gesehen, wirkt die Nichtlinearität einer Anlage mildernd auf die Verzerrungen, insbesondere der Einschwingvorgänge, ein, die durch akustische Rückwirkung verursacht werden.

c. Mit Zeitkonstanten arbeitende nichtlineare Anlagen (dynamikgeregelt).

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, hat die Nichtlinearität einer Anlage dann gewisse Vorteile, wenn ein Arbeiten mit stärkeren akustischen Rückwirkungsgraden nicht zu umgehen ist. Dies ist beispielsweise in großen Hallen, Sportkampfstätten, Amphitheatern u. ä. der Fall, wo die akustisch ungünstige Form des Raumes trotz günstiger Aufstellung der Schallstrahler und Verwendung von Löschstrahlern starke akustische Rückwirkungen nicht vermeiden läßt. Da in solchen Fällen das einfache Abkappen großer Amplituden aus Grün-

den der Übertragungsqualität nicht zulässig ist, verwendet man vorteilhafterweise dynamikgeregelte Apparaturen. Für Schallvorgänge im eingeschwungenen Zustand kann ja der Klirrfaktor in dynamikgeregelten Verstärkern verhältnismäßig klein gehalten werden, besonders wenn kompensierbare Gegentaktschaltungen Anwendung finden.

Die Schaltung einer einfachen derartigen Anordnung ist in Abb. 34 schematisch dargestellt und wurde zu den hier beschriebenen Messungen benutzt. In der Gesamtmeßanordnung (Abb. 8) war die geregelte Stufe zwischen der ersten und zweiten Verstärkerstufe hinter dem Kondensatormikrofon eingeschaltet. Die Regelwechselspannung wurde von einem gesonderten Verstärker geliefert, dessen Eingang ebenfalls hinter der ersten Verstärkerstufe nach dem Mikrofon mit angeschlossen war. Es wurde also Vorwärtsregelung benutzt und damit verhindert, daß irgendwelche zusätzlichen elektrischen Rückkopplungserscheinungen innerhalb der Meßapparatur selbst auftreten konnten.

Um die mannigfachen Erscheinungen der Ausgleichsvorgänge erklären zu können, die sich gerade in dynamikgeregelten Anlagen zeigen, ist die Kennlinie (Amplitudencharakteristik) von großer Wichtigkeit. Hierunter ist das Verhältnis von Eingangsnutzspannungsamplitude A_e zur Ausgangsnutzspannungsamplitude A_a zu verstehen, wobei A_e bei Dauerton gemessen werde. In linearen ungeregelten Anlagen ist dieses Verhältnis konstant, die Charakteristik also eine gerade Linie (konstante Steilheit) durch den Koordinatenanfangspunkt. Mit Dynamikregelung (es kommt hier in allen Fällen nur Dynamikeinengung in Frage) wird die Steilheit der Kennlinie mit wachsenden Eingangsamplituden immer geringer, wie in Abb. 35 dargestellt ist. Die Darstellung zeigt den Fall, daß die Charakteristik nach einer Exponentialkurve verläuft; dies trifft häufig zu und ist in den meisten Fällen eine gute Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse. Weiter ist in Abb. 35 die Einschwingverzerrung eingezeichnet, die ein plötzlich eingeschalteter Sinuston bei den Amplitudenwerten $A_e = 0{,}5$ und $A_e = 1{,}0$ erleidet. Da im Einschaltmoment die Dynamikregelung noch nicht wirksam ist, entsteht im ersten Augenblick eine der ungeregelten Anlage entsprechende Ausgangsamplitude. Es gilt also zunächst die Charakteristik für die ungeregelte Anlage. Mit der als Einschwingzeitkonstante T_e bezeichneten Zeitkonstante sinkt dann der Anfangswert der Ausgangsamplitude auf den Dauerwert. Im Falle des Bestehens einer akustischen Rückwirkung geht gleichzeitig mit dem Absinken des Ausgangsamplitudenwertes auch die Verkleinerung des Rückwirkungsfaktors vor sich, und zwar ebenfalls mit der Zeitkonstante T_e. Der Rückwirkungsfaktor ist ja in jedem einzelnen Falle der Verstärkung der Anlage proportional und diese wird durch die Dynamikeinengung mit der Zeitkonstante T_e erniedrigt.

Bezeichnet man den Wert des Rückwirkungsfaktors, der bei unbesprochener Anlage besteht, also $R(\omega, A)$ für $A \to 0$, mit $R_0(\omega)$, und verläuft weiterhin die Amplitudenkennlinie der geregelten Apparatur nach der in Abb. 35 dargestellten Exponentialfunktion, so gilt die Beziehung

$$R(\omega, A) = R_0(\omega) \cdot \frac{1 - e^{-A_e}}{A_e} \cdot \tag{44}$$

Der Verlauf dieser Funktion läßt sich graphisch leicht ermitteln, wenn für verschiedene Werte von A_e die Größe der in der Abb. mit a und b bezeichneten Abschnitte ausgemessen und dann

$$R(\omega, A) = R_0(\omega) \cdot \frac{b}{a+b} \tag{45}$$

gebildet wird. Die gewonnene Kurve ist ebenfalls in Abb. 35 eingetragen.

Eine dynamikgeregelte Übertragungsanlage zeigt hinsichtlich der Frequenzkurve ähnliche Verformungen wie die nichtgeregelte, nur daß die Maxima durch die Regelwirkung abgeflacht sind. Allerdings hat die Angabe einer Frequenzkurve bei dynamikgeregelten Anlagen nicht viel Sinn, da sie stark amplitudenabhängig ist und bei genügend starker Regelwirkung in eine horizontale Gerade übergeht, also eine ideale Übertragungskurve vortäuscht. Am besten geht man daher von der Frequenzkurve ohne Regelung ($A \approx 0$) aus.

Die Verflachung der durch akustische Rückwirkung hervorgerufenen Maxima in der Frequenzkurve läßt bereits auf die schon allgemein für nichtlineare Anlagen nachgewiesene Verkürzung der Einschwingvorgänge schließen, nur daß hier bei Vorhandensein einer mit Zeitkonstanten vor sich gehenden Amplitudenregelung durch die Ein- und Ausregelzeitkonstanten noch zusätzliche Effekte auftreten. Ein Beispiel soll dies erläutern.

Mit Hilfe der Beziehung (44) kann der Einschwingvorgang, der durch einen plötzlich eingeschalteten Sinuston in einer dynamikgeregelten Anlage beispielsweise auf einem Maximum der Frequenzkurve hervorgerufen wird, ermittelt werden. Zu diesem Zweck sei vorausgesetzt, daß im unbesprochenen Zustand der Anlage der Rückwirkungsfaktor gerade gleich 1 sei. Die Amplitude des plötzlich eingeschalteten Sinustones habe den Wert 1. Ist nun die Einregelzeitkonstante T_e genügend klein gegen die Laufzeit τ, was in vielen Fällen zutreffen wird, so ist zur Zeit τ nach dem Einschalten die Ausgangsamplitude von 1 auf ihren Dauerwert $1 - \frac{1}{e} \approx 0{,}63$ abgesunken, gleichzeitig damit auch der Rückwirkungsfaktor von 1 auf 0,63, siehe Abb. 36. Zur Zeit τ trifft nun die erste rückwirkende Schwingungsgruppe am Mikrofon ein, jedoch gemäß dem abgesunkenen Rückwirkungsfaktor nicht mit der Amplitude 1, sondern 0,63. Im Verlauf der Zeit von τ bis 2τ sinkt der Rückwirkungsfaktor weiter auf den Wert $\frac{1-e^{-2}}{2} \approx 0{,}43$, die Endamplitude beträgt $1-e^{-2} = 0{,}86$.

Der Vorgang wiederholt sich in analoger Form und ergibt den in Abb. 36 gezeigten Verlauf des Einschwingvorganges. Bemerkenswert ist daran, daß trotz des Anfangsrückwirkungsfaktors 1, des größten im Betriebe vorkommenden, nur die ersten 4 Stufen des Einschwingvorgangs von Bedeutung sind, der Einschwingvorgang also zur Zeit 4τ bereits praktisch abgeklungen ist. Die Ausmessung eines Oszillogrammes, das den eben berechneten Fall möglichst gut annähern sollte, ergab folgende Werte: Die doppelte Amplitude zur Zeit 0 betrug 25 mm und sank bis zur Zeit τ auf 15 mm ab, um dann auf 25 mm zu springen und nach 2τ den

Wert 16 mm zu erreichen. Die 3. Spitze erreichte 22 mm und sank auf 17 mm ab, die 4. eben noch erkennbare Spitze maß 21 mm, der Dauerwert betrug ebenfalls rund 21 mm. Die typische Erscheinung, daß die 2. Spitze den höchsten vorkommenden Amplitudenwert erreicht, war bei allen derartigen Oszillogrammen vorhanden. Ein ähnlicher Fall ist in Abb. 37 Kurve a dargestellt, während Kurve b das Schalten in einem Minimum und c auf der Flanke bei dynamikgeregelter Anlage zeigt. Es lassen sich auch die letzteren Fälle berechnen, doch ist dabei noch die Ausregelzeitkonstante der Dynamikregelung zu berücksichtigen.

