

TELEFUNKEN-ZEITUNG

NACHRICHTEN AUS DEM



TELEFUNKEN-KONZERN

TELEFUNKEN — DEBEG

Unter Mitwirkung von Dr. Georg Graf v. Arco und Prof. Dr. Fritz Schröter

XV. JAHRGANG

DEZEMBER 1934

NUMMER 69

Tonverwerfung und Springen eines Schwingaudions beim Durchstimmen des Vorkreises.

Von W. Kautter.

Bei einem Empfänger mit schwingendem Audion und vorhergehender Hochfrequenzverstärkung ist es aus Gründen der Bedienbarkeit sowie der Frequenzzeichnung wünschenswert, daß die Frequenz des schwingenden Audions lediglich durch die Abstimmung des Audionkreises bestimmt ist, nicht aber durch die der vorhergehenden Hochfrequenzkreise. Tatsächlich beobachtet man bei allen Geradeausempfängern beim Durchstimmen des Hochfrequenz-Kreises neben dem Anwachsen der Amplitude eine mehr oder weniger große Änderung des Überlagerungstones, die bis zum plötzlichen Umspringen des Tones oder bei noch stärkerer Kopplung zur Selbsterregung der Hochfrequenz-Stufe führen kann. Der Grund liegt in irgendwelchen Kopplungen des schwingenden Audionkreises mit dem Hochfrequenz-Kreis, die um so gefährlicher sind, je größer die Verstärkung der Stufe ist. Liegen vor dem Audionkreis mehrere Hochfrequenz-Stufen, so ist naturgemäß eine direkte Kopplung mit dem ersten Hochfrequenz-Kreis am gefährlichsten. Da es durch hinreichende Abschirmung und Leitungsverdrosselung möglich ist, alle außerhalb der Röhre liegenden Kopplungen weitgehend zu vermeiden, so bleibt praktisch die Kopplung über die Gitter-Anoden-Kapazität der Hochfrequenz-Röhre übrig. Bei Trioden ist diese Kapazität so groß, daß sie zur Selbsterregung führen würde und daher eine Neutralisationsschaltung erfordert. Bei Schirmgitterröhren ist eine solche Neutralisation nicht nötig und wird im allgemeinen auch nicht durchgeführt. Im folgenden wird rechnerisch der Einfluß des Hochfrequenz-Kreises über die Gitter-Anodenkapazität ermittelt. Man erhält die Verstimmung des Audions und kann auf Grund der Rechnung feststellen, wie weit man vom Umspringen der Audionwelle sowie vom Auftreten der Selbsterregung entfernt ist.

Bild 30 zeigt das grundsätzliche Schaltbild. Im Gitterkreis der Hochfrequenz-Röhre liegt ein resultierender Scheinwiderstand R_g , den wir uns nach Einrechnung sämtlicher etwa noch angekoppelter Kreise, Antennen usw. immer als einen Schwingkreis vorstellen können, welcher durch Kapazität, Selbstinduktion und Resonanzwiderstand bei der zu betrachtenden Frequenz gekennzeichnet ist. Bild 31a zeigt den Scheinwiderstandsvektor des Gitterkreises in der komplexen Ebene. Für tiefe Frequenzen bzw. für Werte seines Abstimmkondensators, die weit unter dem Resonanzwert liegen, ist der Scheinwiderstand fast rein induktiv, läuft dann bei Resonanz über ein reelles Maximum, um dann ins kapazitive Gebiet zu wandern. Für die dabei entstehende Kurve ergibt sich bekanntlich ein Kreis ¹⁾, welcher über dem Resonanzwiderstand beschrieben wird.

Im Anodenkreis der Hochfrequenz-Röhre (Bild 30) sehen wir den Audion-Abstimmkreis mit $L_a C_a$ und seinem Resonanzwiderstand R_a . L_a und C_a rechnen im Schaltbild als verlustlos. Die Verluste selbst werden durch den Paralleleitwert berücksichtigt, welcher die Verhältnisse in der Nähe der Resonanzfrequenz vollgültig darstellt²⁾.

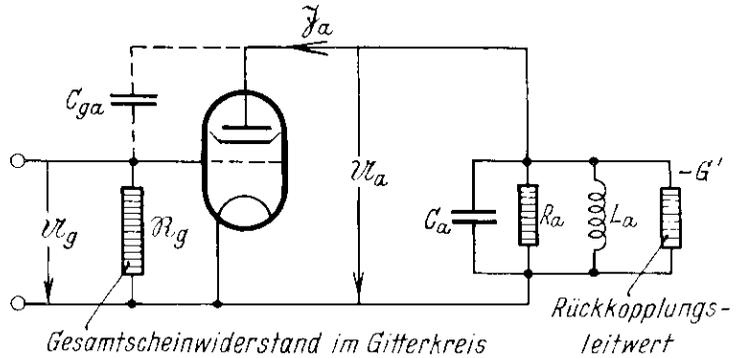
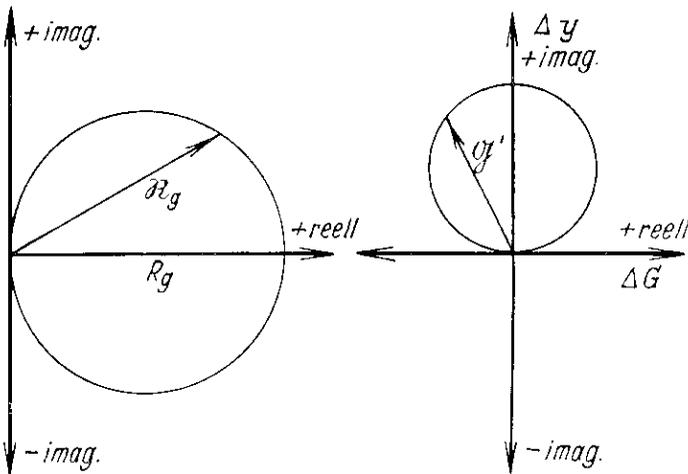


Bild 30. Grundsätzliches Schaltbild.

