

Rundfunktechnisches Handbuch

II. Teil

Die physikalischen Grundlagen,
die Konstruktion und die Schaltung von
Spezialempfängern für den Rundfunk.

Mit 416 Abbildungen

von

Dr. Heinrich Wigge

Professor für Physik und Funkentelegraphie
am Polytechnikum Cöthen



BERLIN W 10
VERLAG VON M. KRAYN
1927

Copyright 1927 by M. Krayn
Berlin W 10

Alle Rechte, namentlich das der Übersetzung, vorbehalten

Druck von Paul Dünnhaupt, Cöthen-Anhalt

Dieses Buch widme ich
meinem Vater
zum 70. Geburtstag.

Vorwort für den II. Band.

In dem Zeitraum, der zwischen der Veröffentlichung des I. und II. Bandes liegt, hat die Radiotechnik eine bedeutende Ausdehnung erlebt. Besonders auffallend ist die Fülle der Spezialschaltungen, die in dieser Zeit erfunden worden sind. Das ist ein bereites Zeugnis dafür, daß das Empfangsproblem noch keine endgültige Lösung gefunden hat. So sucht man für jeden speziellen Verwendungszweck des Empfangsapparates nach der besten Lösung. Der erste Teil des II. Bandes beschäftigt sich mit dem Ordnen dieser vielen Spezialschaltungen nach einheitlichen Gesichtspunkten. Dabei ist besonderer Wert auf erschöpfende Darstellung der physikalischen Vorgänge gelegt worden, die den betreffenden Spezialschaltungen zugrunde liegen. Vor allen Dingen sind auch die möglichen störenden Nebenerscheinungen jeweils klargelegt und die Mittel angegeben, die zu ihrer Beseitigung dienen. Das Studium soll eben den Leser, der auf den im ersten Bande entwickelten Grundlagen aufbaut, befähigen, gute Spezialempfänger zu bauen und womöglich vorauszuberechnen, bei denen störende, mit dem betreffenden Schaltungsprinzip verknüpfte Nebenerscheinungen unterdrückt werden. Die ersten sechs Kapitel des II. Bandes dienen dieser Aufgabe. Sie behandeln das Hochfrequenzverstärkerproblem, den Transponierungsempfänger, die Pendelrückkopplung und den Reflexempfänger. Der Doppelgitterröhre wurde wegen ihrer Wichtigkeit ein eigenes Kapitel gewidmet, welches auch die Verwendung dieser Röhrenart in den wichtigsten Spezialschaltungen berücksichtigt, so daß dieses Kapitel gewissermaßen als Ergänzung zu den vorhergehenden zu betrachten ist. Anschließend gibt das sechste Kapitel einen Überblick über die bisher bekannten Spezialröhrenkonstruktionen und ihre Verwendung in der Rundfunktechnik. Das Schlußkapitel ist der praktischen Herstellung von Mehrrohrengeräten gewidmet, sei es, daß diese dem Empfang im Hause oder auf der Reise oder zum Experimentieren dienen.

Die Fülle des Stoffes ließ es geboten erscheinen, noch einen dritten Band abzutrennen, dem dann die Behandlung von Störungen, kurzen Wellen, Amateursendern und der Meßtechnik vorbehalten bleibt.

Zum Schluß ist es mir eine angenehme Pflicht, dem Verlag für das stets gezeigte Entgegenkommen und für die gute Ausstattung des Buches zu danken, ebenfalls meinem Vater, der sich der Mühe unterzog, die Korrektur zu lesen.

C ö t h e n , den 7. Januar 1927.

Der Verfasser.

Inhaltsverzeichnis des II. Bandes.

Kapitel I.

Seite

Das Problem des H. F. Verstärkers.

§ 1. Streukopplung in H. F. Kreisen	1
A. Induktive Kopplungen	2
B. Kapazitive Kopplungen	5
§ 2. Bekämpfung der Schwingneigung durch künstliche Dämpfung	8
§ 3. Bekämpfung der Schwingneigung durch Verzicht auf Abstimmung	16
§ 4. Beseitigung der Schwingneigung durch Entkopplung	18
A. Theorie der Entkopplung	18
B. Neutrodynesaltungen	31
C. Praktische Winke für die Herstellung von Neutrodynempfangern	36
§ 5. Verringerung der Schwingneigung durch Änderung der Röhrenkopplung	51
§ 6. Andere Hochfrequenzverstärkungsverfahren, welche Selbsterrregung vermeiden	56

Kapitel II.

Transponierungsempfänger.

§ 1. Die Theorie des Transponierungsempfängers	57
§ 2. Der gewöhnliche Transponierungsempfänger	65
§ 3. Transponierungsempfänger mit Selbstüberlagerung	73
§ 4. Der Ultradynempfänger	78
§ 5. Die Verwendung einer Stufe Hochfrequenz vor dem ersten Detektor	81
§ 6. Der Zwischenfrequenzverstärker	84
A. Allgemeines	84
B. Spannungsverstärker	86
C. Stromverstärker	89
§ 7. Allgemeine Winke	95

Kapitel III.

Die Pendelrückkopplung.

§ 1. Die Theorie des Pendelrückkopplungsempfängers	97
§ 2. Erzeugung der Hilfsschwingung durch Rückkopplung	104
A. Erzeugung der Hilfsfrequenz in einer besonderen Schwingröhre	104
B. Zweiwellige Schwingssysteme	108
C. Autoplexschaltungen	113
§ 3. Erzeugung der Hilfsfrequenz durch Pendeln der Empfänger- röhre	117

	Seite
A. Erzeugung des Pendelns durch hohe positive Gitterspannung (Flewelling)	117
B. Erzeugung des Pendelns durch Parallelschaltung von Kapazität und ohmschem Widerstand	122
§ 4. Erweiterung des Pendelrückkopplungsempfängers	128
A. Durch Niederfrequenzverstärkerstufen	128
B. Durch Hochfrequenzverstärkerstufen	128
C. Andere Kaskadenanordnungen	133

Kapitel IV.

Reflexempfänger.

§ 1. Theorie des Reflexempfängers	135
A. Wirkungsweise	135
B. Störungen	138
C. Maßnahmen zur Beseitigung der Störungen	141
§ 2. Einröhrenreflexempfänger mit Transformator und Kristalldetektor	142
§ 3. Reflexschaltungen mit Audion	153
§ 4. Transformatorfreie Reflexschaltung	162
A. Voigt-Reflexschaltungen	162
B. Resistoflexschaltungen	165
§ 5. Mehrstufige Reflexempfänger	168

Kapitel V.

Die Doppelgitterröhre.

§ 1. Die Doppelgitterröhre als Verstärker	179
§ 2. Die Doppelgitterröhre als Empfänger	188
A. Audionschaltungen	188
B. Die Negadyneschaltung	190
C. Pendelrückkopplungsempfänger	192
D. Transponierungsempfänger	194
E. Reflexschaltungen	196
§ 3. Solodyneschaltungen	201
§ 4. Freigittersteuerung	204

Kapitel VI.

Spezialröhren.

§ 1. Röhren mit mehreren Elektroden	208
§ 2. Einbau von Apparateilen in Empfangsröhren	217
§ 3. Röhren mit ungewöhnlicher Steuerung	219
§ 4. Sekundärelektronenröhren	222
§ 5. Gasgefüllte Röhren	226
§ 6. Röhren mit eigenartiger Heizvorrichtung	233
§ 7. Flüssigkeitsröhren	234
§ 8. Die Selbsterstellung von Röhren	236

Kapitel VII.

Mehrröhrengeräte.

§ 1. Richtlinien für den Bau von Mehrröhrenempfängern	239
A. Allgemeine Anleitungen	239
B. Einzelteile	241

	Seite
C. Drahtführung	247
D. Gehäuse	249
E. Abschirmung	252
F. Bedienung	253
G. Röhren	254
§ 2. Schaltprobleme	256
A. Antennenkopplung	256
B. Fernhörer und Niederfrequenzverstärker	259
C. Hochfrequenzverstärker	261
D. Vergrößerung des Wellenbereiches	264
E. Fernbedienung	269
§ 3. Einheitssätze	272
§ 4. Experimentierempfänger	275
§ 5. Reiseempfänger	288
Figurenverzeichnis	286
Sachregister	294
Bezugsquellenverzeichnis	315



1. Kapitel.

Das Hochfrequenzverstärkerproblem.

§ 1. Streukopplungen in Hochfrequenzverstärkerkreisen.

Für große Reichweiten ist eine mehrstufige Hochfrequenzverstärkung erforderlich. Sobald jedoch mehrere Hochfrequenzverstärkerröhren hintereinander geschaltet werden, zeigt es sich, daß der Verstärker sehr zur Selbsterregung neigt, wenn er einigermaßen wirksam sein soll. Diese Schwingneigung hat ihren Grund in den abgestimmten Schwingungskreisen, die sich zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Röhren befinden. Man kann zwar die Röhren auch durch Drosselspulen, Widerstände und Kapazitäten koppeln, jedoch sind diese Verfahren nur für lange Wellen angebracht. Bei kürzeren liefern sie sehr ungünstige Ergebnisse, so daß es keinen Zweck hat, auf dem Wege über aperiodische Kopplungen eine Lösung des Problems zu suchen.

Man muß vielmehr danach trachten, die abgestimmten Kopplungskreise zu behalten, also entweder mit Sperrkreis-kopplung oder mit abgestimmten Transformatoren zu arbeiten, und sodann deren schädlichen Einfluß auf die Schwingneigung bekämpfen. Diese rührt von Kopplungen mannigfacher Art her, die zwischen den abgestimmten Kreisen entstehen können. Dazu kommt, daß der Hochfrequenzverstärker sehr empfindlich ist und schon ganz geringe zurückgekoppelte Energien zur Erregung des Selbstschwingens ausreichen. Diese Kopplungen müssen unschädlich gemacht werden. Das ist jedoch erst möglich, wenn man ihre Ursachen und Wirkungen kennt.

In Fig. 1 ist die einfachste Form einer Hochfrequenzverstärkerstufe abgebildet. Ein abgestimmter Schwingungskreis liegt am Gitter der Röhre, der andere im Anodenkreis. Der letztere enthält außerdem noch die Anodenbatterie. Da diese aber dem Anodenwechselstrom im allgemeinen keinen nennenswerten Widerstand entgegengesetzt, kann man sie unbeachtet lassen oder, wenn man ganz sicher gehen will, durch einen großen Kondensator kurz schließen.

Es kommt dann darauf an, daß die Spannung zwischen den Punkten A_1 und A_2 , welche zur nächsten Röhre führen, möglichst groß wird. Wegen der Verstärkerwirkung ist die Energie im Schwingungskreis $L_2 C_2$ größer als im Schwingungskreis $L_1 C_1$. Sobald Kopplungen zwischen den beiden Kreisen vorhanden sind, muß daher der Einfluß des Schwingungskreises $L_2 C_2$ auf den Schwingungskreis $L_1 C_1$ größer sein, als umgekehrt der des Schwingungskreises $L_1 C_1$ auf den Schwingungskreis $L_2 C_2$, was aber gleichbedeutend mit einer Rückkopplung ist. Jede Kopplung zwischen beiden Kreisen ist also Rückkopplung. Diese kann auf zweierlei Art geschehen, nämlich erstens durch induktive und zweitens durch kapazitive Einwirkung.