Um ein ungefähres Bild davon zu bekommen, ob und wie auch hier die „Resonanzfrequenzen" der Frequenzkurvenmaxima sich im Ausgleichsvorgang bemerkbar machen, werde die Amplitudenumhüllende beim Schalten eines Tones im Maximum der Frequenzkurve durch einen periodischen kippschwingungsähnlichen Vorgang ersetzt gedacht, wobei das Anspringen plötzlich erfolgt, der Abfall nach einer Exponentialfunktion (mit der Zeitkonstante T_e) : $y = e^{-x/T_e}$. Die Laufzeit τ entspricht der Periode 2π. Die Koeffizienten der Fourier-Zerlegung ergeben sich somit zu

$$a_\lambda = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} e^{-x/T_e} \cdot \cos \lambda x \, dx \qquad \text{und} \tag{46}$$

$$b_\lambda = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{2\pi} e^{-x/T_e} \cdot \sin \lambda x \, dx \; .$$

Als Lösung erhält man

$$c_\lambda = \sqrt{a_\lambda^2 + b_\lambda^2} = \frac{1 - e^{-\tau/T_e}}{\pi \cdot \sqrt{\frac{1}{T_e^2} + \lambda^2}} \; . \tag{47}$$

Hieraus kann man ersehen, daß für Einschwingzeitkonstanten, die groß gegen die Ordnungszahl der Schwebungsfrequenzen sind, die fremden Teiltöne in ihrer Amplitude proportional zu ihrem Abstand von der Frequenz des geschalteten Tones abnehmen, genau wie bei einer linearen Anlage. In der Tat erfolgt in diesem Falle die Dynamikregelung so langsam, daß der Einschwingvorgang beendet ist, bevor die Regelung merklich geworden ist. Es ist hier

$$c_\lambda = \frac{1 - e^{-\tau/T_e}}{\pi \cdot \lambda} \; . \tag{48}$$

Wenn dagegen die Einschwingzeitkonstante T_e sehr kurz ist, entsteht am Anfang einer jeden Stufe im Einschwingvorgang eine hohe Spitze, ein Impuls.
Es ist

$$c_\lambda = T_e \cdot \frac{1 - e^{-\tau/T_e}}{\pi} \; . \tag{49}$$

d. h. die Aplituden der angestoßenen „Resonanzfrequenzen" sind unabhängig von ihrem Abstand von der geschalteten Frequenz. Der übliche Betriebsfall als Mittel zwischen diesen Extremfällen bringt also eine Abnahme der Amplituden, die schwächer als linear mit dem Abstand erfolgt.

6. Die akustische Rückwirkung als Raumwirkung und die Abschätzung ihrer zulässigen Größe in Übertragungsanlagen.

Bereits die Untersuchung einer einfachen linearen Übertragungsanlage hat ergeben, daß das Auftreten von akustischer Rückwirkung der Anlage die Eigenschaften eines bestimmten, nämlich von 2 parallelen Wänden begrenzten Raumes verleiht. Dies besagt, daß in einem solchen Raum ein tiefster Eigenton besteht, der mit seinen sämtlichen Vielfachen durch die im Raum entstehenden Schallvorgänge angeregt werden kann. Ein ähnliches Verhalten zeigt auch eine abgeschlossene Luftsäule beispielsweise in Rohren. Der Abstand zwischen Mikrofon und dem auf das Mikrofon zurückwirkenden Lautsprecher entspricht dem Abstand der parallelen Wände bzw. der Endflächen des Rohres. Die Schwingungsrichtung im Raum ist senkrecht zu diesen Wänden und Flächen. Der Übergang auf Anlagen mit mehreren nebeneinander bestehenden Schallrückwirkungswegen bedeutet analog für den Raum, daß hier in mehreren Raumrichtungen Schwingungsvorgänge entstehen können. Einem Raum mit der Form eines Quaders, in dem vorzugsweise drei Schwingungsrichtungen bestehen, entspricht demnach beispielsweise eine Übertragungsanlage mit 3 angeschlossenen Lautsprechern, die auf das Besprechungsmikrofon rückwirken können. Die drei Abstände zwischen den Lautsprechern und dem Mikrofon entsprechen den Längen der drei Raumkanten.

Besonders deutlich ist diese Analogie zu erkennen, wenn man die Frequenzkurven von Räumen und von akustisch rückwirkenden Anlagen miteinander vergleicht. Wird in einem Raum sinusförmige Tonfrequenz konstanter Amplitude erzeugt und die Frequenz ganz langsam verändert, so kann in einem bestimmten Beobachtungspunkt eine für diese Stelle gültige „Frequenzkurve" des Raumes aufgenommen werden. Für jeden Beobachtungspunkt bzw. Standort des Tonsenders (diese sind ja gegeneinander austauschbar) ergibt sich nun zwar eine etwas andere Frequenzkurve, jedoch sind die Unterschiede zwischen Maximal- und Minimalwerten, die Abstände der Frequenzen zwischen den Maximal- und Minimalpunkten, die Flankensteilheiten der Kurven im Mittel die gleichen und für den betrachteten Raum charakteristisch, wenn dieser nicht gerade hinsichtlich Bauart, Baustoff und Wanddämpfung äußerst ungleichmäßig zusammengesetzt ist.

Was im Raum die Meßstelle ist, ist bei akustisch rückwirkender Übertragungsanlage der Standort des Beobachters im Schallfeld der Wiedergabelautsprecher. Wie im Raum die Meßstelle beispielsweise für eine Hauptschwingungsrichtung im Druckbauch, für eine andere auf der Flanke oder im Minimum liegt, so kann dasselbe für den Beobachter in

den Schallrückwirkungswegen eintreten. Die Frequenzkurve des Raumes ist für die Dauerzustände wie auch die entstehenden Ausgleichsvorgänge verantwortlich, die in diesem Falle mit Hallerscheinungen bezeichnet werden. Genau wie bei Räumen optimale Hallverhältnisse für verschiedene Zwecke bestimmt worden sind, kann dies auch für Übertragungsanlagen geschehen. Dabei ist aber zu beachten, daß häufig die zu übertragenden Schallvorgänge schon Raumwirkung besitzen. Wird z. B. ein Vortrag aus einem Raum mit optimaler Hallwirkung übertragen, so ist in der verwendeten Übertragungsanlage jede akustische Rückwirkung, auch die geringste, nachteilig auf die Verständlichkeit und ästhetische Wirkung. Handelt es sich also darum, in einem Raum mit reichlicher Hallwirkung, in dem die Lautstärke der Darbietungen nicht ausreicht, durch eine Mikrofonanlage die Lautstärke zu erhöhen, so ist eine wichtige Voraussetzung für die wirksame Verbesserung der Akustik die zusätzliche Dämpfung des Raumes. Die Dämpfung ist dabei so zu bemessen, daß die Hallwirkung des Raumes gemeinsam mit der zusätzlichen Hallwirkung, die durch die unvermeidliche akustische Rückwirkung entsteht, zusammen etwa das für die Art der Darbietungen und für die Raumgröße bekannte Optimum ergibt. Da mit der zusätzlichen Raumdämpfung nicht nur der Raumhall an sich, sondern gleichzeitig auch der Rückwirkungsfaktor der Anlage sinkt, ist auch eine geringe Zusatzdämpfung des Raumes an geeigneten Stellen schon sehr wirksam. Allerdings steigt durch diese Maßnahme die notwendige Leistungsgröße der Übertragungsanlage (Vergrößerungsfaktor zu ermitteln nach Abb. 6).

Ein für die Praxis sehr brauchbares Maß für die Hallwirkung eines Raumes ist die mittlere Anhallzeitkonstante [16]). Während die optimale Nachhalldauer mit der Raumgröße etwas zunimmt, bleibt die zugehörige Anhallzeitkonstante praktisch konstant. Der Grund für diese Erscheinung ist in der dichteren Folge von Raumeigenfrequenzen in der „Frequenzkurve" großer Räume zu suchen, die wie früher [11]) gezeigt, eine relative Verkleinerung der Anhall- zur Nachhallzeitkonstante bewirkt. Die Größe dieser von Raumvolumen nahezu unabhängigen Anhallzeitkonstante beträgt etwa 60 Millisekunden (auch ziemlich frequenzunabhängig). Es ist also dafür zu sorgen, daß ein an der Schallquelle plötzlich mit voller Amplitude einsetzender Sinuston in dem von den Zuhörern besetzten Raum nach 60 msec. etwa $^2/_3$ seines Dauerwertes erreicht. In diesem Wert muß dann die durch akustische Rückwirkung der Übertragungsanlage verursachte Einschwingverlängerung schon einbegriffen sein.

Stellt man die Frage nach der Unterscheidungsgrenze, wo die Erscheinung der akustischen Rückwirkung eben hörbar wird, so hängt diese von der Empfindungsschwelle von Amplitudenunterschieden ab. Es gilt:

$$\frac{1}{1 - R_h(\omega)} = 1 + \frac{E}{100}, \tag{50}$$

---

[16]) H. Benecke, Annalen d. Phys., 15, 259, 1932.

wo $R_h(\omega)$ den eben hörbaren Rückwirkungsfaktor und E die Amplitudenunterschiedsschwelle in Prozenten darstellt. Hieraus ergibt sich $R_h(\omega)$ zu $\frac{E}{100+E}$ und, da E etwa in der Gegend von 5 liegt und somit gegen 100 vernachlässigt werden darf, zu 0,05.

Die Größe von $R(\omega)$ dagegen, die störend hörbar wird, hängt davon ab, wieviel Raumhall der zu übertragende Schallvorgang bereits erhalten hat. Im Freien oder in sehr stark gedämpftem Raum darf T nach Gleichung (29) bzw. (41) den Wert von 60 msec nicht überschreiten. Da T proportional zur Laufzeit τ bzw. Schallweglänge in Luft ist, so ist in sehr großen Räumen der zulässige Rückwirkungsfaktor verhältnismäßig klein zu halten.