Der Audionkreis sei durch eine Rückkopplung entdämpft. Eine richtig gebaute Rückkopplung ist phasenrein, und wir können sie daher durch einen negativen Wirkleitwert $-G'$ ersetzen³⁾, dessen Größe wir durch den Rückkopplungsgriff am Empfänger in weiten Grenzen ändern können.

Zwischen Anode und Gitter ist die Gitter-Anoden-Kapazität C_{ga} (welche wir im folgenden mit GA-Kapazität abkürzen wollen) eingezeichnet. In diese Kapazität gehen sämtliche ungewollten Kopplungen zwischen Anoden- und Gitterleitungen in voller Größe ein, so daß wir unter C_{ga} gewissermaßen die Summe aus allen diesen Kapazitäten verstehen wollen. Über C_{ga} fließt ein an sich geringer Strom aufs Gitter und erzeugt durch Spannungsteilung eine Spannung



a) Scheinwiderstand des Gitterkreises = $f(\omega)$ oder $g(C_1)$.
 b) Durch R_g hervorgebrachter Zusatzleitwert G' .

Bild 31. Wie der Rückwirkungsleitwert zustande kommt.

$$U_g = U_a \frac{R_g}{R_g + 1/C_{ga}} = U_a C_{ga} R_g'$$

wobei wir uns unter R_g' , das wir in der Folge wieder R_g nennen wollen, die Parallelschaltung von R_g und der an sich winzigen GA-Kapazität vorstellen müssen, die ja letzten Endes nur eine ganz geringe Verstimung des Gitterkreises bedeutet.

Die Gitterspannung U_g steuert über die Steilheit S der Röhre einen Anodenstrom (Vorzeichen beachten!)

$$I_a = S R_g' C_{ga} U_a$$

Unter dem Einfluß einer bestimmten Spannung U_a fließt mithin im Anodenkreis nicht nur der durch die Parallelschaltung des Anodenwiderstandes und des inneren Widerstandes gegebene, sondern auch

¹⁾ Bloch, die Ortskurven der graphischen Wechselstromtechnik, Zürich 1917.

Kautter, Tek. Tidskrift, Elektr., 1933, H. 3, S. 39.

²⁾ u. a. Feltdkeller-Kautter, ENT 8, 1931, H. 3, S. 93.

³⁾ Kautter, ENT 10, 1933, H. 5, S. 199.

noch der durch obigen Ausdruck dargestellte Strom. Er wirkt also wie ein parallel zum Anodenkreis eingeschalteter scheinbarer Leitwert

$$\mathfrak{G}' = S i \omega C_{ga} \mathfrak{R}_g. \tag{1}$$

\mathfrak{R}_g wird hierin mit dem Faktor $\omega C_{ga} S$, welcher die Dimension eines Leitwertes zum Quadrat hat, multipliziert und außerdem wegen des Faktors i um 90° in positivem Sinn gedreht und erscheint dann in der Leitwertebene als Leitwert. Durchläuft also \mathfrak{R}_g beim Durchstimmen den Kreis (Bild 31 a), so bewegt sich gleichzeitig der dadurch bewirkte Leitwert \mathfrak{G}' auf dem Kreis (Bild 31 b). Für Frequenzen

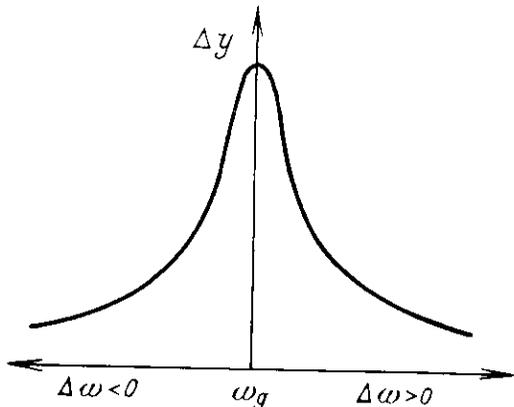


Bild 32. Zusätzlicher Blindleitwert ΔY im Anodenkreis in Abhängigkeit von der Frequenz bei Abstimmung des Gitterkreises auf ω_g .

unterhalb der Resonanzfrequenz, bzw. für Drehkondensatorstellungen unter dem Resonanzwert befindet man sich in der linken Halbebene, wo die Wirkkomponente eine Entdämpfung bedeutet. Außerdem tritt eine Verstimmung auf, welche ihr Maximum $1/Y_{max} = S \omega C_{ga} R_g$ bei Abstimmung erreicht und auf jeden Fall kapazitiv ist, während die Wirkkomponente unterhalb der Resonanzfrequenz negativ und oberhalb dieser positiv ist. Die maximale Wirkkomponente hat nach Bild 31 b die Größe $1/G_{max} = \frac{S \omega C_{ga} R_g}{2}$ und wird in den zwei Punkten erreicht, wo die Verstimmung gerade auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist. Bild 32 stellt den Verstimmungsleitwert $1/Y$ in der Nähe der Resonanzfrequenz des Gitterkreises dar.

Bei genügender Rückkopplung erregt sich im Anodenkreis immer die Frequenz, für die die Summe sämtlicher Blindleitwerte, also der Imaginärteil der Summe $\mathfrak{G}' : \mathfrak{G}_a$ gleich Null wird. Alle von uns zu betrachtenden Vorgänge spielen sich bei normalen Abstimmkreisen in wenigen Prozent Entfernung von der Resonanzfrequenz ab. In diesem Bereich läßt sich aber der Blindleitwert Y_a eines Schwingkreises bekanntlich durch eine Gerade annähern, denn es ist

$$Y_a = \omega C_a - \frac{1}{\omega L_a} = \omega C_a \left(1 - \frac{1}{\omega^2 L_a C_a} \right) = \omega C_a \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right).$$