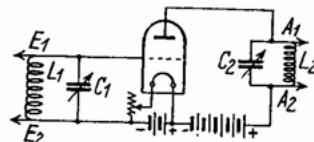


Fig. 1.

A. Induktive Kopplungen.

In Fig. 2 sind die Kraftlinien eingezeichnet, welche die beiden Spulen L_1 und L_2 durchsetzen. Abgesehen hiervon, sind noch überall dort

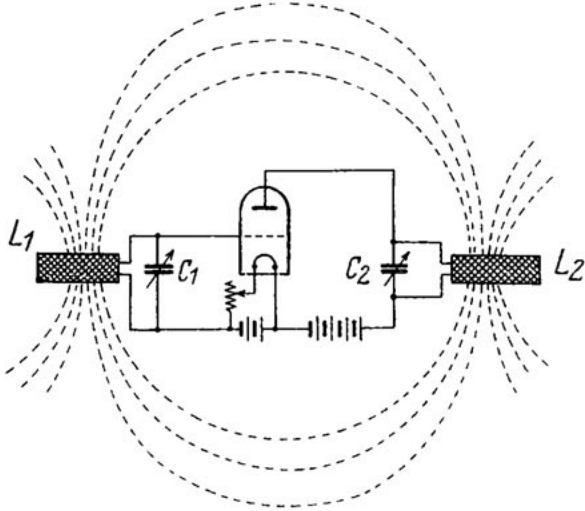


Fig. 2.

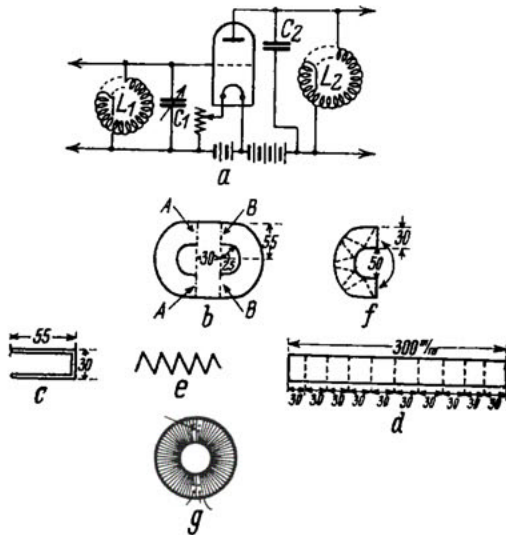


Fig. 3.

Induktionen möglich, wo geschlossene Stromkreise von den magnetischen Kraftlinien geschnitten werden, vor allen Dingen im Heizstromkreis. Dieser kann, auch wenn sich die beiden Spulen nicht direkt beeinflussen, doch als

Zwischenträger wirken, besonders dann, wenn er von Selbstinduktionen erregt wird, die später folgenden Verstärkerstufen angehören.

Zunächst soll nur die induktive Wirkung der Spulen aufeinander besprochen werden. Man kann gegenseitige Kopplung dadurch verhindern, daß man ihnen eine ringförmige Gestalt gibt, also die Form von sogenannten Toroiden. In diesem Falle verlaufen die magnetischen Kraftlinien, wie Fig. 3 a zeigt, vollkommen innerhalb der Spulen selbst, so daß eine Fernwirkung gar nicht möglich ist. Solche Spulen sind jedoch nicht leicht zu wickeln. Ein verhältnismäßig einfaches Rezept ist in Fig. 3 angegeben. Man schneidet zunächst aus Karton einen Ring nach Fig. 3 b und biegt diesen längs der punktierten Linien so, daß, von der Seite gesehen, Fig. 3 c entsteht. Sodann schneiden wir uns einen Kartonstreifen nach Fig. 3 d, ritzen ihn ebenfalls längs der punktierten Linien ein und knicken ihn nach Fig. 3 e. Diesen Streifen verwenden wir, um unserem Halbring größere Festigkeit zu verleihen, indem wir ihn nach Fig. 3 f in den Halbring einkleben. Diesen können wir leicht bewickeln. Wir wickeln halb so viel Draht darauf, wie die ganze Spule haben soll. Dann konstruieren wir uns auf dieselbe Weise noch einen zweiten Spulenkörper, wobei darauf zu achten ist, daß auf beiden Halbringen die Wicklung in demselben Sinne verläuft. Beide Halbringe können einfach zusammengeklebt werden, worauf noch die Drahtenden zu verbinden sind. (Fig. 3 g.) Will man die toroidale Form für die Konstruktion eines Transformators verwenden, so wickelt man die Primärspule vor dem Zusammenkleben auf einen Halbring.

Bei diesen Ringspulen werden also die Kraftlinien innerhalb des Ringes festgehalten, so daß keine Fernwirkung entstehen kann. Es lassen sich jedoch auch andere Formen von Spulen finden, bei denen dasselbe Ziel auf bequemere Weise erreicht wird. In Fig. 4 sind eine Reihe solcher Spulenformen wiedergegeben. Fig. 4 a zeigt die Binokelform. Es werden zwei

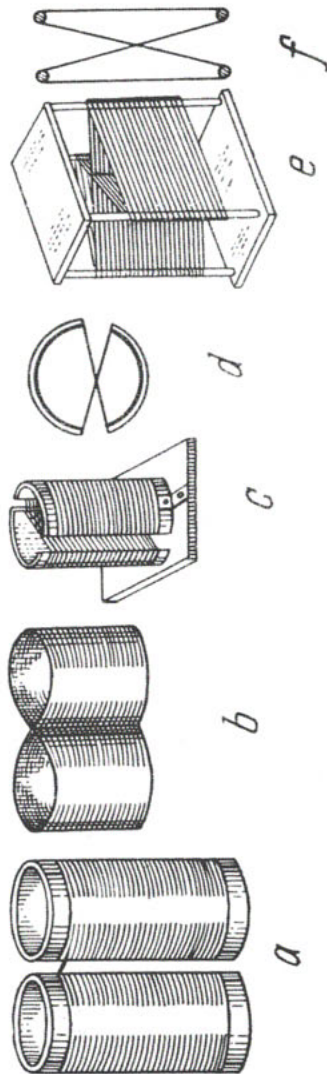


Fig. 4.

Spulenkörper verwendet. Die Wicklung wird erst auf den einen, dann auf den anderen Spulenkörper aufgebracht, und zwar auf beide im entgegengesetzten Wicklungssinn. Wenn die linke Spule dann oben z. B. einen Nordpol hat, muß die

rechte einen Südpol haben. Die beiden Spulen sind mit zwei Stabmagneten zu vergleichen, die mit den ungleichnamigen Polen aufeinandergelegt werden. Auf diese Weise werden die magnetischen Kraftlinien auf dem kürzesten Wege vom einen Pol zum andern gehen, wodurch ihre Fernwirkung wesentlich eingeschränkt wird. Statt erst die eine Spule und dann die andere zu wickeln, kann man die ganze Wicklung so anordnen, daß man immer gleichzeitig auf beide Spulenkörper eine Windung in Form einer Acht auflegt (Fig. 4 b). Dasselbe Endziel kann man auch mit einem einzigen zylinderförmigen Spulenkörper erreichen, wenn man ihn in der Längsrichtung durchschneidet und die beiden so entstehenden Hälften als Spulenkörper betrachtet. Fig. 4 c zeigt die Ansicht, Fig. 4 d einen Querschnitt. Zu einer körperlosen Spule dieser Art gelangt man nach Fig. 4 e und 4 f, wenn man die ganze Wicklung um vier feststehende Stäbe aus Isoliermaterial herumwickelt.

Dadurch, daß sich der Kraftlinienfluß dieser Spulen beinahe unmittelbar an den Enden schließt, werden schädliche Dämpfungen durch in der Nähe befindliche Metallteile vermieden. Das ist von Bedeutung. Um nämlich die Spulen gegen kapazitive Kopplungen zu schützen, muß man sie metallisch einkapseln. Bei gewöhnlichen Spulen ist das nicht ohne Wirbel-

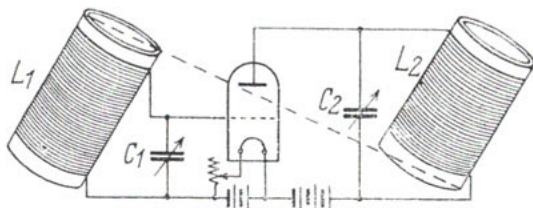


Fig. 5.

stromverluste, also schädliche Dämpfungen möglich. Die Ringspule und die in Fig. 4 angedeuteten Abarten derselben gestatten aber die Anwendung dieses Kunstgriffes, ohne daß schädliche Dämpfungen auftreten können. Man muß nur dafür sorgen, daß der magnetische Kraftlinienfluß sich vollständig innerhalb der Einkapselung schließt.

Immerhin ist diese Form von Spulen ziemlich unbequem, so daß man meistens versuchen wird, normale Spulen zu verwenden und sie so anzuordnen, daß eine Einwirkung der Kraftlinien nicht möglich ist. Das bedeutet, daß die Kraftlinien, die von einer Spule ausgehen, die Windungen der anderen Spule nicht durchsetzen dürfen. Ist das aber unvermeidlich, so müssen die Kraftlinien die Windungen in zwei entgegengesetzten Richtungen durchschneiden, so daß sich ihre Wirkungen aufheben. Eine Spulenanordnung nach dem ersteren Verfahren ist in Fig. 5 abgebildet. Hier sind die Spulen unter einem Winkel von 60 Grad gegeneinander geneigt und in einer solchen Entfernung angeordnet, daß die Ebene, die man durch den oberen Begrenzungskreis der ersten Spule legen kann, zugleich den unteren Begrenzungskreis der zweiten enthält. Diese Anordnung ist durch den später zu besprechenden Neutrodyne-Empfänger bekannt geworden.