Man kann nun statt der Hallwirkung des Raumes die äquivalente akustische Rückwirkung einsetzen. Aus Gleichung (41) erhält man für die Anhallzeitkonstante des Raumes

$$T_r = \left(\frac{2}{\ln \frac{1}{\sum R_r(\omega)}} - 1 \right) \cdot \frac{\sum \tau_r}{2n}, \tag{51}$$

wo $\Sigma R_r(\omega)$ die äquivalente Rückwirkung aller Schallwege gleich dem Gesamtrückwirkungsfaktor $R_g(\omega)$, τ_r die Laufzeit der einzelnen Schallwege und n ihre Anzahl darstellt. Man kann nun in Annäherung 1 gegen den Bruch in der Klammer vernachlässigen und $\frac{\Sigma \tau_r}{n}$ (sec) durch $\psi \cdot \frac{\sqrt[3]{V}}{c}$ (sec) ersetzen (V = Raumvolumen, c = Schallgeschwindigkeit, ψ = Formfaktor des Raumes). Damit ergibt sich

$$T_r = \frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c \cdot \ln \frac{1}{R_g(\omega)}} \tag{52}$$

und weiterhin für die der Hallwirkung äquivalente akustische Raumrückwirkung

$$R_g(\omega) = e^{-\frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c \cdot T_r}}. \tag{53}$$

Das Volumen V ist bekannt und die mittlere Anhallzeitkonstante T_r kann gemessen werden. Der Formfaktor ψ des Raumes besagt, wievielmal länger der mittlere Schallweg im Raum ist als die mittlere Raumkantenlänge. Er kann etwa mit dem Wert 1,5 angesetzt werden. So ergibt sich zum Beispiel für einen Raum von 1000 m³ Volumen, der die Anhallzeitkonstante $T_r = 50$ msec besitzt, für $R_g(\omega)$ der Wert $e^{-0,87} = 0,42$. Nun kann man den z u s ä t z l i c h zulässigen Gesamtrückwirkungs-

faktor $R_z(\omega)$ der Übertragungsanlage aus (41) angenähert bestimmen, indem man für $T = T_{opt} = 0{,}06$, für $\sum_1^n R_n(\omega) = R_g(\omega) + R_z(\omega)$ und wieder für $\frac{1}{n} \cdot \sum_1^n \tau_n = \frac{\psi}{c} \cdot \sqrt[3]{V}$ einsetzt und 1 in der Klammer vernachlässigt. Man erhält:

$$R_z(\omega) = e^{-\frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c \cdot T_{opt}}} - e^{-\frac{\psi \cdot \sqrt[3]{V}}{c \cdot T_r}} \tag{54}$$

$$\approx e^{-0{,}05\,\psi\sqrt[3]{V}} - e^{-0{,}05\,\psi\sqrt[3]{V} \cdot 0{,}06/T_r}.$$

Der einfachste Weg für die Praxis ist natürlich, die Anhallzeitkonstante von Raum + Übertragungsanlage zu messen und die Dämpfung solange zu verändern, bis T_{opt} erreicht ist.

7. Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, in welcher Weise eine akustische Rückwirkung in Übertragungsanlagen Verzerrungen von Dauertönen und Ausgleichserscheinungen bewirkt, auch wenn die Größe der akustischen Rückwirkung noch nicht zu Selbsterregungserscheinungen führen kann. Die auftretenden Verzerrungen werden an verschiedenen linearen, nichtlinearen und dynamikgeregelten Übertragungsanlagen untersucht.

Es hat sich ergeben, daß die durch die akustische Rückwirkung bedingten Änderungen an den zu übertragenden Nutzschallvorgängen in allen Einzelheiten den Hallwirkungen eines Raumes gleichen; besonders wird gezeigt, daß die Frequenzcharakteristik einer Übertragungsanlage durch die akustische Rückwirkung in gleicher Weise verändert wird wie durch einen Raum. Endlich werden noch praktische Dimensionierungshinweise für Übertragungsanlagen gegeben.

Abbildungen.

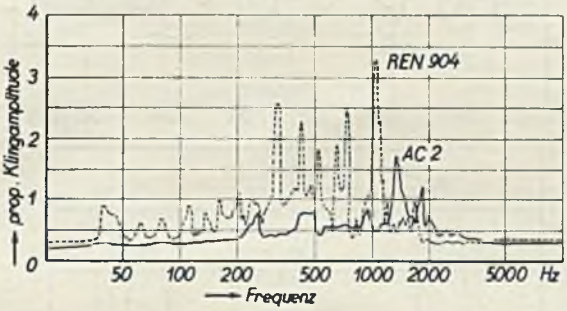

Abb. 1. Klingkurven eines älteren Röhrentyps (REN 904, gestrichelt) und eines verbesserten Typs (AC 2, ausgezogen).

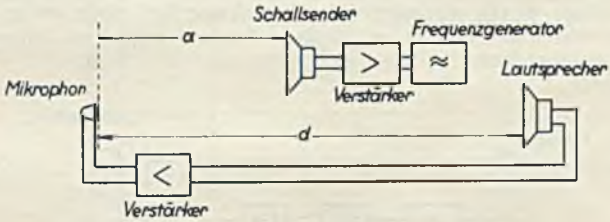

Abb. 2. Schema einer einfachen Übertragungsanlage mit akustischer Rückwirkung.

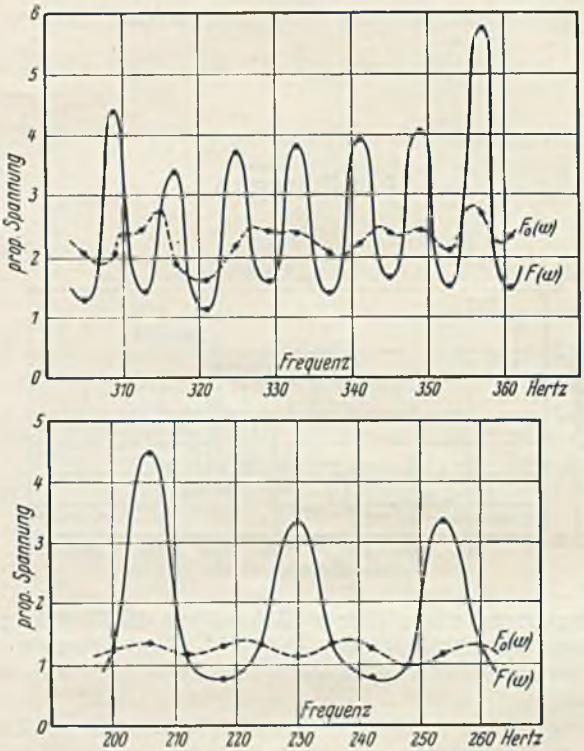

Abb. 3. Frequenzkurvenverformung bei einer einfachen Übertragungsanlage durch akustische Rückwirkung bei etwa 48 m Abstand (oben) und etwa 14 m Abstand (unten) zwischen Mikrofon und Lautsprecher.

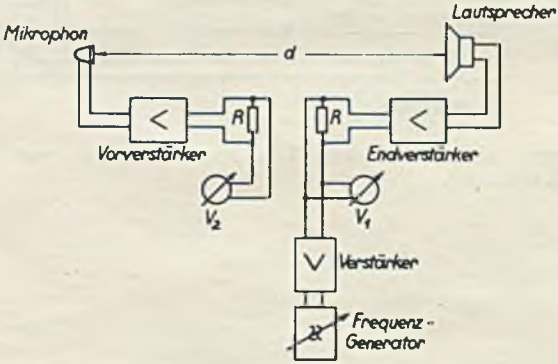

Abb. 4. Schaltschema für die Messung des Rückwirkungsfaktors bei einer einfachen Übertragungsanlage.

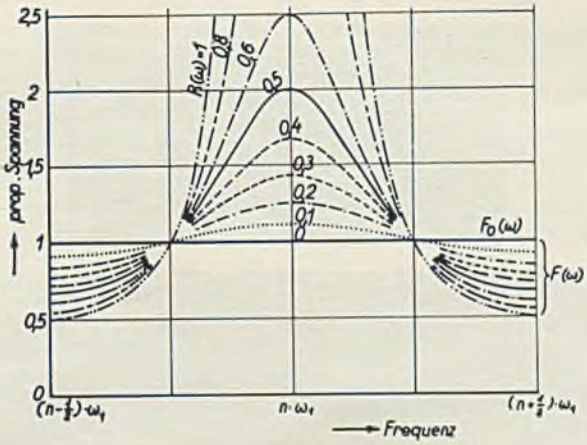

Abb. 5. Verformung einer geraden Frequenzkurve bei verschiedenen Rückwirkungsfaktoren.

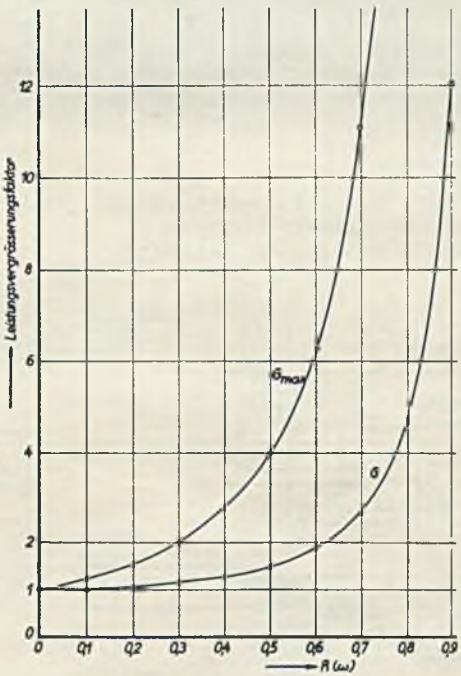

Abb. 6. Leistungsvergrößerungsfaktoren für eine einfache Übertragungsanlage als Funktion des Rückwirkungsfaktors.