Setzt man hier $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ und vernachlässigt das Quadrat von $\Delta\omega$, dann folgt $Y_a = 2 \Delta\omega C_a$. In Bild 33 stellt die Gerade durch den Nullpunkt das soeben berechnete Y_a dar. Die Gerade hat in der Zeichnung die Steigung $2C_a$. Den gesamten Blindleitwert im Anodenkreis erhält man nun durch Überlagerung der Kurve in Bild 32 und der eben besprochenen Geraden. Je nachdem, ob die Resonanzfrequenz des Gitterkreises ω_g kleiner ist als ω_a (J_1 bzw. J_2) oder größer (J_3), erhält man verschiedene resultierende Kurven, welche aber alle das Gemeinsame haben, daß gewissermaßen nur die bucklige Kurve auf der Geraden entlang gezogen wird. Und dieses „Entlangziehen“ bewerkstelligt man, wenn man den Gitterkreis durchstimmt. Wo die resultierende Kurve die Abszisse schneidet, liegt die Frequenz, in der das Audion schwingen kann. Bei der Verstimmung J_1 , wenn also C_g oberhalb seines Resonanzwertes ist, haben wir nur einen Schnittpunkt, welcher aber bereits eine schwache Verstimmung von der eigentlichen Resonanz des Anodenkreises nach kleineren Frequenzen hin bedeutet; bei J_2 haben wir drei Punkte, von denen der mittlere instabil ist, während die beiden äußeren gleichberechtigt sind. Von diesen erregt sich derjenige auf der Seite, von welcher man mit der Abstimmung herkommt, in unserem Fall also der rechtsliegende. Bei weiterem Verschieben der Kurve

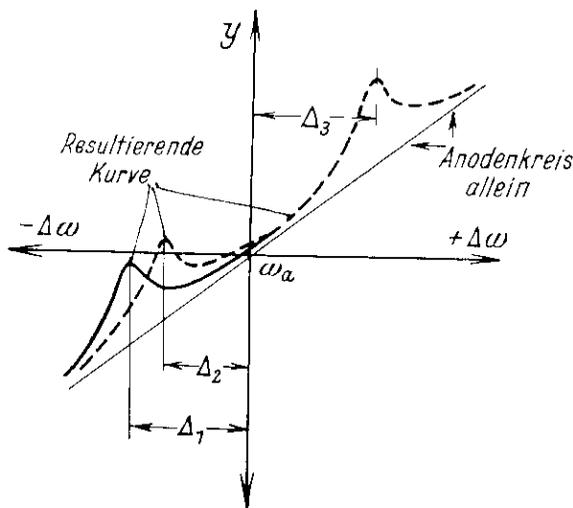


Bild 33. Resultierender Blindleitwert im Anodenkreis in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Verstimmungen J_1, J_2, J_3 zwischen Gitter- und Anodenkreis (Bei J_1 und J_3 nur ein Schnittpunkt $Y = 0$ (Resonanzbedingung), bei J_2 drei Schnittpunkte.)

weiterem Verschieben der Kurve

muß der Schnittpunkt schließlich auf den linken Ast springen, und für $\Delta\omega$ haben wir wieder nur einen Schnittpunkt mit schwacher Verstimmung ins Negative, wie zu Anfang. Beim Rückwärtsdrehen spielt sich der Vorgang in umgekehrter Reihenfolge ab.

Bild 34 erläutert die Erscheinung genauer. Die Frequenz, die sich ohne den Einfluß des Vorkreises bilden würde, wäre durch den Koordinatennullpunkt A' gegeben. Beim Entlangsschieben der Kurve liegt die Frequenz zunächst in A, wandert dann bis B, springt hierauf nach C, um bei noch weiterem Verstimmen auf dem anderen Ast weiterzuwandern. Beim Rückwärtsdrehen gelangt man bis D und springt dann über nach A. Das Springen hat offenbar zur Voraussetzung, daß die Kurve in Bild 32 an ihrer steilsten Stelle steiler verläuft als die Gerade in Bild 33. Wenn beide Steilheiten gerade gleich sind, beginnt das Springen, wobei allerdings in diesem Grenzfall sämtliche drei Schnittpunkte noch in einen zusammenfallen. Ist erst das Springen einigermaßen ausgeprägt, dann kann man nach Bild 34 näherungsweise die Strecke A'D als Springstrecke bezeichnen. Der eine Endpunkt ist durch die Eigenfrequenz des Audionkreises gegeben, und der andere liegt bei derjenigen negativen Verstimmung, bei welcher gerade die „Höhe ΔY_{\max} zwischen Abszisse und Schwingkreisgerade hineinpaßt“, oder mit anderen Worten bei der Verstimmung, die ΔY_{\max} entspricht.

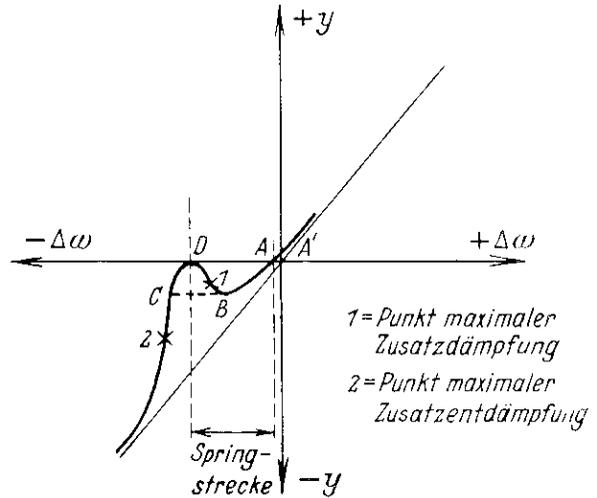


Bild 34. Zur Erläuterung des Springens.

In Bild 34 sind weiter eingezeichnet die Punkte 1 und 2, in denen die Dämpfung bzw. die Entdämpfung ihr Maximum erreicht. Über den Punkt mit größter Dämpfung hüpfet bei einigermaßen starker Rückwirkung die Frequenz hinweg, sodaß er meistens unbemerkt bleiben dürfte. Der Punkt größter Entdämpfung ist dagegen am Anwachsen der Amplitude leicht zu beobachten, und bei genügend starker Rückwirkung kann auch ohne äußere Rückkopplung die Hochfrequenzstufe ins Schwingen geraten. Die Bedingung für den Schwingungseinsatz wird weiter unten aufgestellt werden.