Fig. 6 zeigt eine Spulenanordnung, bei der die Kraftlinien jeder Spule die beiden benachbarten Spulen zwar treffen, jedoch keine Induktionswirkung auf sie ausüben. Bei dieser Anordnung kommt es natürlich sehr darauf an, daß die Spulen genau in derselben Achsenrichtung angeordnet sind. Liegen sie nämlich unsymmetrisch, z. B.

wenn die zweite Spule etwas tiefer angebracht wird als die erste, dann werden in der einen Richtung mehr Kraftlinien durch die erste Spule hindurchgeschickt (in unserem Beispiel nach oben), als in der

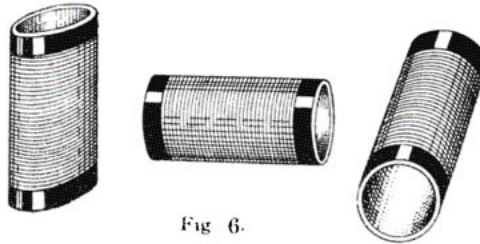


Fig. 6.

anderen Infolgedessen heben sich ihre Wirkungen nicht auf, und es entsteht eine elektromotorische Kraft der Induktion, also eine Rückkopplung

B. Kapazitive Kopplungen.

Kapazitive Kopplungen zwischen den beiden Schwingungskreisen können entstehen durch die Kapazitäten innerhalb der Röhre, nämlich die Kapazitäten zwischen Gitter und Anode, Gitter und Heizfaden und Anode und Heizfaden. Zu diesen Kapazitäten gehören auch diejenigen zwischen den entsprechenden Zuleitungen

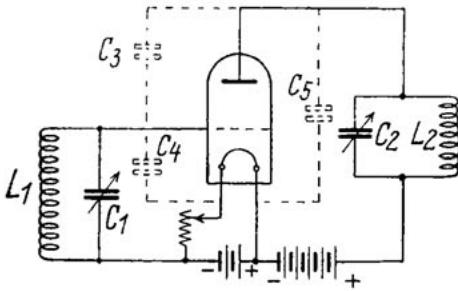


Fig. 7.

und zwischen den Rohrenfüßen und Rohrensockeln, die meist sogar größer sind als die Kapazitäten zwischen den Metallteilen innerhalb der Röhre. In Fig. 7 sind die Röhrenkapazitäten gestrichelt eingezeichnet. Man sieht, daß

die Kapazität zwischen Gitter und Heizfaden parallel zu dem viel größeren Kondensator C_1 , die Anodenheizfadenkapazität parallel zu dem Kondensator C_2 geschaltet ist. Für die Kopplung kommt also nur die Kapazität C_{AG}

zwischen Anode und Gitter in Frage. Das Ersatzschaltbild ist in Fig. 8 angegeben. Man erkennt, daß man es hier mit einer sehr gebräuchlichen Art der kapazitiven Kopplung zweier Schwingungskreise zu tun hat. Selbst wenn diese Röhrenkapazität nicht vorhanden wäre, würden die beiden Schwingungskreise kapazitiv gekoppelt sein. Die Windungsflächen der einzelnen Spulen können nämlich ebenfalls als Belegungen eines Kondensators aufgefaßt werden. Sobald die Spulen weit voneinander entfernt werden, sind die gegenseitigen Kapazitäten allerdings ziemlich klein, aber an deren Stelle treten die Kapazitäten zwischen Spulen und Erde. Das Wort Erde ist

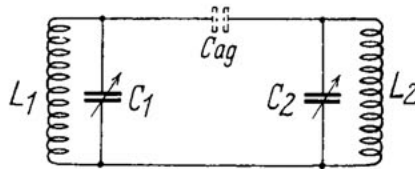


Fig. 8.

nicht wörtlich zu nehmen. Damit sind alle größeren Metallteile gemeint, deren Kapazität gegen Erde beträchtlich sein kann, oder die direkt mit der Erde leitend verbunden sind. Dazu gehören z. B. die Batterien oder auch der Stanniolbelag des Schaltbrettes. Diese gegenseitigen Kapazitäten sind als Hochfrequenzwiderstände aufzufassen, also als leitende Bahnen für die Hochfrequenzströme. Auf diese Weise sind die beiden Schwingungskreise dann streng genommen durch ein ganzes Netz von

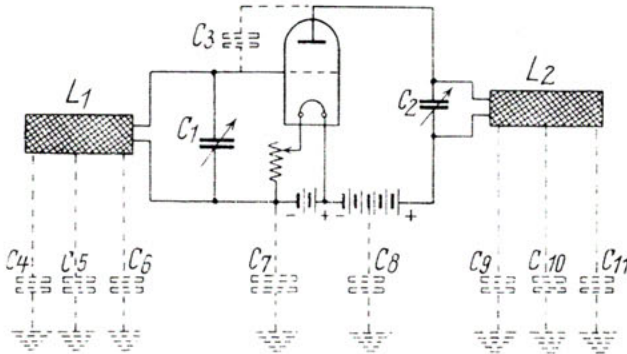


Fig. 9.

Kapazitätskreisen miteinander verkoppelt. In Fig. 9 ist eine Anordnung von solchen kapazitiven Kopplungen eingezeichnet, wie sie vorkommen kann.

Man sieht in dieser Figur, daß auch die Kondensatoren C_1 und C_2 störend wirken können, wenn sie nahe beieinander stehen. Zwischen den äußeren Platten der Kondensatoren kann eine beträchtliche Kapazität entstehen, welche, da die obere Platte von C_1 mit dem Gitter, die obere von C_2 mit der Anode verbunden ist, der Röhrenkapazität zwischen Gitter und Anode parallel liegt und damit deren koppelnde Wirkung verstärkt. Daraus folgt allein schon, daß man die Drehkondensatoren so weit voneinander entfernen muß, wie es irgend geht, weil sie eine der wesentlichsten Quellen für die Störungen durch Selbsterregung darstellen.

Eine besondere Betrachtung verdient noch die Wirkung der Kapazität in den Transformatoren. Sobald nämlich zwei aufeinanderfolgende Hochfrequenzverstärkerstufen miteinander durch Transformatoren gekoppelt sind, sind auch die Kopplungen durch Windungskapazität zu berücksichtigen. In Fig. 10 ist ein solcher Transformator gezeichnet. Die Anodenkreisspule ist mit ihrem unteren Ende an die Anodenbatterie angeschlossen, während die Sekundärspule in Gitterkreis der nächsten Röhre liegt und mit ihrem unteren Ende am Heizfaden oder an der Heizbatterie endigt. Da wir die Batterien für die Hochfrequenz als Kurzschluß betrachten können, so besitzen die mit ihnen verbundenen Enden beider Spulen dasselbe Hochfrequenzpotential, können also als direkt miteinander verbunden angesehen werden. Eine Kapazität ist also zwischen diesen Spulenenenden nicht vorhanden. Wir

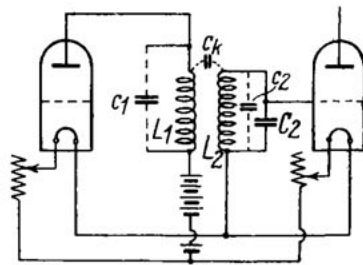


Fig. 10.

können sie uns vielmehr an den oberen Spulenden konzentriert denken. Außer dieser Kapazität, die durch die Kapazitätsflächen der Wicklungslage der beiden Spulen entsteht, besitzt jede Spule noch eine gewisse Eigenkapazität, die so wirkt wie ein kleiner Kondensator, den man der Spule parallel geschaltet hat. Man sieht aus Fig. 10, daß die beiden Kreise, denen die beiden Spulen angehören, nicht nur induktiv miteinander gekoppelt sind, sondern auch kapazitiv. Wenn dann z. B. in der Sekundärspule durch magnetische Induktion eine Spannung hervorgerufen wird, so kann diese über die gegenseitige Kapazität C_k einen Strom durch die Primärspule treiben, welcher dem ursprünglichen Primärstrom entgegengesetzt gerichtet ist. Es ist möglich, daß die kapazitive Kopplung der induktiven Kopplung entgegenarbeitet. Man beobachtet dann, daß die Sekundärspannung, die man ja möglichst groß haben möchte, zunächst mit der

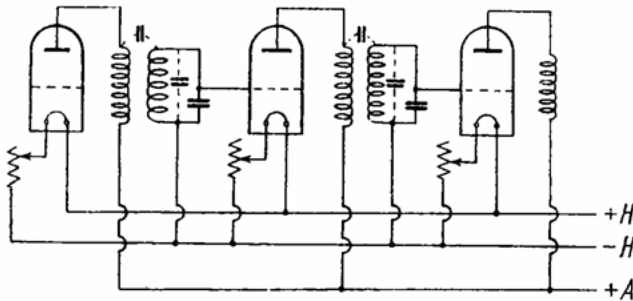


Fig. 11.

Windungszahl wächst, dann aber mit wachsender Windungszahl wieder abnimmt, weil die kapazitive Kopplung größeren Einfluß gewinnt. Allerdings ist es auch möglich, daß die kapazitive Kopplung in demselben Sinne wirkt wie die induktive. Das geschieht, wenn man den Richtungssinn der induktiven Kopplung ändert, indem man vielleicht eine Spule mit umgekehrtem Wicklungssinn verwendet.

Betrachtet man diese Verhältnisse im Rahmen des ganzen Hochfrequenzverstärkers, so kann man aus Fig. 11 erkennen, daß die gegenseitige Kapazität zwischen den beiden Spulen in demselben Sinne wirkt, wie die Gitter-Anodenkapazität der Röhre. Die Eigenkapazität der Primärspule liegt ferner parallel mit der Anoden-Heizfadenkapazität der ersten Röhre und die Kapazität der zweiten Spule mit dem Drehkondensator des Gitterkreises. Durch die kapazitiven Wirkungen zwischen den Transformatorspulen werden also auch die Röhrenkapazitäten verstärkt.

Die Tatsache, daß die induktive Kopplung der kapazitiven entgegenwirken kann, führt unter Umständen dazu, daß die Kopplungen sich gegenseitig aufheben. Doch ist es zwecklos, dies Verfahren systematisch auszubauen, weil diese Kopplungen sich zu sehr mit der Frequenz ändern. Derselbe Effekt wird manchmal bei Rückkopplungsempfängern störend empfunden, weil die Kapazität zwischen Rückkopplungsspule und Gitterspule der induktiven Rückkopplung entgegenwirkt und zwar um so mehr, je näher die Spulen einander gebracht werden. Man beobachtet sehr oft, daß bei kurzen Wellen die Schwingung wieder aussetzt, wenn die Kopplung zu fest wird.

§ 2. Bekämpfung der Schwingneigung durch künstliche Dämpfung.

Man kann die Schwingneigung eines Hochfrequenzverstärkers am einfachsten und primitivsten bekämpfen, indem man eine künstliche Dämpfung in einen der Schwingungskreise einbaut, so daß die rückgekoppelte Energie durch dieselbe aufgezehrt wird. Wir erinnern uns daran, daß man die Rückkopplung als negativen Widerstand auffassen kann. Selbsterregung tritt nur ein, wenn der negative Widerstand größer ist als der positive. Man kann sie also verhindern durch Vergrößern des

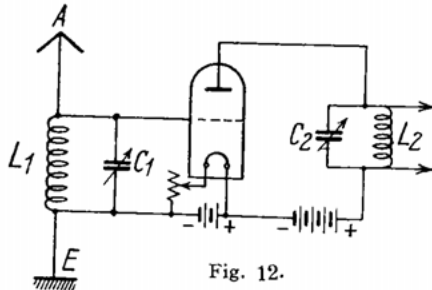


Fig. 12.

letzteren. Nun ist aber bei allen diesen Verfahren zu beachten, daß die Schwingneigung lediglich von der Kopplung zwischen Anodenkreis und Gitterkreis abhängt und nichts mit der Güte der Verstärkung zu tun hat. Es kann also ein Empfänger sehr wohl bis dicht an die Schwinggrenze eingestellt sein und doch nur außerordentlich geringe Verstärkung ergeben.

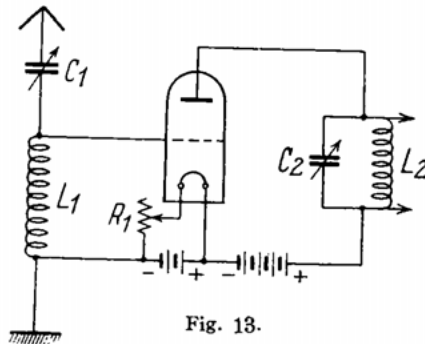


Fig. 13.