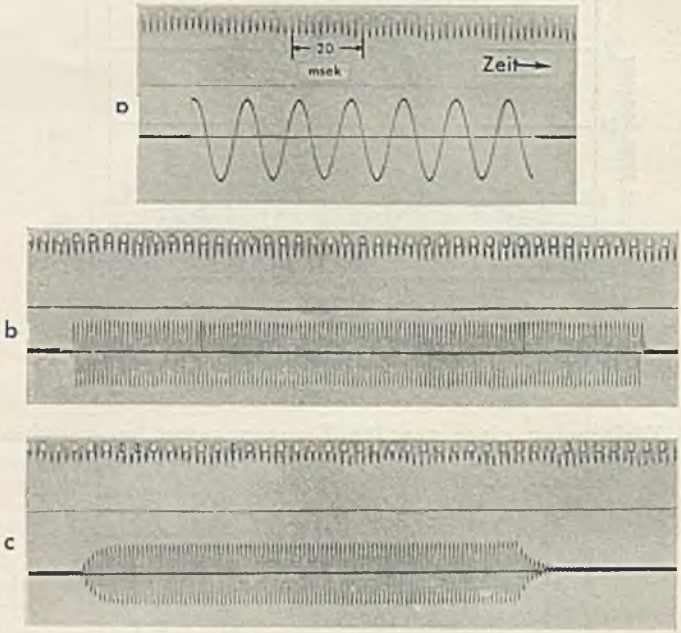

Abb. 7. Schaltvorgänge:

a. plötzliches Ein- und Ausschalten einer niederen Frequenz,
b. dasselbe bei höherer Frequenz,
c. exponentielles An- und Abklingen.

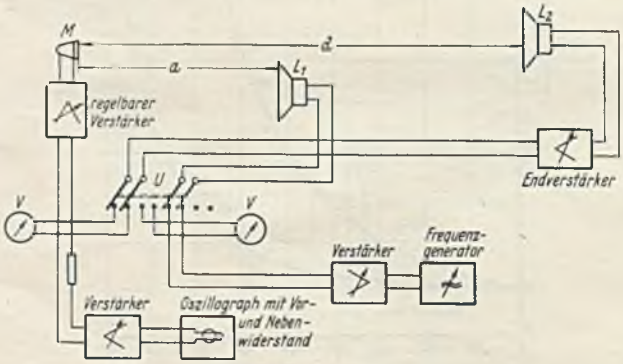

Abb. 8. Schaltschema für die Messung der Ausgleichsverzerrungen bei akustischer Rückwirkung.

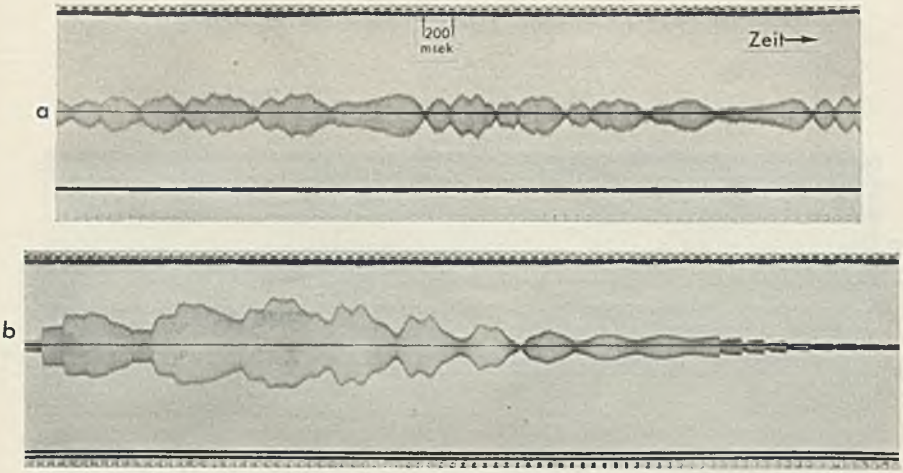

Abb. 9. Wirkung der Inkonstanz der Meßfrequenz auf eine akustisch rückwirkende Anlage,
a. bei Dauerton,
b. bei einem plötzlich ein- und ausgeschalteten Ton.

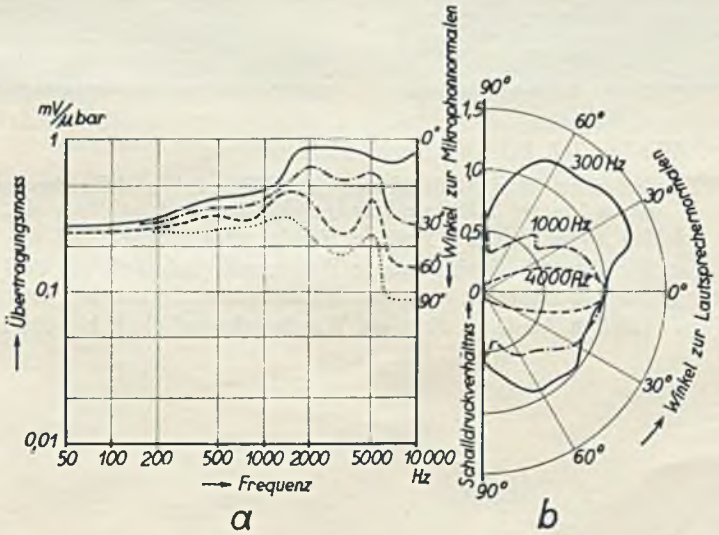

Abb. 10. Richtwirkungscharakteristiken,
a. für ein hochwertiges Kohlemikrofon,
b. für einen Konuslautsprecher.

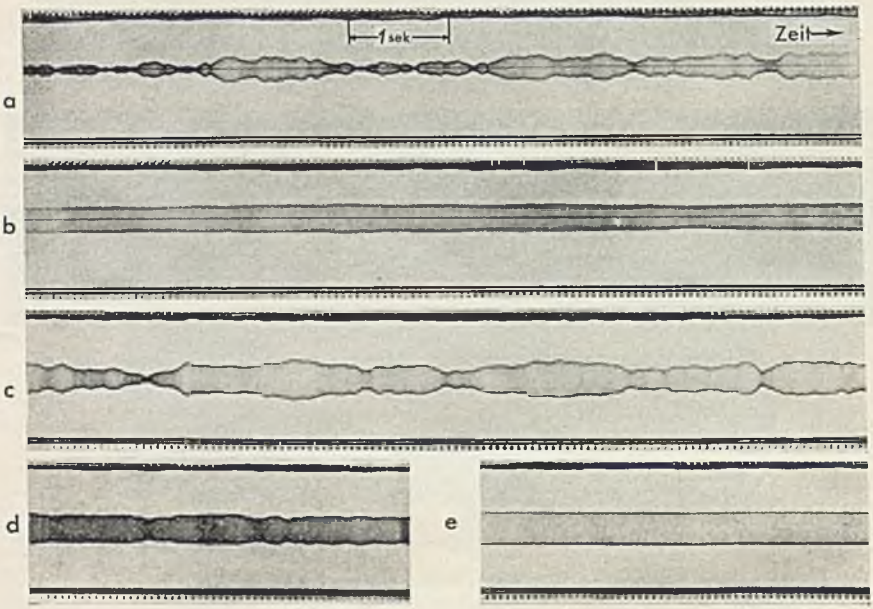

Abb. 11. Windeinfluß bei konstanter Meßfrequenz,

a. für etwa 46 m Abstand zwischen Mikrofon und Lautsprecher, etwa 3 m/sec mittlere Windgeschwindigkeit bei 4000 Hz.,

b. für 46 m Abstand, 3 m/sec Windgeschwindigkeit bei 400 Hz.,

c. für 14 m Abstand, 10 m/sec Windgeschwindigkeit bei 4000 Hz.,

d. für 7 m Abstand, 10 m/sec. Windgeschwindigkeit bei 4000 Hz.,

e. für 7 m Abstand, 10 m/sec Windgeschwindigkeit bei 200 Hz.

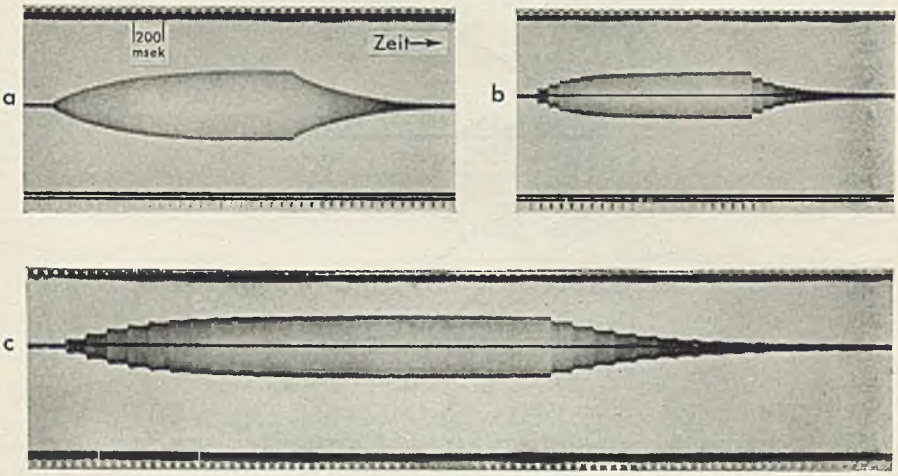

Abb. 12. Ausgleichsverzerrungen plötzlich geschalteter Töne auf einem Maximum der verformten Frequenzkurve,

a. bei etwa 6,5 m Abstand zwischen Mikrofon und Lautsprecher mit einem Rückwirkungsfaktor 0,9,

b. bei 24 m Abstand mit einem Rückwirkungsfaktor 0,7,

c. bei 48 m Abstand mit einem Rückwirkungsfaktor 0,8.