Nachdem wir bisher die „Mechanik“ des Vorgangs zeichnerisch erläutert haben, gehen wir an die Berechnung. Der Leitwert des Anodenkreises ist mit $G_a = \frac{1}{R_a}$

$$G_a = G_a + i \left(\omega C_a - \frac{1}{\omega L_a} \right)$$

und kann in der Nähe der Resonanzfrequenz dargestellt werden durch

$$G_a = G_a + 2i \omega C_a x$$

Der Scheinwiderstand des Gitterkreises läßt sich in der Nähe seiner eigenen Resonanzfrequenz darstellen durch $R_g = \frac{R_g}{1 + i 2x/d_g}$, wobei $x = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{f - f_0}{f_0}$ die prozentuale Verstimmung bedeutet.

Der verstimmende Leitwert im Anodenkreis wird mithin

$$G' = \frac{i \omega C_{ga} S R_g}{1 + i 2x/d_g} = G + i Y$$

Die Blindkomponente dieses Ausdrucks ist

$$Y = \frac{\omega C_{ga} S R_g}{1 + 4x^2/d_g^2} = \frac{\omega_0 C_{ga} S R_g}{1 + 4x^2/d_g^2}$$

In Abhängigkeit von der Frequenz ändert sie sich mit der „Steilheit“

$$\frac{\partial (Y)}{\partial \omega} = \frac{\partial (Y)}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial \omega} = \frac{C_{ga} S R_g}{(1 + 4x^2/d_g^2)^2} \cdot \frac{8x}{\omega}$$

Diese Steilheit hat ihr Maximum, wo ihr Differentialquotient Null ist. Der Einfachheit halber untersuchen wir die reziproke Funktion, und wir brauchen uns auch nur um die Faktoren zu kümmern, die

x enthalten. Wir untersuchen also $z = \frac{(1 + \frac{4x^2}{d_g^2})^2}{x}$ und finden $\frac{\partial z}{\partial x} = 0 \Rightarrow 2x \left(1 + \frac{4x^2}{d_g^2}\right) \cdot \frac{8x}{d_g^2} - \left(1 + \frac{4x^2}{d_g^2}\right)^2 = 0$, also $x = \frac{d_g}{\sqrt{12}}$. Das ist die Verstimmung, bei der sich die Kurve in Bild 32 am steilsten „herabstürzt“.

An dieser Stelle ist das Gefälle durch Einsetzen der eben berechneten Verstimmung zu ermitteln. Man findet

$$\left(\frac{\partial (1/Y)}{\partial \omega}\right)_{\max} = \frac{9}{4 \sqrt{3}} \cdot \frac{C_{ga} S R_g}{d_g} = 1,3 \frac{C_{ga} S R_g}{d_g}$$

Die Springbedingung erfordert nun, daß diese Änderung mindestens ebenso groß sein muß wie $2 C_a$, also

$$1,3 \frac{C_{ga} S R_g}{d_g} \geq 2 C_a$$

$$\frac{C_{ga}}{C_a} \geq 1,53 \frac{d_g}{S R_g}$$

Springbedingung. (2)

Bei einer Steilheit $S = 0,6 \text{ mA/V}$, $R_g = 10^5 \text{ Ohm}$, $d_g = 0,01$ und einer Kapazität des Anodenabstimmkondensators von $C_a = 100 \text{ pF}$ ergibt sich beispielsweise $C_{ga} = 2,5 \cdot 10^2 \text{ pF}$, eine Größenordnung, die mit praktischen Beobachtungen übereinstimmt. Die größte Tonverwerfung, die beim Durchstimmen des Vorkreises eintritt, hat mit der Frage: Springen oder nicht? nichts zu tun. Sie ist allein durch die zusätzliche Verstimmung gegeben, die von $1/Y_{\max}$ hervorgerufen wird, nämlich

$$1/\omega = \frac{Y_{\max}}{2 C_a} = \frac{\omega C_{ga} S R_g}{2 C_a}$$

$$\frac{1/\omega}{\omega} = \frac{C_{ga}}{2 C_a} \cdot S R_g$$

Tonverwerfung beim Durchstimmen des Vorkreises. (3)

Insbesondere kommt es hier nur auf die Höhe der Kuppe in Bild 32 an und nicht darauf, wie steil oder wie flach sie nach den Seiten absinkt. Die Kuppenhöhe selbst kann aber ebenso gut von geringer Dämpfung des Gitterkreises als von großer Steilheit oder großem C_{ga} kommen. Wir werden daher erwarten, daß die größte Tonverwerfung, bei der eben noch kein Springen einsetzt, gar nicht von C_{ga} oder dgl., sondern nur von der Gitterkreisdämpfung abhängt. Und das ist auch tatsächlich richtig. Setzen wir nämlich (2) in (3) ein, so folgt

$$\frac{1/\omega}{\omega} = 0,77 d_g$$

Größte Tonverwerfung ohne Springen. (4)

Sobald die Tonverwerfung, gleichgültig aus welchen Ursachen, größer wird, tritt das Springen auf.

Bei $d_g = 0,01$ und 1000 kHz erhalten wir Springen, sobald die Tonverwerfung größer ist als 7,7 kHz. Die Tonverwerfung geht im übrigen stets nach tieferen Frequenzen hin.

In Abhängigkeit von der Frequenz ist die Tonverwerfung in Hz einigermaßen konstant, vorausgesetzt, daß es sich um einen Empfänger handelt, für den auf allen Bereichen derselbe Drehkondensator verwendet wird und bei dem sich die Dämpfung der Spulen nicht wesentlich ändert. Außerdem setzen wir voraus, daß auf sämtlichen Bereichen der Schwingkreis voll angekoppelt ist.

In der Tonverwerfungsformel (3) ist die einzige Größe, die sich mit der Frequenz merklich ändert, der Resonanzwiderstand R_g des Gitterkreises, und dieser ist der Frequenz umgekehrt proportional $R_g = \frac{1}{d_g \omega C_g}$. Man findet also

$$1/\omega = \frac{S}{2 d_g} \cdot \frac{C_{ga}}{C_a C_g}$$

Tonverwerfung bei einem Empfänger mit mehreren voll angekoppelten Bereichen. (5)

Mit wachsender Frequenz nimmt die prozentuale Tonverwerfung ab, da der Resonanzwiderstand umgekehrt proportional der Frequenz ist. Aus diesem Grunde bleibt der Absolutwert in Hz erhalten.