Andererseits kann ein richtig bemessener Verstärker sehr hohe Verstärkungsziffern aufweisen und doch noch sehr weit von der Schwinggrenze entfernt sein. Das folgt theoretisch sofort aus dem Diagramm Fig. 459 Bd. I. Der Verstärker arbeitet am besten in der Nähe des Lotes Mbl—Mgr. Es ist also ein Irrtum, wenn man die Verstärkung etwa danach einschätzt, wie nahe man sich an der Schwinggrenze befindet. Bringt man in solchem Falle noch eine künstliche Dämpfung an, so wird der Empfang natürlich noch erheblich schlechter. Künstliche Dämpfung ist also, allgemein angewendet, ein zweifelhaftes Heilmittel. Trotzdem kann man aber gute Resultate erzielen, wenn der Empfänger richtig konstruiert und auf besten Empfang berechnet ist.

Es ist nicht nötig, daß die künstliche Dämpfung durch ohmsche Widerstände erzielt wird. In Fig. 12 ist der Gitterkreis einer Hochfrequenzverstärkerröhre direkt mit der Antenne verbunden. Infolge der sehr festen Kopplung ist die Dämpfung groß und die Schwingneigung gering, wenn die Antenne kleiner wird. Man sieht, daß eine Veränderung in der Antennenabstimmung die Stabilität des Hochfrequenzverstärkers außerordentlich beeinflußt. Die in Fig. 13 abgebildete Schaltung neigt viel eher zum Selbstschwingen, weil die Dämpfung des Gitterkreises kleiner ist.

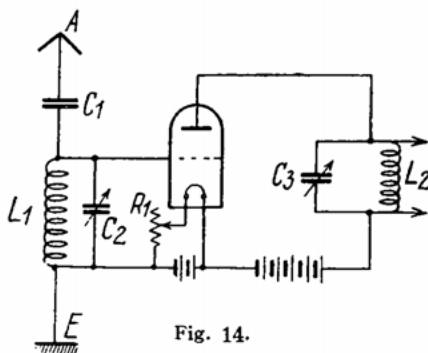


Fig. 14.

In Fig. 14 ist eine Schaltung abgebildet, bei welcher der Empfänger von der Antenne nahezu unabhängig ist. Diese Schaltung ist von Scott Taggart „konstante Antennenabstimmung“ genannt. Die Fig. 15 zeigt einen Sekundärempfänger, für welchen dasselbe gilt, was für den Audion-

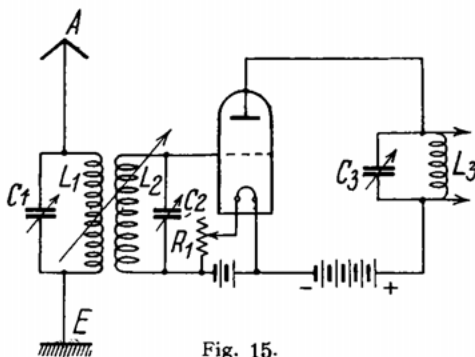


Fig. 15.

sekundärempfänger mit Rückkopplung gesagt ist. Die Schwingneigung hängt in erster Linie von der Kopplung zwischen L_1 und L_2 und von der Abstimmung ab. Sobald die Kopplung fest ist, wird die Dämpfung des Gitterkreises größer sein und damit die Schwingneigung geringer. Dieselben Verhältnisse liegen vor, wenn man zwei Röhren durch beiderseitig abgestimmte Transformatoren koppelt.

Bei positiver Gitterspannung fließt zwischen Gitter und Heizfaden ein Gitterstrom. Die Strecke Gitter—Heizfaden hat dann einen ohmschen Widerstand, der parallel zum Gitterkondensator liegt. Man kann diese positive Vorspannung erfolgreich dadurch erzielen, daß man nach

Fig. 16 parallel zur Heizbatterie ein Potentiometer schaltet, an welchem man die richtige Vorspannung abgreift, wodurch der Gitterstrom und damit die Dämpfung einreguliert wird. Wenn man allerdings die Gitterspannung von 0 bis 6 Volt, also bis zum vollen Betrage der Batteriespannung

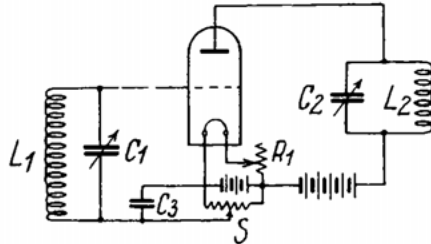


Fig. 16.

einregulieren will, so ist es erforderlich, daß man den Heizwiderstand in die Zuleitung vom Heizfaden zum positiven Pol der Batterie einschaltet.

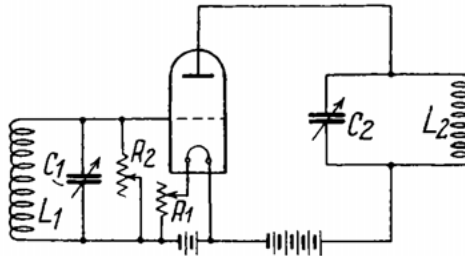


Fig. 17.

Damit der Hochfrequenzstrom nicht durch den Potentiometerwiderstand fließt, schließt man diesen am besten durch einen großen Kondensator

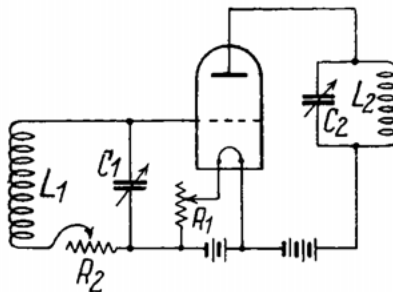


Fig. 18.

kurz. Denselben Erfolg kann man übrigens erzielen, wenn man parallel zum Gitterkreis einen veränderlichen Widerstand R_1 von 100 000 bis 5 Millionen Ohm schaltet. (Fig. 17.) In Fig. 18 ist ein Widerstand von 20 bis 50 Ohm direkt in den Gitterkreis eingeschaltet. Ebenso gut kann man

diesen Dämpfungswiderstand in den Anodenkreis legen (Fig. 19) oder nach Fig. 20 parallel zum Sperrkreis. Man muß übrigens beachten, daß dem Sperrkreis der innere Röhrenwiderstand, also die Strecke Heizfaden—Anode, parallel geschaltet ist, die eine nicht unbedeutende Dämpfungsvergrößerung darstellt, demnach in Parallele zu setzen ist mit der Wirkung der positiven Gitterspannung. Hieraus ist auch die eigentümliche Erscheinung zu erklären, die man bei Sperrkreisverstärkern häufig beobachtet, daß nämlich die Röhre schwingt, wenn man die Heizung zurückstellt. Dann wird

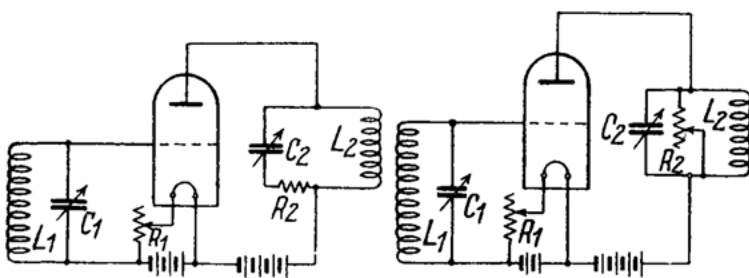


Fig. 19.

Fig. 20.

der innere Widerstand der Röhre vergrößert und damit die Dämpfung verkleinert.

Nun wirkt jede Art der Energieentziehung dämpfend auf einen Schwingungskreis ein, so daß außer den eben angegebenen Methoden noch eine ganze Reihe anderer denkbar sind. Von Bedeutung ist hier vor allem

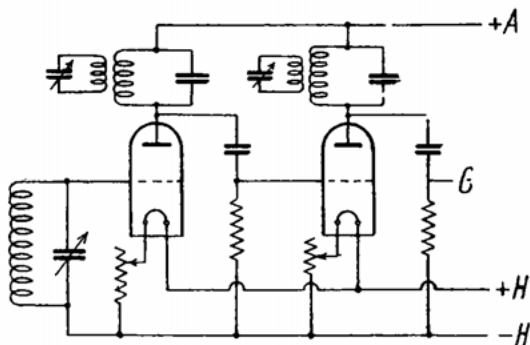


Fig. 21.

das Verfahren der Bremskreise. Man kann mit einem der beiden Schwingungskreise, Anodenkreis oder Gitterkreis, einen Stromkreis koppeln. Macht man die Kopplung fester, so wird die Energieentziehung größer. Die Bremswirkung läßt sich besonders gut einregulieren, wenn man die Bremskreise abstimmt. Dann wird im Falle der Resonanz die Energieentziehung und damit die Dämpfung am größten sein. Fig. 21 zeigt ein solches Verfahren. Ebenso gut kann man, wie schon gesagt, die Bremskreise mit dem Gitterkreis koppeln. Ein ähnliches Verfahren benutzt der Cockaday-Empfänger. (Bd. I, Seite 304.)

Die Sperrkreisschaltungen sind nur sehr wirksam, wenn es sich dabei tatsächlich um eine vollkommene Parallelschaltung einer Selbstinduktion mit einer Kapazität handelt, d. h., wenn sich der Strom so teilt, daß ein Teil durch die Selbstinduktion, der andere durch den Kondensator fließt. Eine Änderung tritt ein, wenn man die Selbstinduktionsspule anzapft, so daß der vorher rein kapazitive Zweig nunmehr auch noch einen Teil der Selbstinduktionsspule enthält, während der andere Zweig durch den übrigen Teil der Selbstinduktionsspule gebildet wird. Eine solche Sperr-

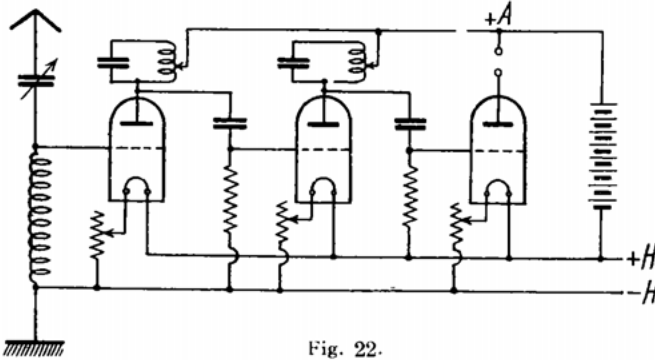


Fig. 22.

kreisschaltung ist in Fig. 22 abgebildet. Hier wird der Sperrkreis auch bei exakter Abstimmung keine vollkommene Sperre mehr darstellen, so daß durch den vergrößerten Anodenstrom auch die Dämpfung vergrößert wird. Durch eine angezapfte Selbstinduktionsspule im Sperrkreis könnte man also die Dämpfung beliebig einstellen. In Fig. 23 ist dieses Prinzip dazu benutzt worden, Sperrkreis- und Transformatorankopplung

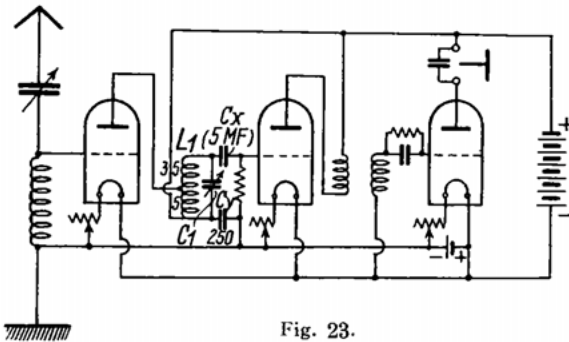


Fig. 23.

miteinander zu kombinieren, so daß gewissermaßen eine Autotransformation entsteht. Der Sperrkreis ist gleichzeitig Gitterkreis der nächsten Röhre. Natürlich können die beiden Belegungen des Gitterkondensators nicht direkt mit Gitter und Heizfaden der zweiten Röhre verbunden werden, weil die positive Anodengleichspannung am Sperrkreis liegt. Die Verbindung zum Gitter wird deshalb durch einen Kondensator von etwa 5 MF hergestellt, während die Verbindung mit dem Heizfaden durch einen Kondensator von 250 pF Kapazität bewirkt wird. Damit die negativen Gitteraufladungen abfließen können, verbindet man das Gitter mit der Kathode durch einen Gitterwiderstand von 1 bis 5 Millionen Ohm.