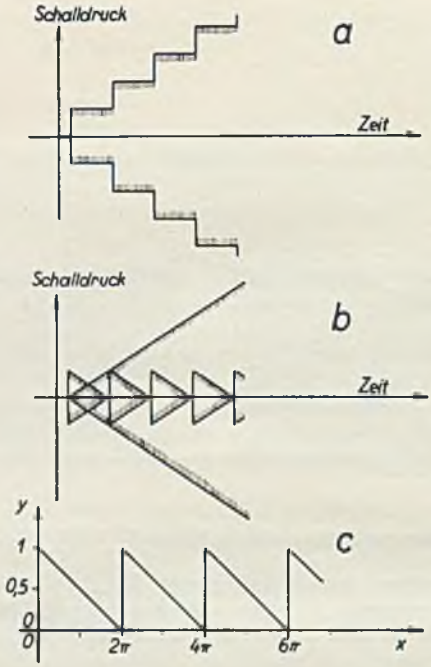

Abb. 13. Schema des Einschaltvorgangs auf einem Maximum der Frequenzkurve:
a. idealisierter Vorgang,
b. dessen Zerlegung,
c. Kippschwingvorgang.

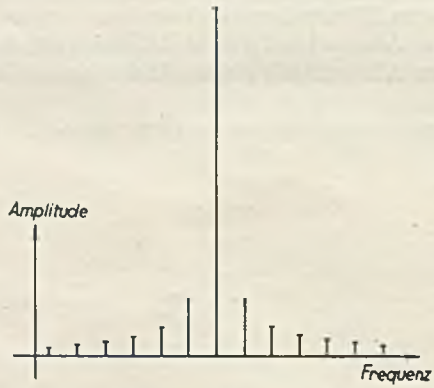

Abb. 14. Verhältnis der Teiltonamplituden eines Einschaltvorganges nach Abb. 13.

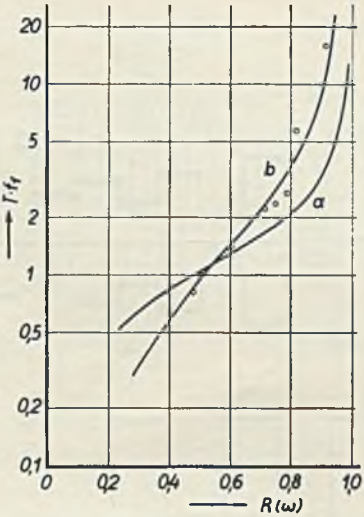

Abb. 15. Maß für die Einschwingverzerrung als Funktion des Rückwirkungsfaktors:
a. mit Näherungsformel Gl. (24) gerechnete Kurve,
b. mit Formel Gl. (29) gerechnete Kurve mit eingetragenen Beobachtungsergebnissen.

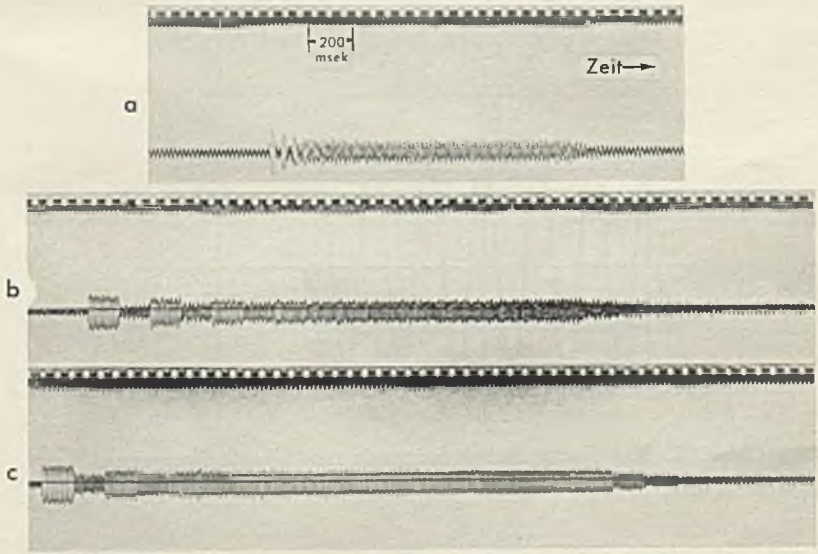

Abb. 16. Ausgleichsverzerrungen plötzlich geschalteter Töne im Minimum der Frequenzkurve;
a. etwa 7 m Abstand zwischen Mikrofon und Lautsprecher,
b. 48 m Abstand, Rückwirkungsfaktor etwa 0,8,
c. 48 m Abstand, Rückwirkungsfaktor etwa 0,6.

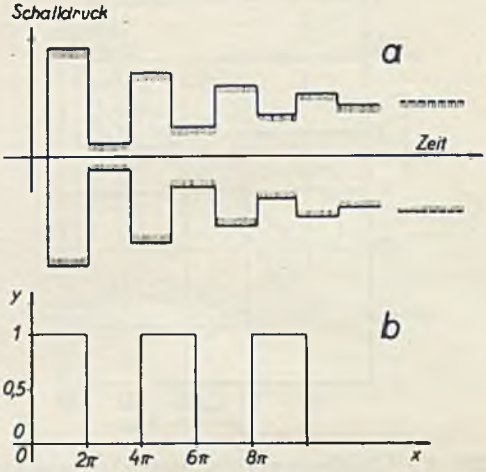

Abb. 17. Schema des Einschaltvorgangs im Minimum der Frequenzkurve:
a. idealisierter Vorgang,
b. Rechteckimpulse.

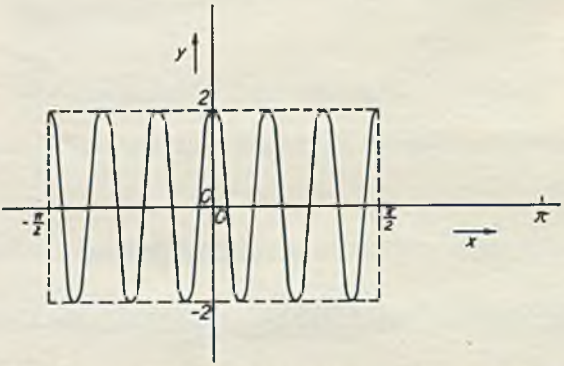

Abb. 18. Mit einem Rechteckimpuls modulierte Frequenz.

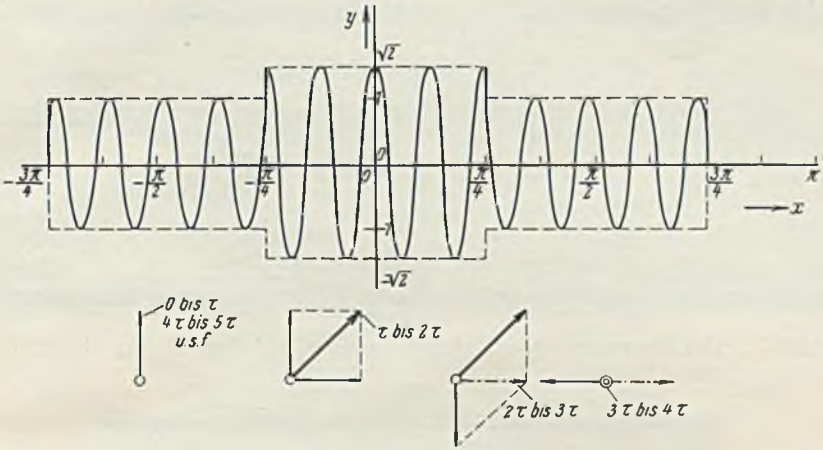

Abb. 19. Modulierte Frequenz, die den Einschaltvorgang auf der Flanke der Frequenzkurve idealisiert.

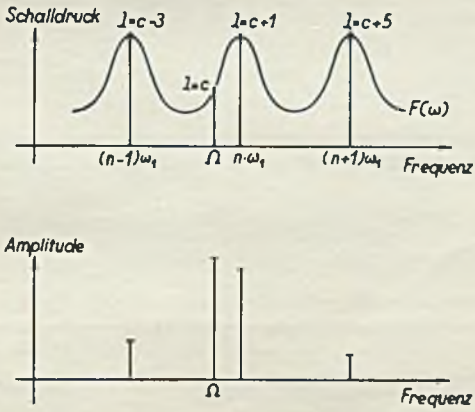

Abb. 20. Schalten auf der Flanke der Frequenzkurve:
Frequenzkurve mit der geschalteten Frequenz Ω bei $\lambda = c$ (oberes Bild),
Amplitudenverhältnis der auftretenden Teiltöne (unteres Bild).