Bei $C_{ga} = 10^{-2}$ pF, $C_a = C_g = 100$ pF, $S = 0,6$ mA/V und $d_g = 0,1$ findet man unabhängig vom Wellenbereich $f = 4800$ Hz.

Moderne Empfänger werden auf den verschiedenen Bereichen in einem Verhältnis \ddot{u} so angekoppelt, daß jeweils in allen Bereichen bei derselben Kondensatorstellung die gleiche Verstärkung erreicht wird. Das ist bekanntlich dann der Fall, wenn $R_{res\ddot{u}} = \text{const.}$ oder über die einzelnen Bereiche hinweg $\ddot{u} = \text{const.}$ ω ist. Die Verstimmung geht aber im Quadrat der Ankopplung ein, also wächst die prozentuale Tonverwerfung bei gegebener Verstärkung proportional mit der Frequenz an. Da zur doppelten Verstärkung auch eine doppelt so starke Ankopplung gehört und diese die vierfache Verstimmung hervorruft, wächst die Tonverwerfung mit dem Quadrat der Verstärkung pro Stufe, vorausgesetzt, daß man diese durch Regelung des Abzweiges am Schwingkreis einstellt. Die entsprechende Formel ist nach dem obigen leicht abzuleiten, bietet aber weiter nichts Interessantes und braucht daher hier nicht wiedergegeben zu werden.

Wir haben oben darauf hingewiesen, daß gleichzeitig mit der Verstimmung eine Be- und Entdämpfung auftritt, von der sich im allgemeinen nur die Entdämpfung bemerkbar macht. Sie entspricht im Maximum einem zusätzlichen negativen Leitwert $\mathcal{I}G = \frac{\mathcal{I}Y_{\max}}{2} = \frac{S \omega C_{ga} R_g}{2}$, welcher nach Bild 34 bei einer Verstimmung auftritt, welche gegeben ist durch $\frac{\mathcal{I}Y_{\max}}{2}$.

$$\frac{\mathcal{I} \omega}{\omega} = \frac{C_{ga}}{4 C_a} \cdot S R_g$$

Stelle größter Entdämpfung. (6)

Die Entdämpfung entspricht, auf den Anodenkreis bezogen, einer zusätzlichen negativen Dämpfung

$d_z = \frac{\mathcal{I}G}{\omega C_a} = \frac{C_{ga}}{2 C_a} \cdot S R_g$. Auch ohne besondere Rückkopplung wird der Audionkreis also schwingen, sobald $d_z < d_a$ ist, also für

$$\frac{C_{ga}}{C_a} < \frac{2 d_a}{S R_g} \quad \text{Selbsterregungsbedingung für die Hochfrequenz-Stufe. (7)}$$

Bei allmählicher Steigerung von S oder C_{ga} beobachten wir also zunächst Springen nach Formel (2) und dann nach (7) Selbsterregung der ganzen Schaltung. Da der Audionkreis im allgemeinen stärker bedämpft ist, können wir mit $d_g = 0,7 d_a$ rechnen. Unter dieser Voraussetzung tritt das

Schwingen etwa bei dem doppelten Wert der GA-Kapazität ein, bei welcher das Springen beginnt. Bei Beginn des Springens wird mit hin der Anodenkreis gerade auf die Hälfte entdämpft.

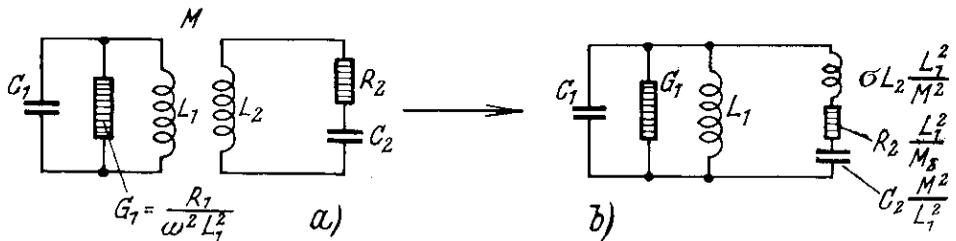


Bild 35. Gewöhnliche magnetische Kopplung zweier Kreise und ihr gleichwertiges Ersatzbild.

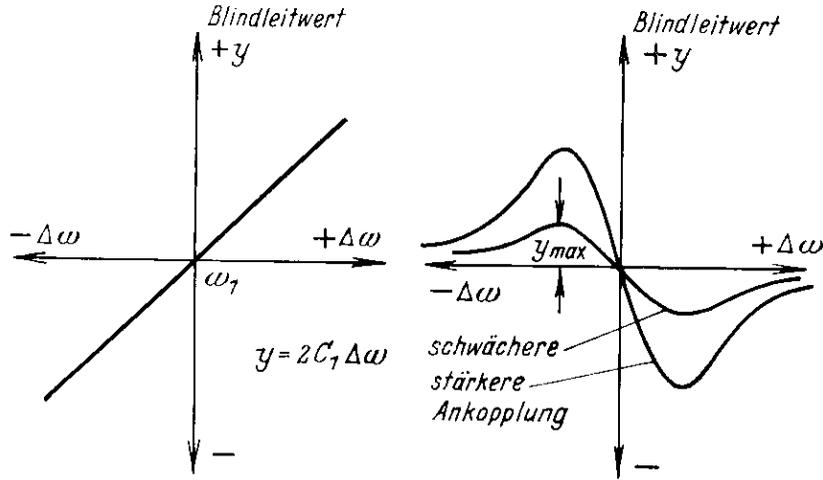
Die eben beschriebene Rückwirkung ist durchaus verschieden von der bekannten Zieherscheinung, die wir bei normaler magnetischer Kopplung zweier Schwingkreise beobachten. Bild 35a zeigt zwei solche Kreise und Bild 35b ihr exaktes Ersatzbild. Wir sehen, daß der zweite Kreis, vom ersten Kreis aus gesehen, einen Serienkreis darstellt, der bei Abstimmung einen Parallelwiderstand bildet, welcher um so kleiner wird, je stärker angekoppelt wird, und dann dementsprechend den ersten Kreis um so stärker bedämpft. Bei genauer Abstimmung erreicht die Zusatzdämpfung ein Maximum, während oberhalb und unterhalb dieses Wertes eine Verstimmung von verschiedenem Vorzeichen eintritt, welche also das eine Mal induktiv und das andere Mal kapazitiv ist und ihr Maximum dann erreicht,