In einem gewöhnlichen Rückkopplungsempfänger wirkt die Rückkopplung wie ein negativer Widerstand. Kehrt man die Richtung der Rückkopplung um, so wird natürlich keine Vermehrung, sondern eine Verringerung der Energie eintreten. Man könnte dann also eine umgekehrte Rückkopplung mit der Einschaltung eines positiven Widerstandes vergleichen, denn sie bedeutet ja ebenso wie die Bremskreise eine Energieentziehung. In Fig 24 wird durch umgekehrte Rückkopplung tatsächlich

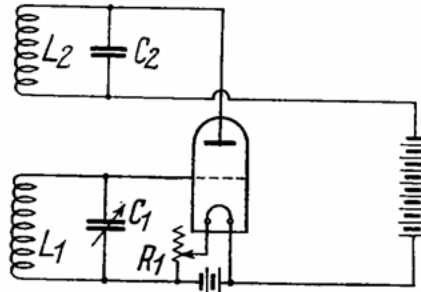


Fig. 24.

eine dampfende Wirkung erreicht, sofern die Kopplung lose ist. Macht man sie fester, so wird die umgekehrte magnetische Induktionswirkung übertroffen durch die kapazitive Kopplung zwischen den Spulen L_1 und L_2 , welche in demselben Sinne wirkt wie die kapazitive Kopplung innerhalb der Röhre. Es wird also die Schwingneigung bei fester Kopplung wieder zunehmen. Deshalb ist eine solche Kopplung, wie sie Fig. 24 zeigt, nicht sehr praktisch. Die Wirkung wird besser, wenn man

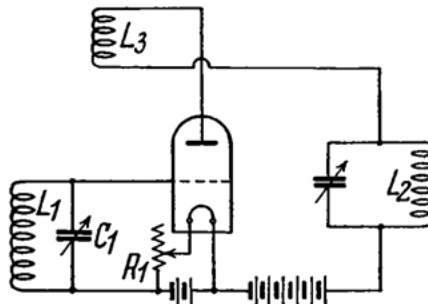


Fig. 25.

den Anodenkreis nicht abstimmt. Eine gute Lösung zeigt Fig. 25. Hier ist eine besondere Rückkopplungsspule vorhanden, welche mit dem abgestimmten Anodenkreis in Serie geschaltet ist. Die umgekehrte Rückkopplungsspule L_r kann in diesem Falle sehr klein gehalten werden.

Bei allen Verfahren, die eine umgekehrte Rückkopplung vom Anodenkreis aus zum Ziel haben, besteht immer die bereits oben erwähnte Gefahr, daß die die Schwingneigung vergrößernde kapazitive Kopplung zwischen Anode und Gitter ebenfalls gesteigert wird. Diesen Nachteil vermeidet die sogenannte „Monophase-Schaltung“, welche in Fig 26 a abgebildet ist. Hier ist die umgekehrte Rückkopplung durch eine kleine

Spule erreicht, welche in den negativen Zweig der Heizleitung eingefügt ist. Die umgekehrte Rückkopplung wird dabei gleichzeitig mit einem

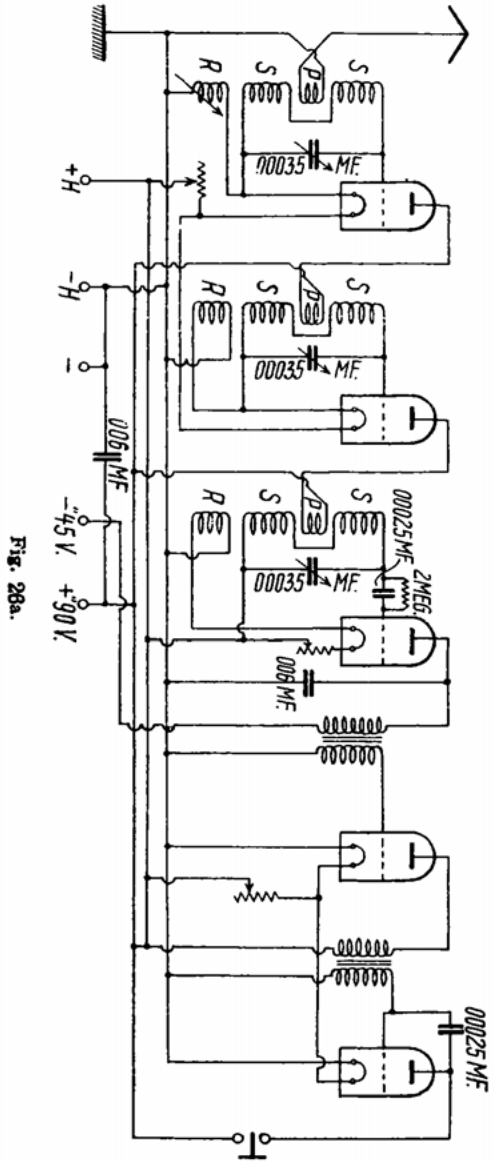


Fig. 28a.

Bremskreis verbunden. Dieser wird durch umgekehrte Rückkopplungsspule, Heizfaden, Heizwiderstand und Heizbatterie gebildet. Wenn man einen solchen Empfänger so einstellt, daß für lange Wellen die Schwingneigung

gerade aufgehoben wird, dann verhindert diese Einstellung auch bei kürzeren Wellen die Selbsterregung, denn sowohl die umgekehrte Rückkopplung als auch die Bremskreisdämpfung nehmen mit der Frequenz zu.

Die Transformatoren haben bei dieser Schaltung ein sehr hohes Übersetzungsverhältnis. Man wickelt sie auf Zylinder von 15 cm Länge und 7 cm Durchmesser. Die Wicklungsanordnung für den Spulensatz der ersten Stufe ist aus Fig. 26 b zu erkennen. Die umgekehrte Rückkopplung

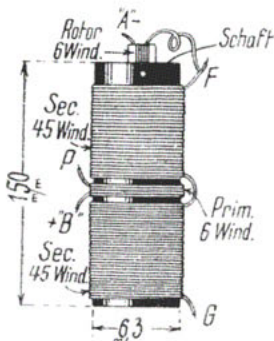


Fig. 26b.

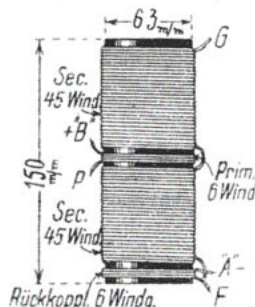


Fig. 26c.

ist veränderlich, während bei den übrigen Stufen eine feste Anordnung genügt, so daß die Spulen nach Fig. 26 c gewickelt werden können.

Bei den zuletzt besprochenen Verfahren wirkt die Gegenrückkopplung auf den Gitterkreis. Im Gegensatz dazu steht die in Fig. 27 dargestellte

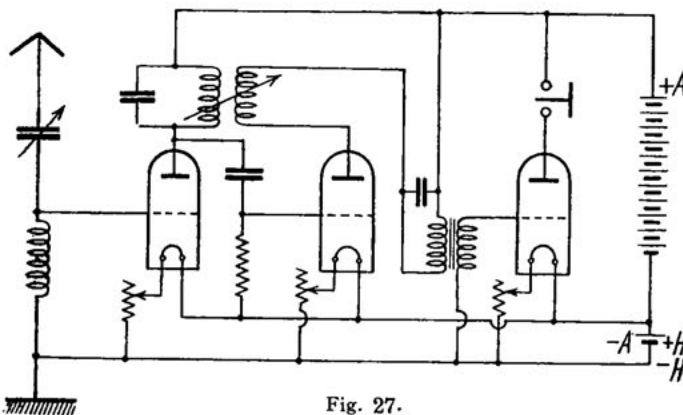


Fig. 27.

Methode, nach welcher der Anodenkreis der zweiten Röhre mit dem Anodenkreis der ersten Röhre gekoppelt wird und zwar derart, daß durch diese Rückkopplung der Sperrkreis gebremst wird. Macht man also die Rückkopplung ganz lose, so wird der Empfänger schwingen; macht man sie fester, so wird er stabiler. Dieses Verfahren wird gern und häufig angewandt, wenn es sich nur um eine einzige Stufe Hochfrequenzverstärkung handelt. Da jedoch der Sperrkreis gleichzeitig Gitterkreis der zweiten Röhre ist, so bedeutet die Schaltung Fig. 27 keine prinzipielle Neuerung. Die

Rückkopplungsspule entzieht dem Sperrkreis Energie, wirkt also genau so wie jede in den Anodenkreis eingeführte Dämpfung.

Am radikalsten könnte man künstliche Dämpfung durch Verringerung des Heizstromes erzielen. Das zeigt jedoch mit aller Deutlichkeit die Schwächen aller Versuche, durch künstliche Dämpfungen die Schwingneigung zu bekämpfen. Alle derartigen Verfahren arbeiten wirksam nur auf Kosten der Verstärkung.

§ 3. Bekämpfung der Schwingneigung durch Verzicht auf Abstimmung.

Die Gefahr der Selbsterregung ist in einem Empfänger dadurch gegeben, daß Gitter- und Anodenkreis aufeinander abgestimmt sind. Bei der Sperrkreisschaltung ist jeder Sperrkreis gleichzeitig Gitterkreis der folgenden Röhre. Anstatt nun die Kreise künstlich zu dämpfen und damit die rückgekoppelte Energie zu verzehren, kann man auch auf Abstimmung verzichten. In Fig. 28 ist z. B. ein Verfahren angegeben, bei welchem die

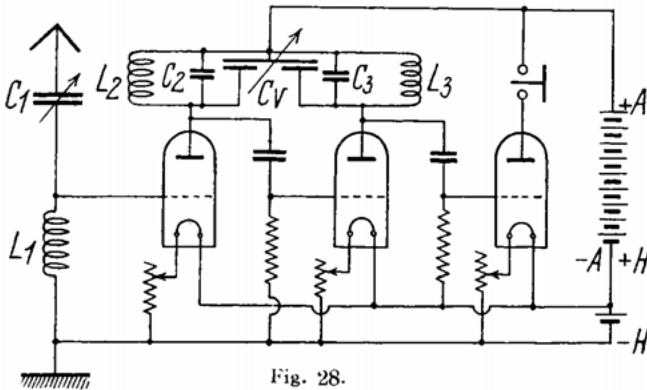


Fig. 28.

beiden Sperrkreise gegeneinander und gegen die Empfangswelle durch den Kondensator C_V , welcher aus drei Teilen besteht, verstimmbar werden. Der Kondensator ist so gestaltet, daß der eine Stator mit der einen Anode, der andere Stator mit der anderen Anode verbunden ist. Die durch den Rotor und je einem Stator gebildeten Kapazitäten sind je einem Sperrkreiskondensator parallel geschaltet. Man stimmt die Sperrkreise zunächst so ab, daß vollkommene Abstimmung herrscht, wenn die Teilkapazitäten von C_V gleich groß sind. Verstellt man jetzt den Kondensator, so werden die beiden Sperrkreise nach verschiedenen Seiten hin verstimmbar. Die Eigenwelle des einen Sperrkreises wird größer, die des anderen kleiner werden als die Empfangswelle. Man kann durch diese Anordnung die Verstimmung so fein regulieren, daß sie nicht größer wird, als zur Verhinderung der Selbsterregung unbedingt nötig ist. Man kann mit diesem Verfahren zwei Hochfrequenzverstärkerstufen beherrschen. Meist wird die Verstimmung jedoch ziemlich groß sein müssen.