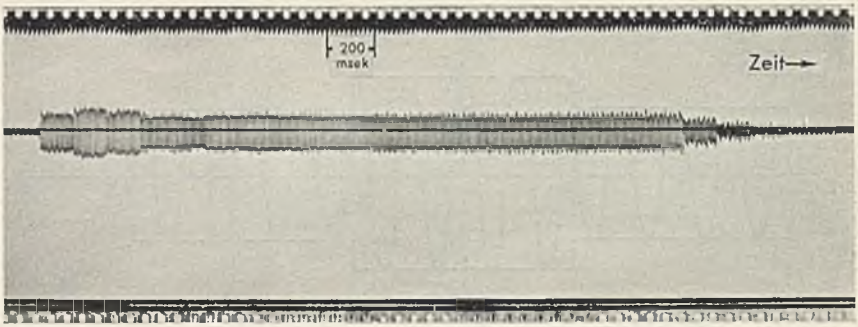

Abb. 21. Oszillogramm eines Schaltvorganges auf der Flanke der Frequenzkurve.

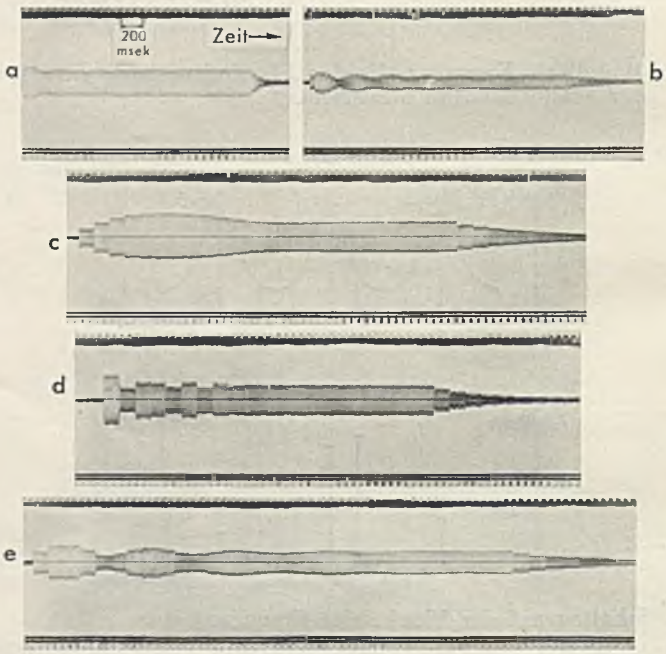

Abb. 22. Schaltvorgänge bei akustischer Rückwirkung:
a. in der Nähe eines Maximums der Frequenzkurve geschaltet, etwa 7 m Abstand zwischen Mikrofon und Lautsprecher, kleiner Rückwirkungsfaktor,
b. in der Nähe eines Maximums, Abstand 12 m, großer Rückwirkungsfaktor,
c. ganz nahe an einem Maximum, Abstand 48 m,
d. nahe an einem Minimum, Abstand 48 m,
e. auf der Flanke, Abstand 48 m.

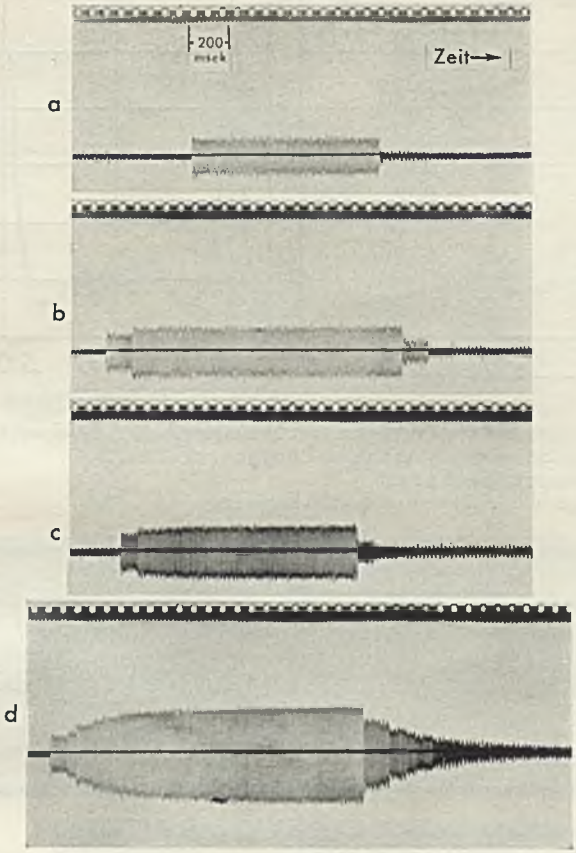

Abb. 23. Schaltvorgang bei einer Übertragungsanlage mit zwei Schallwegen:

a. direkter unverzerrter Vorgang,

b. Vorgang mit Rückwirkung über einen Schallweg im Maximum der Frequenzkurve,

c. Vorgang mit Rückwirkung über den anderen Schallweg, ebenfalls im Maximum,

d. Vorgang mit Rückwirkung über beide Schallwege, Doppelmaximum.

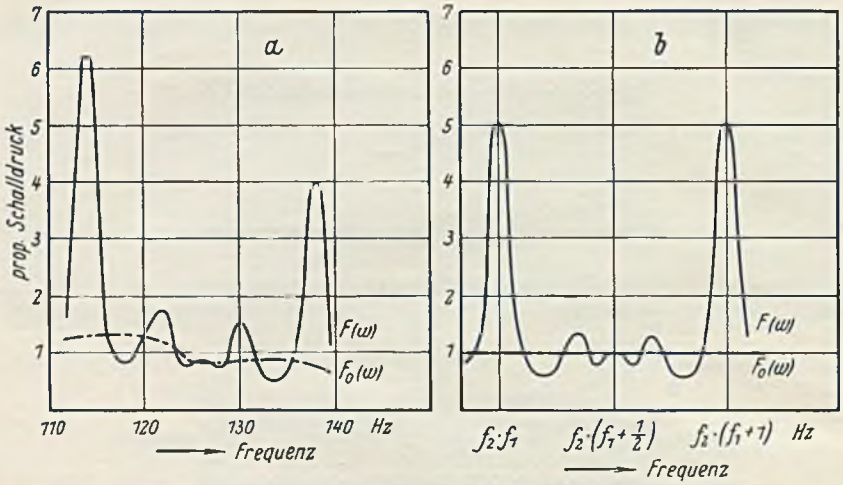

Abb. 24. Frequenzkurvenverformung bei akustischer Rückwirkung über zwei Schallwege mit dem Längenverhältnis 2 : 3;
a. gemessene Kurven,
b. nach Gl. (42) gerechnete Kurven.

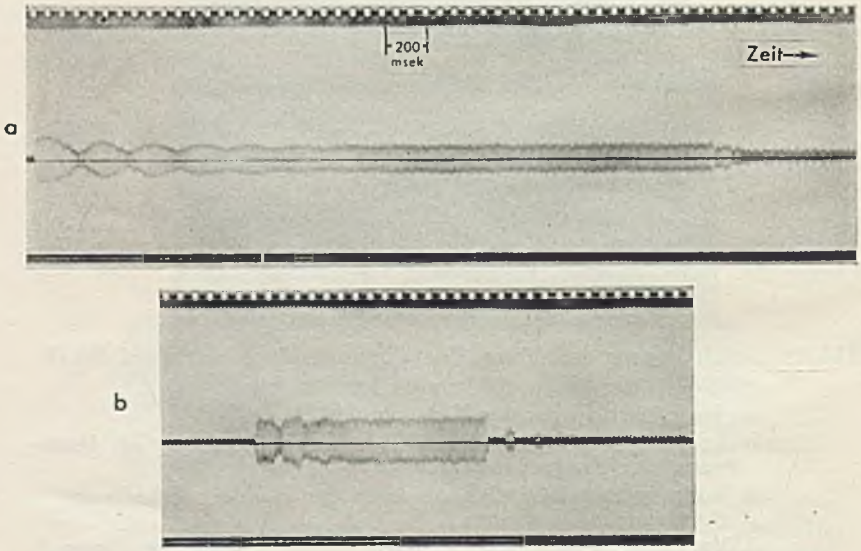

Abb. 25. Schaltvorgang bei einer Übertragungsanlage mit zwei Schallwegen:
a. Vorgang in einem doppelten Minimum der Frequenzkurve,
b. Vorgang an einer Stelle der Frequenzkurve, wo ein Maximum und ein Minimum aufeinanderfallen.

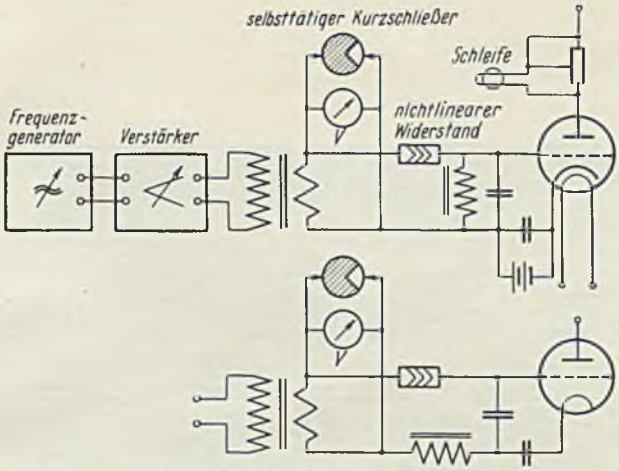

Abb. 26. Versuchsschaltungen zur Untersuchung nichtlinearer gedämpfter Schwingungskreise.