wenn die Bedämpfung auf die Hälfte abgefallen ist. Trotz dieses wichtigen Unterschiedes von der GA-Rückwirkung besteht eine gewisse Verwandtschaft zwischen beiden Erscheinungen, welche wir auch bei der Aufstellung der Springbedingung benutzen können. Bild 36a zeigt den Blindleitwert des ersten Kreises in der Nähe seiner Resonanzfrequenz als Gerade, wie wir sie schon von Bild 33 her kennen. Der Scheinleitwert des zweiten Kreises durchläuft in Abhängigkeit von der Frequenz einen Ortskreis, wie ihn Bild 31a zeigt. Die Blindkomponente bewegt sich mithin in Abhängigkeit von der Frequenz auf den in Bild 36b dargestellten Kurven, deren maximale Höhe gleich dem halben Kreisdurchmesser, also gleich dem halben Resonanzleitwert ist. $\mathcal{Y}_{\max} = \frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{1}{2 R_2}$. Bei loserer Ankopplung brauchen

nur sämtliche Ordinaten mit dem gleichen Faktor dividiert zu werden, während die Gestalt der Kurve erhalten bleibt. Die resultierende Leitwertskurve ergibt sich durch eine Überlagerung von Bild 36a und 36b, wie sie in Bild 36c für verschiedene Verstimmungen $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$ zwischen zweitem und erstem Kreis dargestellt sind. Die Schnittpunkte mit der Abszisse geben die sich erregenden Frequenzen an. Für \mathcal{J}_1 und \mathcal{J}_3 erhalten wir nur einen Schnittpunkt, für \mathcal{J}_2 aber drei, von denen der mittlere wieder instabil ist, während die beiden anderen gleichberechtigt sind. Bei \mathcal{J}_1 , also bei einer Drehkondensatorstelle oberhalb des Resonanzwertes, liegt die sich bei Rückkopplung erregende Frequenz

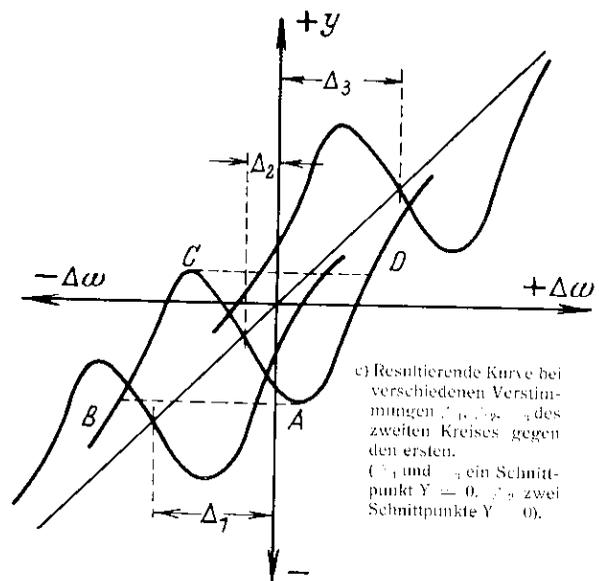
oberhalb der Eigenfrequenz von Kreis 1. Bei Verkleinerung von C_2 rückt die Frequenz nach oben, bis Punkt A gerade noch die Abszisse berührt. Bei weiterer Verkleinerung springt die Frequenz nach B, also auf negative Verstimmungen und rückt dann langsam wieder von links her auf die Eigenfrequenz des Kreises 1 zu. Beim Vergrößern der Kapazität läuft alles umgekehrt ab, nur daß diesmal die Frequenz von C nach D springt. Das Springen liegt unsymmetrisch um den Nullpunkt, wie Bild 36c zeigt, d. h. die Verstimmung springt beispielsweise von -4% auf $+1,5\%$ und beim Zurückdrehen von $+4\%$ auf $-1,5\%$. Die Tonverwerfung dagegen ist symmetrisch, wenn man in üblicher Weise unter ihr die größte Abweichung versteht, um die man die Frequenz des Primärkreises hin- und herziehen kann. Sie ist nämlich beide Male gegeben durch den Punkt, in dem die Höhe \mathcal{Y}_{\max} beim Entlangrutschen auf der Geraden

eben die Abszisse berührt. Die gesamte Tonverwerfung ist das doppelte der Tonverwerfung nach einer Seite.



a) Blindleitwert von Kreis 1 in der Nähe der Resonanz.

b) Blindleitwert von Kreis 2 im Ersatzbild Bild 35b. $\mathcal{Y}_{\max} = \frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{1}{2 R_2}$



c) Resultierende Kurve bei verschiedenen Verstimmungen $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$ des zweiten Kreises gegen den ersten. (\mathcal{J}_1 und \mathcal{J}_3 ein Schnittpunkt $\mathcal{Y} = 0$, \mathcal{J}_2 zwei Schnittpunkte $\mathcal{Y} = 0$).