Ungefährdet kann man beliebig viele Hochfrequenzverstärkerstufen aneinanderreihen, wenn man auf Abstimmung in den Anodenkreisen überhaupt verzichtet, wenn man die Kondensatoren wegläßt. Zwar ist unter Umständen auch dann Selbsterregung möglich, wenn nämlich die Spulen genügend groß sind, so daß sie mit ihrer Eigenkapazität und der Röhren-

kapazität zwischen Anode und Kathode Schwingungskreise bilden, welche ungefähr auf die ankommende Welle abgestimmt sein können. Aber die Anodenkreisspulen lassen sich dabei so bemessen, daß diese zufällige Resonanz vermieden wird. Eine solche Schaltung ist in Fig. 29 abgebildet. Allerdings läßt sich durch dieses Verfahren nur eine außerordentlich geringe Verstärkung erzielen. In Wirklichkeit bedeutet es auch eine

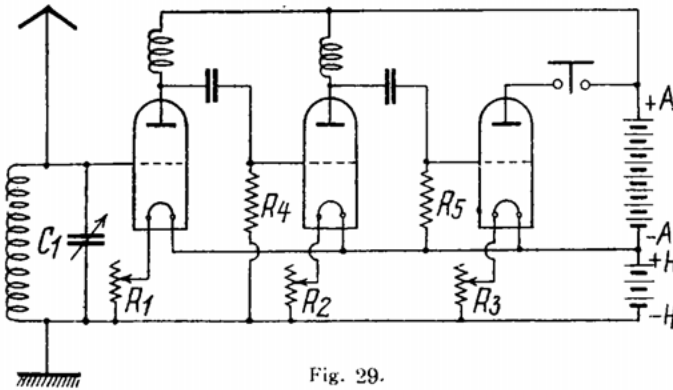


Fig. 29.

unnötig weit getriebene Vorsichtsmaßregel. Es würde vollkommen genügen, wenn man die Anordnung so traf, daß immer ein abgestimmter und ein nicht abgestimmter, also aperiodischer Anodenkreis aufeinanderfolgen. Eine solche Schaltung hat Scott Taggart entwickelt (Fig. 30) und T. A. T.-

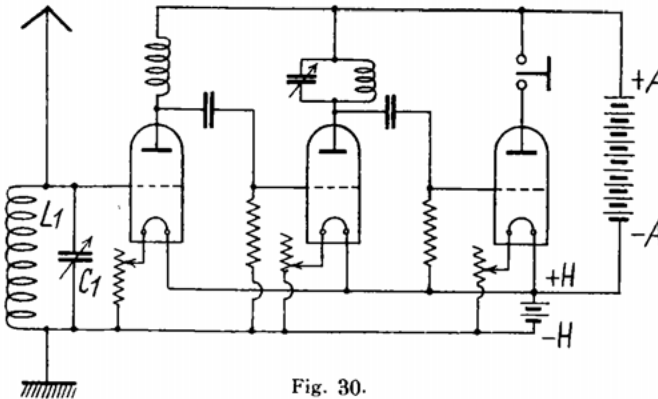


Fig. 30.

System genannt, das heißt „tuned — aperiodic — tuned“, und bedeutet: abgestimmt — aperiodisch — abgestimmt. Bei diesem Empfänger wird in den Verstärkerstufen, welche den abgestimmten Sperrkreis enthalten, immer eine sehr gute Verstärkung erzielt, während die dazwischenliegenden Stufen mit der aperiodischen Anodenkreisspule keine wesentliche Verstärkung ergeben können. Scott Taggart hat die Wirkungsweise seiner Schaltung sehr treffend durch das Vorwärtsschreiten eines Hinkenden veranschaulicht.

Eine andere Empfangsschaltung, welche besonders bei kurzen Wellen gute Resultate ergibt und zum Teil auf Abstimmung verzichtet, ist in Fig. 31 angegeben. Sie geht von dem gewöhnlichen Widerstandsverstärker aus, der bekanntlich für kurze Wellen nur sehr geringe Verstärkungsziffern ergibt, weil die Kapazität zwischen Gitter und Heizfaden schließlich einen ziemlich kleinen Hochfrequenzwiderstand darstellt, so daß sich längs des Gitterwiderstandes kein nennenswerter Spannungsabfall ausbilden kann. Man kann den Nachteil vermeiden, wenn man zwischen Gitter und Heizfaden den Silitstab durch einen abgestimmten Sperrkreis ersetzt. Durch die Kopplungskondensatoren C_k kann die Schwingneigung einreguliert werden. Der in Fig. 31 wiedergegebene Empfänger benutzt die Reinartzrückkopplung.

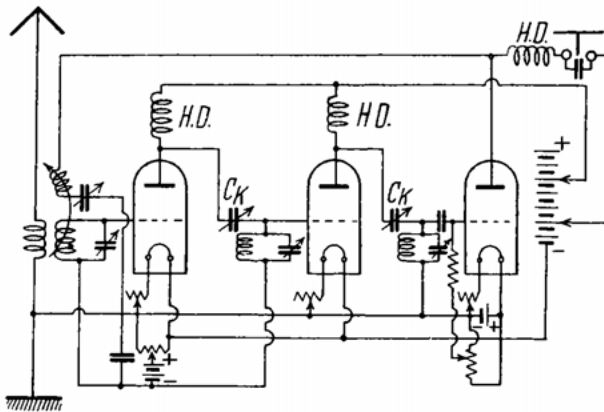


Fig. 31.

§ 4. Beseitigung der Schwingneigung durch Entkopplung.

A. Theorie der Entkopplung.

I. Man kann die Rückkopplung zwischen zwei Stromkreisen so deuten, daß von dem einen Stromkreis aus in dem andern eine zusätzliche elektromotorische Kraft erzeugt wird. Will man nun die Rückkopplung unwirksam machen, so bedeutet das, daß diese zusätzlichen elektromotorischen Kräfte vernichtet werden müssen. Im Prinzip ist diese Aufgabe so zu lösen, daß man eine zweite Kopplung zwischen den Kreisen anbringt, welche die erstere aufhebt. Die zweite Kopplung ruft also elektromotorische Kräfte hervor, die denen der ersteren entgegengesetzt gleich sind. Die Kopplungen selbst können nur induktiv sein oder auf einer Stromverzweigung beruhen. Zu der letzteren Kopplungsart gehören auch die kapazitive und die direkte oder galvanische Kopplung (siehe Band I S. 31). Beim Hochfrequenzverstärker handelt es sich um kapazitive Kopplung durch die Röhrenkapazitäten. Die Entkopplung kann dann geschehen durch eine zweite Kopplung, die entweder induktiv ist oder auf Stromverzweigung beruht. Wir wollen zuerst die induktive Entkopplung betrachten. In Fig. 32 bedeutet $C_1 L_1 r_1$ den Gitterkreis, $C_2 L_2 r_2$ den Anodenkreis, der erstere liegt zwischen Gitter G und Kathode K , der zweite zwischen Anode A und Batterie B . Der Kopplungskondensator C_{ag} ist die Röhrenkapazität zwischen Anode und Kathode. Wir koppeln nun die beiden

Spulen L_1 und L_2 induktiv, um dadurch zu erreichen, daß eine im Gitterkreis vorhandene Schwingung nicht mehr auf den Anodenkreis und umgekehrt eine im Anodenkreis vorhandene nicht mehr auf den Gitterkreis einwirken kann.

Auf den Gitterkreis wirkt von außen her irgendwie eine sinusförmige EMK \mathfrak{E} ein, die in ihm einen Strom J_1 zur Folge hat und einen Strom J_k durch den aus den drei Kondensatoren C_1 , C_{ag} und C_2

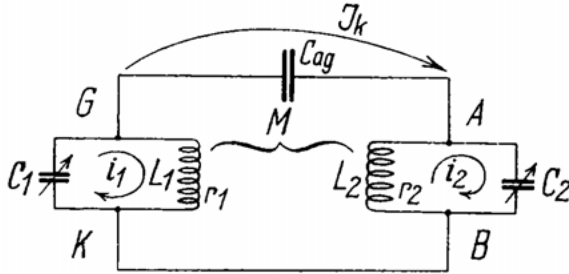


Fig. 32.

bestehenden Kopplungskreis treibt. Für die drei Kreise gelten dann nach den Kirchhoffschen Regeln folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 1) \quad \mathfrak{E} &= \mathfrak{I}_1 \left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \right) + j\omega M I_2 + \frac{\mathfrak{I}_k}{j\omega C_1} \\
 2) \quad 0 &= \mathfrak{I}_2 \left(j\omega L_2 + r_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \right) + j\omega M I_1 + \frac{\mathfrak{I}_k}{j\omega C_2} \\
 3) \quad 0 &= \frac{\mathfrak{I}_1}{j\omega C_1} + \frac{\mathfrak{I}_2}{j\omega C_2} + \mathfrak{I}_k \left(\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_{ag}} + \frac{1}{j\omega C_2} \right)
 \end{aligned}$$

Aus der dritten Gleichung folgt:

$$\begin{aligned}
 4) \quad \mathfrak{I}_k &= \mathfrak{I}_1 \frac{\frac{1}{C_1}}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_{ag}}} - \mathfrak{I}_2 \frac{\frac{1}{C_2}}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_{ag}}} \\
 &= \frac{-\mathfrak{I}_1}{1 + \frac{C_1}{C_2} + \frac{C_1}{C_{ag}}} - \frac{\mathfrak{I}_2}{1 + \frac{C_2}{C_1} + \frac{C_2}{C_{ag}}}
 \end{aligned}$$

Setzen wir diesen Wert für \mathfrak{I}_k in die Gleichungen 1) und 2) ein, so gehen diese über in:

$$\begin{aligned}
 1a) \quad \mathfrak{E} &= \mathfrak{I}_1 \left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{C_1}{C_2} + \frac{C_1}{C_{ag}}} \right) \right) \\
 &\quad + \mathfrak{I}_2 \left(j\omega M - \frac{1}{j\omega \left(C_1 + C_2 + \frac{C_1 C_2}{C_{ag}} \right)} \right)
 \end{aligned}$$

$$2a) \quad 0 = \Im_2 \left(j\omega L_2 + r_2 + \frac{1}{j\omega C_2} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{C_2}{C_1} + \frac{C_2}{C_{ag}}} \right) \right) \\ + \Im_1 \left(j\omega M - \frac{1}{j\omega \left(C_1 + C_2 + \frac{C_1 C_2}{C_{ag}} \right)} \right)$$