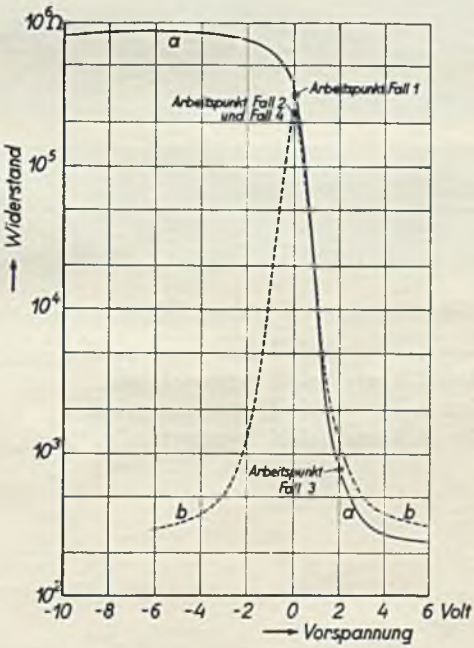

Abb. 27. Widerstandswerte der nichtlinearen Dämpfungswiderstände als Funktion der angelegten Spannung:
a. unsymmetrische,
b. symmetrische Charakteristik.

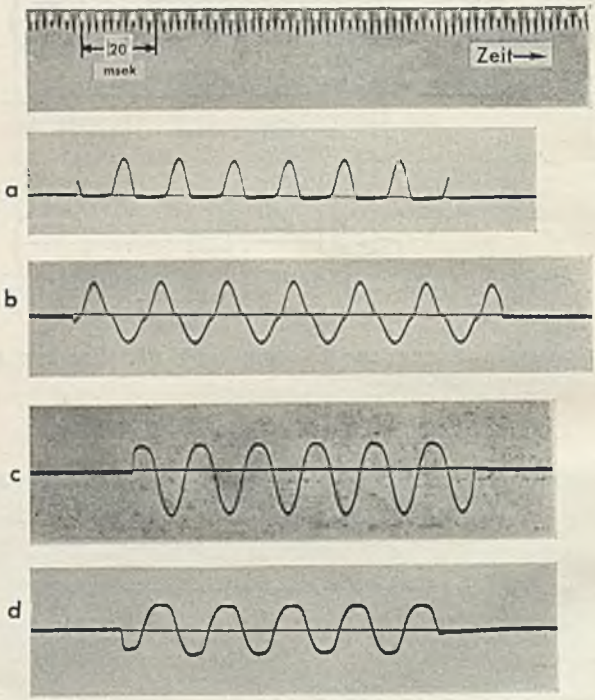

Abb. 28. Durch den nichtlinearen Widerstand allein verzerrte Sinustöne:
a. für den 1. Versuchsfall (unsymmetrisch),
b. für den 2. Versuchsfall (symmetrisch),
c. für den 3. Versuchsfall (unsymmetrisch),
d. für den 4. Versuchsfall (symmetrisch).

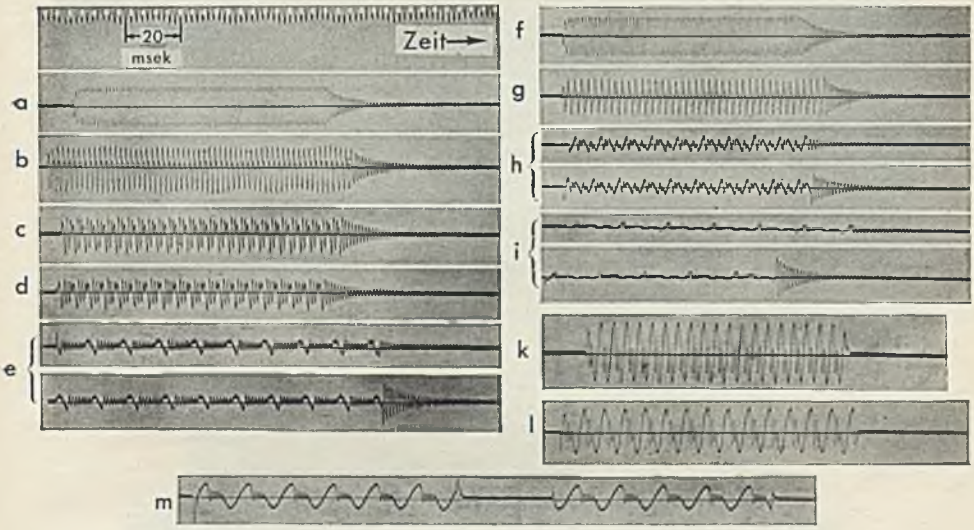

Abb. 29. Durch nichtlinear gedämpften Schwingungskreis verzerrte, plötzlich ein- und ausgeschaltete Sinustöne:

a. geschaltete Frequenz gleich der Resonanzfrequenz des Schwingungskreises für Versuchsfall 1,

b., c., d. und e. geschaltete Frequenz unterhalb der Resonanzfrequenz für Versuchsfall 1,

f. geschaltete Frequenz gleich der Resonanzfrequenz für den Versuchsfall 2,

g., h. und i. geschaltete Frequenz unterhalb der Resonanzfrequenz für Fall 2,

k., l. und m. geschaltete Frequenz unterhalb der Resonanzfrequenz für den 3. Versuchsfall.

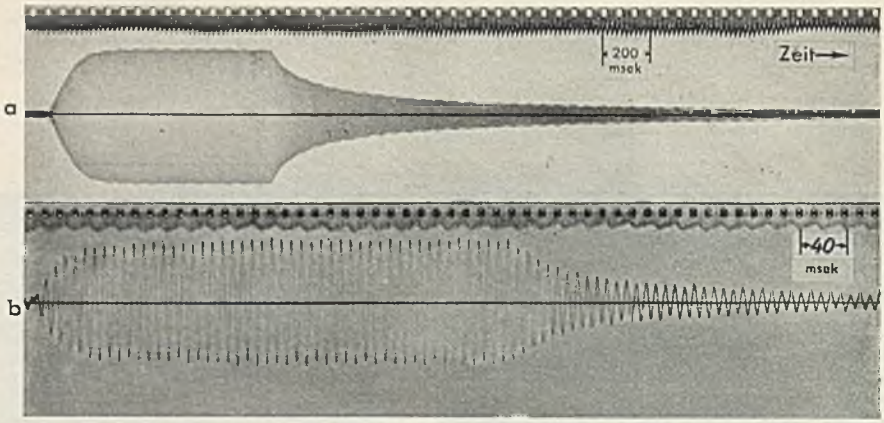

Abb. 30. Ausgleichsverzerrung eines plötzlich geschalteten Sinustones:
a. über einen induktiv entdämpften Schwingungskreis,
b. durch akustische Rückwirkung bei kleiner Laufzeit stark entdämpft.

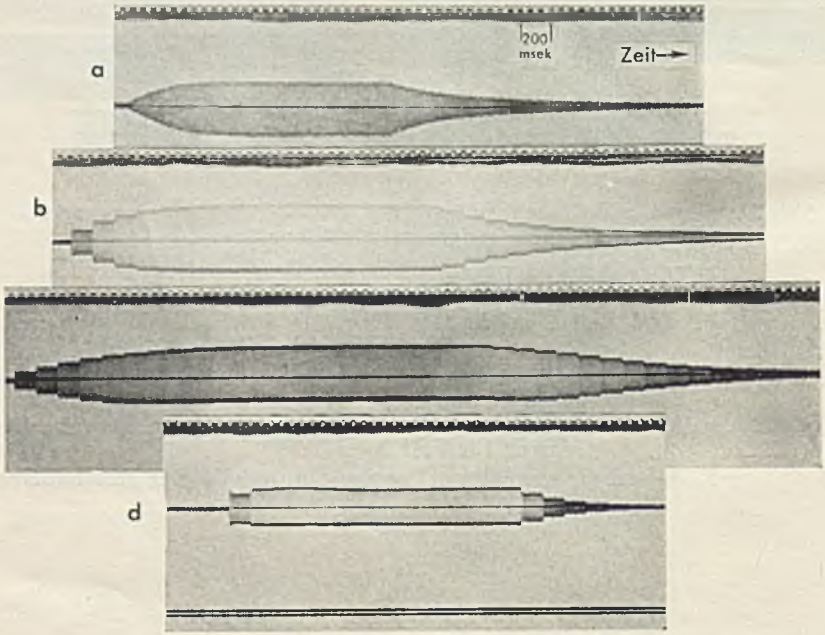

Abb. 31. Schalten eines Sinustones im Maximum der durch akustische Rückwirkung verformten Frequenzkurve bei nichtlinearer Anlage;
a. nichtlineare Anlage mit zwei Schallwegen, $d_1 = 14$ m und $d_2 = 21$ m,
b., c. und d. Anlage mit einem Schallweg, verschieden stark nichtlinear, $d = 46$ m.