Bild 36. Entstehung mehrerer Resonanzpunkte bei gewöhnlicher magnetischer Kopplung.

$$\mathcal{G}_2 = \frac{M^2 L_1^2}{R_2} \cdot i(\omega \sigma L_2 - 1/\omega C_2)$$

Die Änderung dieses Vektors ist allgemein gegeben durch den Ausdruck

$$\frac{\partial \mathfrak{G}_2}{\partial \omega} = i \frac{M^2}{L_1^2} \left(\sigma L_2 + \frac{1}{\omega^2 C_2} \right) \cdot (R_2 + i[\omega \sigma L_2 - 1/\omega C_2])^2$$

Bei der Resonanzfrequenz liegt der steilste Punkt der Imaginärkomponente von \mathfrak{G}_2 , wie Bild 36 b zeigt. Dort ist

$$\frac{\partial \mathfrak{G}_2}{\partial \omega} = i \frac{\partial Y}{\partial \omega} = i \frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{2 \sigma L_2}{R_2^2}$$

Der Leitwert des ersten Kreises ist andererseits, wie oben gegeben

$$Y_1 = 2 C_1 \cdot \omega,$$

also setzt das Springen ein, wenn

$$\frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{2 \sigma L_2}{R_2^2} = 2 C_1 \cdot \omega \quad \sigma k'^2 = \frac{L_1 C_1 R_2^2}{L_2^2}$$

Bei normalen Dämpfungen genügen dafür so lose Kopplungen, daß wir $\sigma = 1$ setzen können. Außerdem beobachtet man Zieherscheinungen nur innerhalb weniger Prozent Abstand von der Eigenfrequenz des ersten Kreises, sodaß genügend genau gilt $L_1 C_1 = \frac{1}{\omega_0^2}$. Führen wir beides ein, so folgt für die

kritische Kopplung $k': k'^2 = \frac{R_2^2}{\omega_0^2 L_2^2} = d_2^2$

$$k' = d_2$$

Kritische Kopplung. (8)

Wenn also der erste Kreis 10% Dämpfung besitzt, der zweite aber nur 1% und beide mit 3% gekoppelt sind, dann kann wohl der zweite Kreis den ersten zum Ziehen bringen, wenn dieser rückgekoppelt schwingt, nicht aber umgekehrt.

Die Tonverwerfung ist symmetrisch nach beiden Seiten, entsprechend einem maximalen Leitwert

$$Y_{\max} = \frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{1}{2 R_2}, \text{ welcher eine Verstimmung } \frac{1}{\omega} = \frac{M^2}{L_1^2} \cdot \frac{1}{4 R_2 C_1} \text{ oder } \frac{1}{\omega} = \pm \frac{k^2}{4 d_2} \text{ hervorruft.}$$

Die Gesamtverwerfung, welche symmetrisch zur Resonanzfrequenz liegt, ist demnach

$$\frac{1}{\omega} = \pm \frac{k^2}{2 d_2}$$

Tonverwerfung bei zwei gekoppelten Kreisen. (9)

Für die kritische Kopplung ist die Tonverwerfung gerade $\frac{1}{\omega} = \pm \frac{d_2}{2}$. Die Formel (9) gilt unabhängig davon, ob Springen eintritt oder nicht.

Das Springen selbst setzt ein, wenn beispielsweise der Punkt A oder C die Abszisse verläßt. Laut Bild 36 b hat aber der gegenüberliegende Schnittpunkt B oder D dann fast den Nullpunkt erreicht, und es läßt sich mithin sagen, daß der Springbereich bei Kopplungen in der Nähe der kritischen Kopplung etwa mit der gesamten Tonverwerfung beginnt und schließlich bei großen Kopplungen nur noch die halbe Tonverwerfung trägt. Da die Tonverwerfung selbst mit dem Quadrat der Ankopplung wächst, steigt die Springstrecke trotzdem mit zunehmender Kopplung an.

Die Kopplung durch die GA-Kapazität, welche wir zuerst behandelt haben, wird erst dadurch so wirksam, daß sie die steuernde Wirkung der Röhre als Bundesgenossen bekommt. In derselben Weise kann auch eine an sich unbedeutende magnetische Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis durch ihre stromsteuernde Wirkung im Anodenkreis eine beträchtliche Störung hervorbringen. Es läßt sich zeigen, daß der durch sie erzeugte scheinbare Leitwert je nach Polung verschiedene Vorzeichen hat, aber er hat mit der Rückwirkung über die GA-Kapazität das gemeinsame, daß die Verstimmung ihr Maximum bei der exakten Resonanz des Gitterkreises erreicht. Dieses ist entweder

induktiv oder kapazitiv, und außerdem erhält man oberhalb bzw. unterhalb der Resonanz je nach Polung entweder Bedämpfung oder Entdämpfung. In diesem Sinne ist die induktive Kopplung über eine Röhre etwas grundsätzlich anderes als die direkte magnetische Kopplung zweier Kreise.

Bei einer Gegeninduktivität M zwischen Anoden- und Gitterkreis entsteht in letzterem eine EMK $\mathcal{E}_g = i U_a \frac{M}{L_a}$ und erzeugt am Gitter, d. h. an den Klemmen des Kondensators eine Spannung

$$U_g = U_a \frac{M}{L_a} \cdot \frac{1}{R_g + i(\omega L_g - 1/\omega C_g)} = U_a \frac{M}{L_a} \cdot \frac{1}{i\omega L_g} \cdot R_g,$$

wobei R_g den jeweiligen Scheinwiderstand des Gitterkreises bedeutet. Diese Spannung steuert einen Anodenstrom $I_a = S U_g = S U_a \frac{M}{L_a} \cdot \frac{1}{i\omega L_g} \cdot R_g$, entsprechend einem Leitwert

$$G = I_a / U_a = S \frac{M}{L_a} \cdot \frac{1}{i\omega L_g} \cdot R_g. \tag{10}$$

Vergleichen wir (10) mit (1), so sehen wir, daß sich die scheinbaren Leitwerte lediglich dadurch unterscheiden, daß $\frac{M}{L_a} \cdot \frac{1}{i\omega L_g} = i \frac{M}{L_a} \cdot \frac{1}{\omega L_g}$ an die Stelle von $i\omega C_{ga}$ tritt. Sämtliche Überlegungen, welche wir eingangs angestellt haben, bleiben richtig, wenn wir dort $C_{ga} = (T) \frac{1}{\omega^2 L_g} \frac{M}{L_a} = C_g \frac{M}{L_a}$ setzen, wobei C_g den jeweiligen Wert des Abstimmkondensators bedeutet. Die maximale Wirkkomponente wird mithin

$$1/G = \frac{S\omega C_{ga} R_g}{2} = \frac{S}{2} \frac{M}{d_g \cdot L_a}. \tag{11}$$