Die Bedingung dafür, daß beide Kreise entkoppelt sind, daß also die erste Gleichung nur \Im_1 und die zweite nur \Im_2 enthält, ist die, daß das Kopp­ lungsglied, das ja in beiden Gleichungen gleich ist, verschwindet. Daß es aber in beiden Kreisen gleich sein muß, folgt schon daraus, daß die Einwirkung des ersten Kreises auf den zweiten gleich der des zweiten auf den ersten ist. Die Bedingung für die Entkopplung ist also:

$$j\omega M - \frac{1}{j\omega \left(C_1 + C_2 + \frac{C_1 C_2}{C_{ag}} \right)} = 0$$

oder

5)

$$\omega^2 = - \frac{1}{M \left(C_1 + C_2 + \frac{C_1 C_2}{C_{ag}} \right)}$$

Diese Gleichung kann nur dann erfüllt sein, wenn M negativ ist, wenn also die Anodenkreisspule im umgekehrten Sinne gewickelt ist, wie die Gitterspule, oder wenn ihre Anschlüsse vertauscht werden. Aus der Gleichung 5) können wir sofort einen großen Nachteil dieser Entkopplung erkennen, nämlich die außerordentlich starke Frequenzabhängigkeit. M ist umgekehrt proportional dem Quadrat der Frequenz, ist also sehr kritisch in der Einstellung und muß für jede Welle von neuem ermittelt werden. Gleichzeitig erkennen wir aus den Gleichungen 1a) und 2a), daß für die Abstimmung in den beiden Kreisen nicht deren Eigenkapazitäten C_1 und C_2 maßgebend sind, sondern statt deren die Werte:

$$C_1 + \frac{C_2 C_{ag}}{C_2 + C_{ag}} \quad \text{bzw.} \quad C_2 + \frac{C_1 C_{ag}}{C_1 + C_{ag}}$$

Das heißt also, die Eigenkapazität jedes Kreises wird um die Serienschaltung der beiden anderen vergrößert. Die Eigenfrequenzen der beiden Kreise sind also:

$$6) \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{1}{L_1 \left(C_1 + \frac{C_2 C_{ag}}{C_2 + C_{ag}} \right)}}$$

$$7) \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{1}{L_2 \left(C_2 + \frac{C_1 C_{ag}}{C_1 + C_{ag}} \right)}}$$

Die genaue Abstimmung beider Kreise ist also nicht ganz leicht, weil die Kondensatoreneinstellung jedes Kreises von der des anderen abhängig ist.

II. Statt nun die beiden Kreise direkt aufeinander induzieren zu lassen, ist vorgeschlagen worden, zu diesem Zweck einen besonderen Hilfskreis zu verwenden. In Fig. 33 ist $C_3 L_3$ der Hilfskreis, der mit dem Gitterkreis durch die Kopplung M, mit dem Anodenkreis durch die Kopplung N verbunden ist. Die Kirchhoffschen Gleichungen lauten dann:

$$\begin{aligned}
 8) \quad \mathfrak{E} &= \mathfrak{I}_1 \left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \right) + j\omega M \mathfrak{I}_3 + \frac{\mathfrak{I}_k}{j\omega C_1} \\
 9) \quad 0 &= \mathfrak{I}_2 \left(j\omega L_2 + r_2 + \frac{1}{j\omega C_2} + j\omega N \mathfrak{I}_3 + \frac{\mathfrak{I}_k}{j\omega C_2} \right) \\
 10) \quad 0 &= \frac{\mathfrak{I}_1}{j\omega C_1} + \frac{\mathfrak{I}_2}{j\omega C_2} + \mathfrak{I}_k \left(\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2} + \frac{1}{j\omega C_{ag}} \right) \\
 11) \quad 0 &= \mathfrak{I}_3 \left(j\omega L_3 + r_3 + \frac{1}{j\omega C_3} \right) + j\omega M \mathfrak{I}_1 + j\omega N \mathfrak{I}_2
 \end{aligned}$$

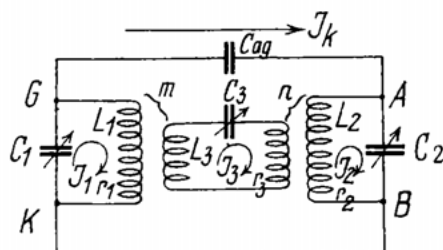


Fig. 33

Rechnet man aus den beiden letzten Gleichungen \mathfrak{I} und \mathfrak{I}_3 aus und setzt die Werte in die Gleichungen 8) und 9) ein, so bekommt man als Bedingung für die Entkopplung:

$$12) \quad 0 = \frac{\omega^2 M \cdot N}{j\omega L_2 + r_3 + \frac{1}{j\omega C_3}} - \frac{1}{j\omega \left(C_1 + C_2 + \frac{C_1 C_2}{C_{ag}} \right)}$$

Hier ist der erste Ausdruck komplex, der zweite imaginär. Die Differenz kann also nie verschwinden. Mithin ist durch einen Hilfskreis in dieser Form eine absolute Entkopplung nicht möglich. Doch wird der Grad der Entkopplung für viele Zwecke ausreichen. Wenn jedoch in die Verbindungsleitung \mathfrak{I}_k , also in Serie zur Kopplungskapazität, ein ohmscher Widerstand R_k geschaltet würde, dann müßte man in der Gleichung 12) den Wert $\frac{1}{C_{ag}}$ ersetzen durch $\frac{1}{C_{ag}} + j\omega R_k$. Dadurch würde auch das zweite Glied komplex und die Gleichung könnte erfüllt werden, das heißt, dann wäre bei geeigneter Wahl von R_k , C_3 und M oder N eine vollständige Entkopplung beider Kreise möglich. Da aber dies Verfahren noch unständlicher und frequenzabhängiger ist als das vorige, ist es für die Entkopplung von Hochfrequenzverstärkern nicht zu empfehlen.

III. Wir wenden uns nun den praktisch wichtigeren Entkopplungsverfahren durch Stromverzweigung zu. Das Vorbild für dieselben ist die sogenannte Wheatstonesche Brücke, Fig. 34. Die Zweige GK und AS sind entkoppelt, wenn die Gleichung erfüllt ist:

$$13) \quad \frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}$$

Hierin sind R_1, R_2, R_3, R_4 Widerstände, die aus ohmschen, induktiven und kapazitiven Widerständen zusammengesetzt sind. Wenn im Zweig GK, Fig. 34 a, eine RMK \mathcal{E} wirksam ist, so bleibt das Instrument im Kreis AS stromlos, sobald die Bedingung 13 erfüllt ist; umgekehrt bleibt dann in Fig. 34b das Instrument im Zweig AS stromlos, wenn die EMK im Zweig GK wirkt. Es ist also gleichgültig, ob wir vom Gitterkreis oder vom Anodenkreis ausgehen. Praktisch kommt es darauf an, daß die

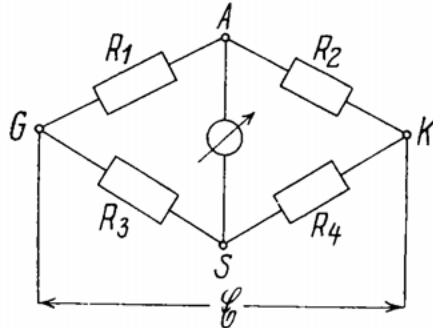


Fig. 34a.

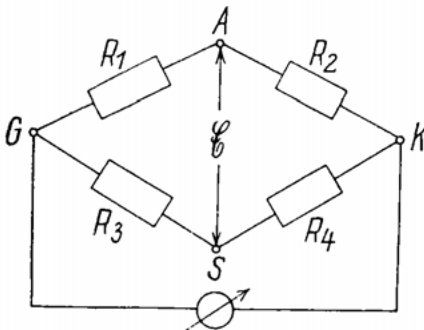


Fig. 34b.

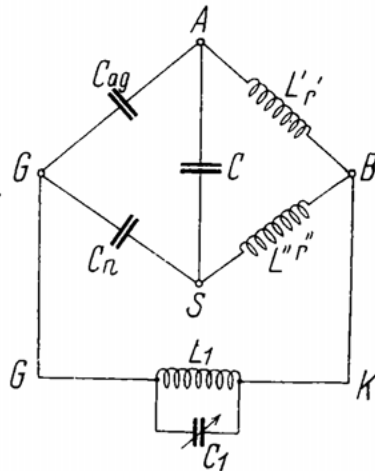


Fig. 35.

Anodenwechslung ohne Wirkung auf den Gitterkreis bleibt (also Fig. 34b). Die Bedingungen sind aber dieselben wie für den umgekehrten Fall (Fig. 34a).

IV. In Fig. 35 würde eine vollkommene Entkopplung der Kreise GK und AS gegeben sein, wenn:

$$\begin{aligned}
 14) \quad & \frac{1}{j\omega C_{ag}} = \frac{1}{j\omega C_n} \\
 & \frac{1}{j\omega L' + r'} = \frac{1}{j\omega L'' + r''} \\
 & = \frac{1}{-\omega^2 C_{ag} L' + j\omega r' + C_{ag}} = \frac{1}{-\omega^2 C_n L'' + j\omega r'' + C_n}
 \end{aligned}$$

Setzen wie die reellen und die imaginären Teile für sich gleich, so ergibt sich die Bedingung

$$15) \quad \frac{C_{ag}}{C_n} = \frac{L''}{L'} = \frac{r''}{r'}$$

Da diese Bedingung von der Frequenz unabhängig ist, ergibt sich die Möglichkeit einer vollständig frequenzunabhängigen Entkopplung dieser beiden Zweige. Voraussetzung dabei ist, daß die beiden Teilschleifen nicht aufeinander induzieren. Sobald aber L' und L'' Teile einer Spule L sind, die also in B angezapft ist, ist das nicht mehr der Fall. Es muß dann die gegenseitige Induktion berücksichtigt werden.

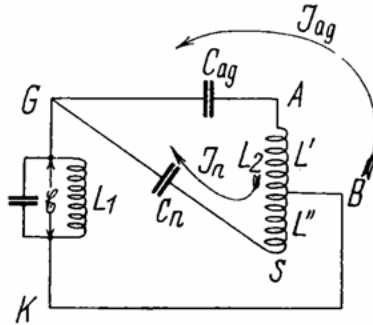


Fig. 36.