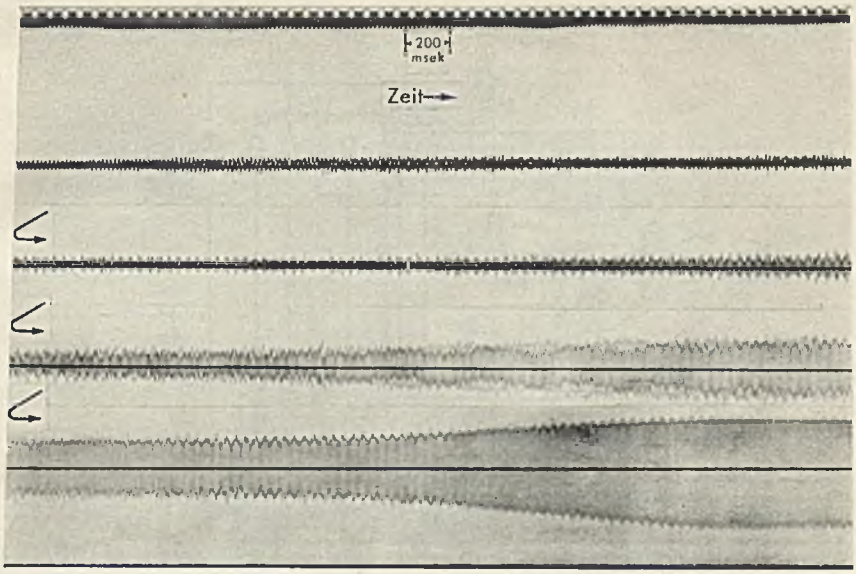

Abb. 32. Einsatz der akustischen Rückkopplung in einer nichtlinearen Anlage in der Nähe des Rückkopplungsgrenzfalles.

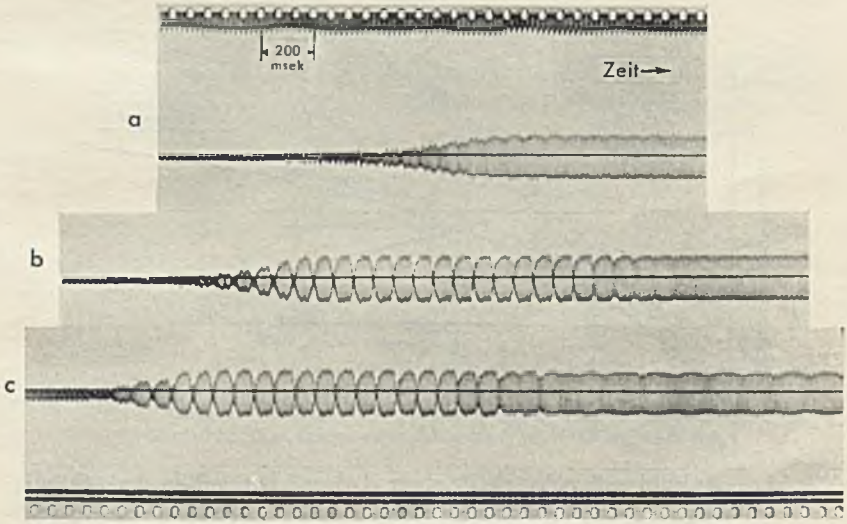

Abb. 33. Einsatz der akustischen Rückkopplung in einer nichtlinearen Anlage:
a. auf einem Maximum der Frequenzkurve,
b. auf zwei benachbarten Maxima,
c. auf zwei Maxima mit gleichzeitigem Besprechungston.

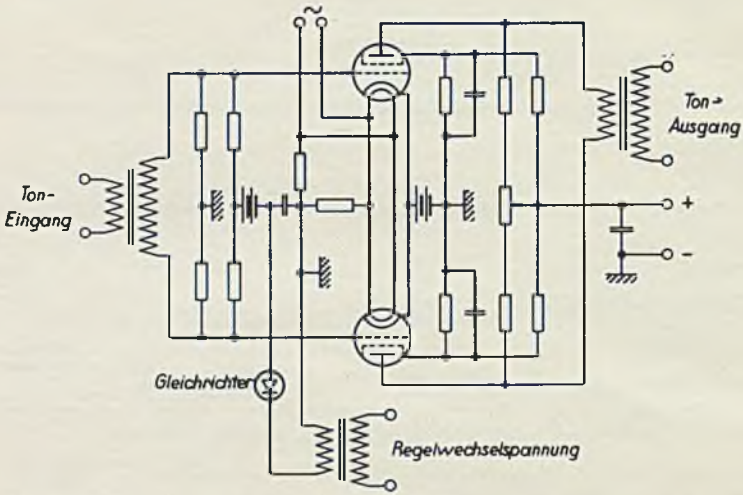

Abb. 34. Schema einer einfachen dynamikgeregelten Gegentaktstufe

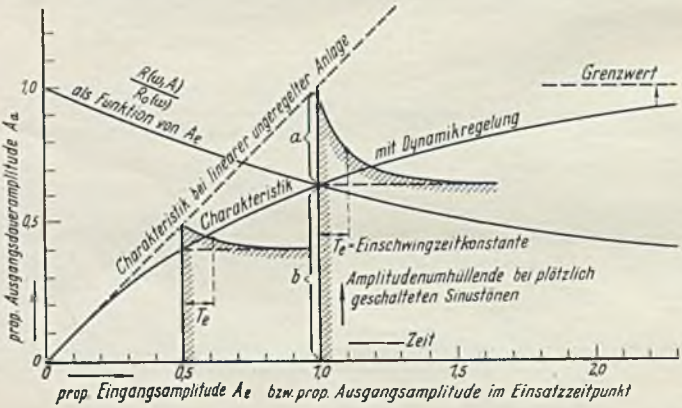

Abb. 35. Amplitudencharakteristik einer dynamikgeregelten Anlage, mit eingezeichneter Einschaltverzerrung plötzlich geschalteter Sinustöne bei 2 Amplitudenwerten, sowie Abnahme des Rückwirkungsfaktors als Funktion der Besprechungsamplitude.

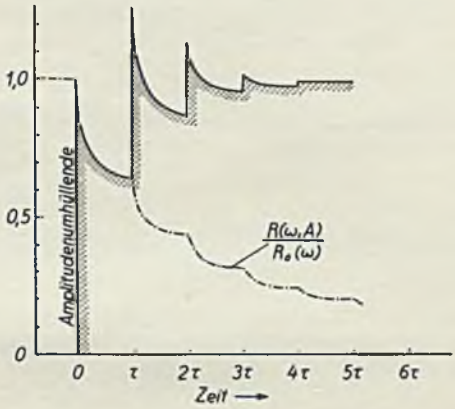

Abb. 36. Verlauf des Einschaltvorgangs eines Sinustones bei dynamikgeregelter akustisch rückwirkender Anlage im Maximum der Frequenzkurve sowie Abnahme des Rückwirkungsfaktors als Funktion der Zeit.

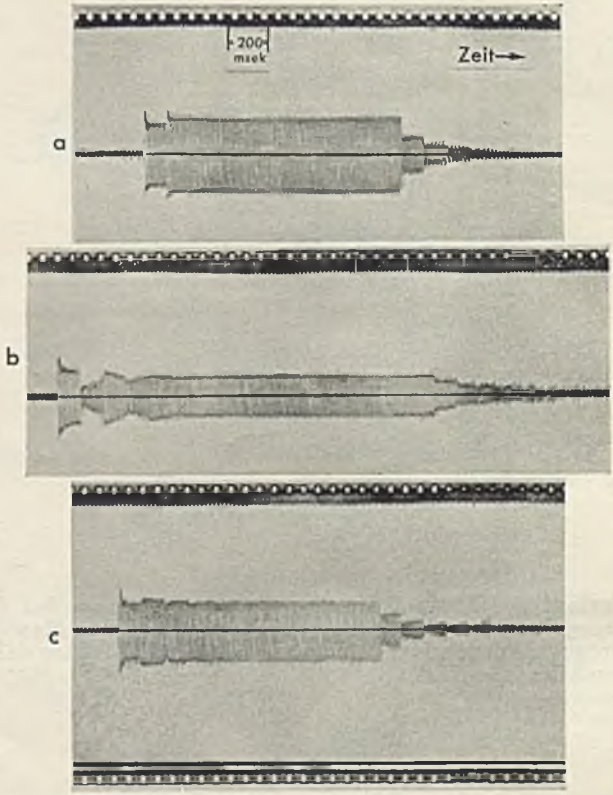

Abb. 37. Schaltvorgänge von Sinustönen an einer dynamikgeregelten akustisch rückwirkenden Anlage;

a. in einem Maximum der Frequenzkurve,
b. in einem Minimum,
c. auf der Flanke.

POLITECHNIKA ŚLĄSKA BIBLIOTEKA GŁÓWNA

Bisherige Veröffentlichungen,

sämtlich gemeinsam mit den Herren Dr. Lichte und Dr. Kotowski:

Die Lautstärke von Knacken, Geräuschen und Tönen	ENT 12 278 1935
Der Aufbau des Tonhöhenbewußtseins	ENT 12 326 1935
Die Hörbarkeit von Laufzeitdifferenzen . . .	ENT 12 355 1935
Höruntersuchungen an elektroakustischen Übertragungsanlagen	ENT 13 1 1936
Dynamikgeregelte Verstärker und Klartonsteuerungen	ENT 13 47 1936
Die Hallwirkung von Räumen, ihre Messung und ihre Nachbildung	ENT 13 268 1936
Die Lautstärke von Knackfolgen	ZS. f. Hochfr.Tech. u. Elektroak. 47 33 1936
Die Hörbarkeit von Knacken und kurzdauernden Tönen	ZS. f. techn. Phys. 16 516 ff. 1935
Ausgleichsvorgänge in elektroakustischen Übertragungsanlagen	
Hörbarkeit von Regelvorgängen in dynamikgeregelten Verstärkern und Film-Reintonsystemen	
Frequenzspektrum und Tonerkennen	Ann. d. Phys. 25 433 1936
Logarithmische und lineare Lautstärkeskala . .	Ann. d. Phys. 27 664 1936

POLITECHNIKA ŚLĄSKA BIBLIOTEKA GŁÓWNA Gliwice

BIBLIOTEKA GŁÓWNA
BG Politechniki Śląskiej
nr inw.: 11 - 21567
Dyr.1 9104