Durch die Polung kann man hier sowohl oberhalb wie unterhalb der Resonanzfrequenz einen positiven bzw. negativen Wirkleitwert einstellen, und zwar gilt folgende Regel: Bei gleichsinnig geschalteten Spulen im Anoden- und Gitterkreis ist die Verstimmung induktiv, und unterhalb der Resonanzfrequenz des Gitterkreises haben wir Dämpfung, oberhalb Entdämpfung; bei gegensinniger Kopplung liegen die Verhältnisse umgekehrt. Bei Gegenkopplung erhalten wir den Kreis (Bild 31 b) und bei gleichsinniger Kopplung denselben Kreis, aber um die Abszisse nach unten geklappt. In Bild 32 erhält $1/Y$ dann entgegengesetztes Vorzeichen, und in Bild 33 ist der „Buckel“ nach unten abzutragen. Die Überlegungen betr. Springen werden aber dadurch nicht berührt. Die Springbedingung (2) lautet jetzt

$$\frac{M}{L_a} = 1,53 \frac{d_g}{SR_g} \cdot \frac{C_a}{C_g}$$

Springbedingung bei induktiver Kopplung. (12)

oder, da Anoden- und Gitterkreis meist gleich sind:

$$k = 1,53 \frac{d_g}{SR_g}. \tag{12a}$$

Bei $S = 2 \text{ mA/V}$, $R_g = 10^3 \text{ Ohm}$ und $d_g = 10^{-2}$ genügt bereits $k = 0,7 \cdot 10^{-4}$ zur Einleitung des Springens.

Für die Tonverwerfung findet man aus (3)

$$\frac{1/\omega}{\omega} = \frac{SR_g}{2} \cdot \frac{C_g}{C_a} \cdot \frac{M}{L_a}$$

Tonverwerfung bei induktiver Kopplung. (13)

oder bei Gleichheit von Gitter- und Anodenkreis

$$\frac{1/\omega}{\omega} = \frac{SR_g}{2} \cdot k. \tag{13a}$$

Bei $k = 0,7 \cdot 10^{-4}$ ist unter den obigen Verhältnissen $\frac{f(\omega)}{\omega} = 7 \cdot 10^{-3}$, d. h. bei 1000 kHz bereits 7 kHz.

Die Formel (4) für die größte Tonverwerfung ohne Springen enthält keinerlei Angaben über den Kopplungs-„Kanal“, der zu ihrer Erzeugung benutzt wird, sie gilt daher für beide Kopplungsarten.

Die maximale Entdämpfung findet sich analog der Formel, welche bei GA-Kopplung abgeleitet wurde, zu

$$d_z = \frac{C_g}{C_a} \cdot \frac{M}{L_a} \cdot \frac{SR_g}{2}$$

Die Schaltung kommt auch ohne besondere Audionrückkopplung ins Schwingen, wenn $d_z = d_a$ ist, also für

$$\frac{M}{L_a} = d_a \frac{C_a}{C_g} \cdot \frac{2}{SR_g}$$

Bei Gleichheit beider Kreise und $d_a = 10^{-2}$ folgt mit den oben angegebenen Werten Selbsterregung für $k = 10^{-4}$.

Die Tonverwerfung durch GA-Kapazität kann man durch schwache gleichsinnige Kopplung von Gitter- und Anodenkreis aufheben. Ganz abgesehen davon, daß es stets gefährlich ist, den Teufel durch Beelzebub auszutreiben, ist auch diese Neutralisation streng genommen nur für eine Frequenz möglich. Es muß dann sein $\frac{M}{L_a} = \frac{C_{ga}}{C_g}$. Da sich aber C_g während eines Empfangsbereiches im Verhältnis 1:4 bis 1:10 ändert, läßt sich der Abgleich nur in einem Punkte bewerkstelligen, und in den übrigen ergibt sich ein mehr oder weniger großer Fehler. In vielen Fällen kann allerdings, besonders bei kleinen Kondensatorstellungen, eine Herabminderung 1:2 bereits wesentliche Erleichterung bringen.

Die vorstehenden Ausführungen haben gezeigt, daß die Kopplung von Gitter- und Anodenkreis von Hochfrequenzverstärkern, sei es über eine Kapazität oder durch geringe magnetische Kopplung, infolge der zwischengeschalteten Röhre gänzlich anders wirkt als die gewöhnliche magnetische Kopplung. Insbesondere sind negative Wirkkomponenten zu beobachten, welche dort auf Grund des Energiesatzes von vornherein ausgeschlossen sind. Im übrigen zeigt es sich, daß die Forderungen auf Entkopplung mit steigender Verstärkung pro Stufe immer schwerer zu erfüllen sind und daß es daher gänzlich ausgeschlossen ist, je die gesamte Durchgriffsverstärkung der heutigen Schirmgitterröhren auszunutzen. Man beschränkt daher durch passende Ankopplung (nie aber durch Bedämpfung) die Verstärkung pro Stufe auf ein Maß, bei dem eine ausreichende Entkopplung ohne technische Überreibungen möglich und die Stabilität des Empfängers nicht gefährdet ist.

Zusammenfassung.

Beim Durchstimmen des Vorkreises eines Schwingaudions beobachtet man ein Mitziehen der Frequenz des schwingenden Kreises. Die Ursache liegt in der an sich geringfügigen Kopplung über die Gitter-Anoden-Kapazität oder in einer geringen magnetischen Kopplung von Gitter- und Anodenkreis der Vorstufe, welche sich erst dadurch verhängnisvoll bemerkbar macht, daß zwischen den Kreisen die Verstärkung einer Röhre liegt. Bei stärkerer Kopplung kann die Frequenz sogar umspringen. Außerdem beobachtet man je nach der Abstimmung des Vorkreises eine Be- bzw. Entdämpfung des Audionkreises. In der vorstehenden Arbeit werden einfache Formeln für diese Erscheinungen abgeleitet, und das Springkriterium wird angegeben. Außerdem wird die gewöhnliche magnetische Kopplung zweier Kreise zum Vergleich herangezogen, welche in ihrer Wirkung von der eben angeführten Rückwirkung grundsätzlich verschieden ist. Die über eine Röhre auftretenden Rückwirkungen zeichnen sich vor allem dadurch aus, daß negative Wirkleitwerte vorkommen können, welche bei normaler magnetischer Kopplung auf Grund des Energiesatzes ausgeschlossen sind.