V Aus Fig 36 können wir folgende Gleichungen für die Ströme ablesen

$$16) \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{J}_{ag} \left(\frac{1}{j\omega C_{ag}} + j\omega L' + r' \right) - \mathfrak{J}_n j\omega M$$

$$17) \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{J}_n \left(\frac{1}{j\omega C_n} + j\omega L'' + r'' \right) - \mathfrak{J}_{ag} j\omega M,$$

wo M die gegenseitige Induktion der beiden Spulenteile von L aufeinander darstellt. Es ergibt sich.

$$18) \quad \mathfrak{J}_{ag} = \mathfrak{E} \frac{j\omega L'' + r'' + j\omega M + \frac{1}{j\omega C_n}}{\left(j\omega L' + r' + \frac{1}{j\omega C_{ag}} \right) \left(j\omega L'' + r'' + \frac{1}{j\omega C_n} \right) + \omega^2 M^2}$$

$$19) \quad \mathfrak{J}_n = \mathfrak{E} \frac{j\omega L' + r' + j\omega M + \frac{1}{j\omega C_{ag}}}{\left(j\omega L' + r' + \frac{1}{j\omega C_{ag}} \right) \left(j\omega L'' + r'' + \frac{1}{j\omega C_n} \right) + \omega^2 M^2}.$$

Damit nun die Wirkung auf AS aufgehoben wird, müssen die von \mathfrak{J}_{ag} in AB und die von \mathfrak{J}_n in SB induzierten elektromotorischen Kräfte gleich und entgegengesetzt gerichtet sein. Es muß also die Bedingung erfüllt sein

$$20) \quad \mathfrak{J}_{ag}(j\omega L' + r') - j\omega M \mathfrak{J}_n = \mathfrak{J}_n(j\omega L'' + r'') - j\omega M \mathfrak{J}_{ag}$$

Setzen wir hier die Werte aus 18) und 19) ein, so ergibt sich die Entkopplungsbedingung:

$$21) \quad \frac{C_{ag}}{C_n} = \frac{L'' + M}{L' + M} = \frac{r}{r'}$$

Da die Kopplung durch die ohmschen Widerstände nur wenig zu bedeuten hat, richtet sich die Größe des Neutralisierungskondensators nach der Zapfstelle. Ganz exakt wird die Entkopplung immer dann erreicht sein, wenn man die Spule L_2 genau in der Mitte anzapft und $C_n = C_{ag}$ macht. Dann sind auch die ohmschen Widerstände gleich. In jedem Falle ist auch diese Entkopplung von der Frequenz unabhängig.

VI. Meist wird parallel zur Spule L_2 noch ein Kondensator C_2 geschaltet sein. Dadurch ändern sich die Verhältnisse jedoch nicht. Nach Fig. 37 soll in der Spule L' die von A nach B gerichtete EMK \mathcal{E}_{AB} und

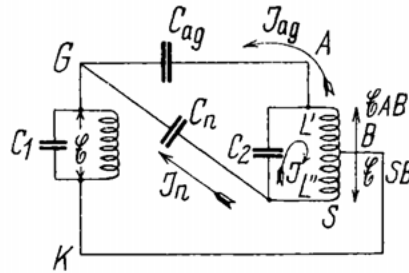


Fig. 37.

in der Spule L'' die von B nach S gerichtete EMK \mathcal{E}_{BS} hervorgerufen werden. Beide sollen entgegengesetzt gleich sein, mit anderen Worten, ihre Summe soll verschwinden. Nach den Kirchhoffschen Regeln ergeben sich folgende Gleichungen:

$$22) \quad \mathcal{E} = \frac{J_{ag}}{j\omega C_{ag}} + \mathcal{E}_{AB}$$

$$23) \quad \mathcal{E} = \frac{J_n}{j\omega C_n} + \mathcal{E}_{SB}$$

$$24) \quad 0 = \frac{J}{j\omega C} + \mathcal{E}_{SB} - \mathcal{E}_{AB}$$

$$25) \quad \mathcal{E}_{AB} = (J_{ag} - J)(j\omega L' + r') - j\omega M(J_n + J)$$

$$26) \quad \mathcal{E}_{BS} = (J_n + J)(j\omega L'' + r'') - j\omega M(J_{ag} - J)$$

Die Entkopplungsbedingung gibt sofort aus 24): $J=0$. Aus 22) und 23) ergibt sich:

$$27) \quad \frac{J_{ag}}{J_n} = \frac{C_{ag}}{C_n}$$

aus 25) und 26):

$$28) \quad J_{ag}[j\omega(L' + M) + r'] = J_n[j\omega(L'' + M) + r'']$$

Aus 27) und 28) findet man dann wieder die Entkopplungsbedingung 21). Dieses Verfahren gilt als das günstigste und einfachste zur Entkopplung von Hochfrequenzverstärkern und wird hauptsächlich wegen der Frequenzunabhängigkeit bevorzugt. Die Brückenschaltung von Scott-Taggart (s. d.) beruht auf diesem Prinzip. Fast stets wird in der Praxis dabei die Spule L_2 in der Mitte angezapft, so daß der Neutralisierungskondensator C_n der Röhrenkapazität gleich gemacht werden muß.

Bei genauer Betrachtung findet man jedoch, daß die Verhältnisse in Wirklichkeit wesentlich ungünstiger liegen. Der Zweig AS wird zwar vollständig entkoppelt, aber dieser ist ja gar nicht der Anodenkreis, sondern der Zweig AB. Betrachten wir die Verhältnisse von diesem Standpunkt aus, so ergibt sich Folgendes. Durch den Anodenwechselstrom entsteht zwischen A und B die Anodenwechselspannung \mathcal{E}_a . Diese induziert über C_{ag} eine Gitterspannung \mathcal{E}' im Gitterkreis. Durch die Entkopplungsschaltung soll dann im Gitterkreis eine entgegengesetzt gleiche EMK hervorgerufen werden, so daß sich beide aufheben.

Die Bedingungen dafür müssen dieselben sein, für die sich das Verschwinden von \mathcal{E}_{AB} aus den Gleichungen 22)–26) ergibt. Man findet:

$$29) \quad (j\omega L' + r')(j\omega L'' + r'') + \omega^2 M^2 + \frac{1}{j\omega \left(C + \frac{C_n C_{ag}}{C_n + C_{ag}} \right)} \cdot \frac{C_n C_{ag}}{C_n + C_{ag}} \left(\frac{j\omega L' + r'}{C_n} - \frac{j\omega M}{C_{ag}} \right) = 0.$$

Für den Fall, daß die Spule in der Mitte angezapft wird und $C_n = C_{ag}$ ist, kann die Gleichung durch $j\omega L' + r' - j\omega M$ dividiert werden. Es ergibt sich dann, weil

$$30) \quad j\omega L' + r' = j\omega L'' + r'', \\ j\omega(L' + M) + r' + \frac{1}{j\omega^2 \left(C + \frac{C_{ag}}{2} \right)} = 0.$$

Diese Gleichung kann nur erfüllt werden, wenn $r' = 0$ gesetzt wird, wenn man also den ohmschen Widerstand vernachlässigt. Der Ausdruck $2(L' + M)$ bedeutet die Selbstinduktion der ganzen Sperrkreisspule L_2 , so daß sich aus 30) die Bedingung ergibt:

$$31) \quad \omega^2 = \frac{1}{L_2 \left(C + \frac{C_{ag}}{2} \right)}.$$

Diese Bedingung besagt, daß der Sperrkreis genau auf die Betriebsfrequenz abgestimmt wird, wobei die Sperrkreiskapazität aus dem Drehkondensator C und den beiden in Serie geschalteten Kapazitäten C_n und C_{ag} besteht. Für die Entkopplung sind danach folgende Bedingungen zu erfüllen:

1. Die Spule L_2 muß in der Mitte angezapft sein.
2. Der Neutralisierungskondensator C_n muß gleich der Röhrenkapazität C_{ag} gemacht werden.
3. Die Spule L_2 muß möglichst wenig gedämpft sein.
4. Der Sperrkreis muß auf die Betriebsfrequenz abgestimmt werden.

Die Entkopplung ist frequenzunabhängig. Man sieht jedoch, daß eine absolute Entkopplung wie bei der Entkopplung des Zweiges AS nicht möglich ist. Es bleibt die allerdings geringfügige und ungefährliche Kopplung durch den ohmschen Widerstand, den wir vernachlässigt haben. Das gilt übrigens auch für die beiden nächsten Methoden, die wir betrachten wollen.

VII. In dem folgenden Verfahren wird nur die eine Spulenhälfte L' der Anodenkreisspule durch einen Kondensator abgestimmt. Wir gehen von der zwischen A und B liegenden Anodenspannung \mathcal{E}_a aus. (Fig. 38.) Diese treibt den Strom \mathcal{I}_{ag} durch die Röhrenkapazität C_{ag} und durch den Gitterkreis, dessen Widerstand wir mit \mathfrak{R}_g bezeichnen wollen. Vom Anodenstrom wird nun in der Spule L'' eine elektromotorische Kraft induziert, welche einen Strom \mathcal{I}_n zur Folge hat, der durch C_n und

R_g fließt und dem Strom \mathfrak{J}_{ag} entgegengesetzt gerichtet ist. Sind beide Ströme gleich, dann heben sie sich im Gitterkreis auf. Die Einwirkung auf diesen ist verschwunden, beide Kreise sind entkoppelt. Nach den Kirchhoffschen Regeln ergeben sich aus Fig. 38 folgende Gleichungen:

$$32) \quad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_{ag} \left(\frac{1}{j\omega C_{ag}} + R_g \right) - \mathfrak{J}_n R_g$$

$$33) \quad \mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a (j\omega L' + r') + j\omega M \mathfrak{J}_n$$

$$34) \quad 0 = \mathfrak{J}_n \left(j\omega L'' + r'' + \frac{1}{j\omega C_n} + R_g \right) + j\omega M \mathfrak{J}_a - \mathfrak{J}_{ag} R_g.$$

Die beiden Kreise sind entkoppelt, wenn $\mathfrak{J}_{ag} = \mathfrak{J}_n$ ist. Als Bedingung hierfür ergibt sich aus diesen Gleichungen:

$$35) \quad \omega^2 = \frac{L' C_{ag} - M C_n}{C_n C_{ag} (L' L'' - M^2)},$$

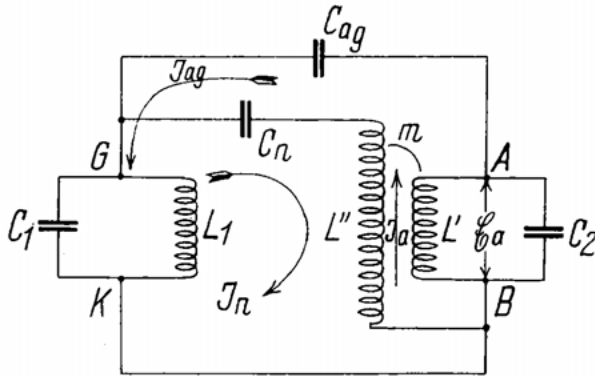


Fig. 38.

wenn man die ohmschen Widerstände vernachlässigt. Das bedeutet, daß die Entkopplung sowohl durch C_n , als auch durch M , welches ja hier variabel ist, bewirkt werden kann, daß ferner die Entkopplung für jede Frequenz von neuem eingestellt werden muß, also frequenzabhängig ist. Das ist ein großer Nachteil dieser Anordnung. Trotzdem ist sie ziemlich gebräuchlich.

Tatsächlich ist in diesem Falle die Frequenzabhängigkeit auch nicht sehr gefährlich. Man muß sich nämlich Folgendes fragen: Wächst die im Gitterkreis induzierte Spannung sehr schnell an, wenn man nach der Entkopplung die Welle ändert? Es zeigt sich, daß es nicht der Fall ist. Eine absolute Entkopplung ist auch gar nicht nötig. Es genügt, wenn die induzierte Spannung so klein ist, daß keine Selbsterregung eintritt. Der Spielraum von der absoluten Entkopplung bis zur Schwinggrenze steht uns ja zur Verfügung. Unter diesen Verhältnissen reicht diese Art der Entkopplung aus.

VIII. An Stelle der Anodenkreisspule L_2' kann auch die Entkopplungsspule L'' durch einen Kondensator C_2 abgestimmt werden. Die Schaltung ist in Fig. 39 wiedergegeben. Ein Vergleich dieser Abbildung mit Fig. 38 läßt sofort erkennen, daß sie nichts Neues gegen jene bietet. Kopplungs-