



The image shows two vacuum tubes, one larger and one smaller, positioned on a blue grid background. Above them are several hand-drawn circuit diagrams on graph paper, illustrating various electronic components and their connections. The tubes are cylindrical with a mesh-like structure on the top half and a base with pins.

# UTILISATION DU TUBE ÉLECTRONIQUE DANS LES APPAREILS RÉCEPTEURS ET AMPLIFICATEURS

TOME I

I. Amplification H.F. et M.F. — II. Changement de fréquence — III. Courbe padding — IV. Phénomènes perturbateurs — V. Détection

PAR

B. G. DAMMERS — J. HAANTJES  
J. OTTE ET H. VAN SUCHTELEN

Ce tome, le volume IV de la série „Tubes Electroniques” publié dans le cadre de la Bibliothèque Technique Philips est le premier d'un ouvrage en trois tomes, qui traite de façon détaillée de l'utilisation des tubes électroniques dans les appareils de T.S.F. Il est consacré à l'amplification H.F. et M.F., au changement de fréquence et à la détection.

Le second tome (volume V de la série „Tubes Electroniques”) traite de l'amplification B.F. et de l'amplification de sortie, du couplage à réaction inverse et de l'alimentation.

Le troisième tome (volume VI de la série „Tubes Electroniques”) traite des réglages, des phénomènes secondaires et du calcul des récepteurs et des amplificateurs.

Les volumes V et VI sont en préparation.

Cet ouvrage constitue pour le constructeur d'appareils, un guide pour l'utilisation des tubes électroniques dans les récepteurs de radio-diffusion et dans les amplificateurs.

Il est cependant écrit de façon à être accessible à tous ceux qui étudient la radiotechnique aux écoles techniques supérieures ou moyennes, ainsi qu'aux élèves des écoles radiotechniques. Le lecteur y trouvera divers sujets traités d'une façon plus détaillée que dans les ouvrages scolaires usuels. Ceci est avant tout un résultat logique du contact des auteurs avec de nombreux constructeurs d'appareils et du fait qu'ils ont pu disposer du nombreux matériel expérimental des Laboratoires de Recherches Scientifiques des Usines Philips.

Dans la Série „Tubes Electroniques” sont parus jusqu'à présent:

- Volume I: Bases de la technique des tubes de T.S.F., par J. Deketh, ingénieur diplômé de l'École Polytechnique Fédérale, Zurich.  
567 pages avec 437 figures-relié.
- Volume II: Caractéristiques et Schémas de montage des tubes récepteurs et amplificateurs.  
420 pages avec 537 figures-relié.
- Volume III: Caractéristiques et Schémas de montage des tubes récepteurs et amplificateurs (supplément).  
231 pages avec 267 figures-relié.

Cette série sera complétée sous peu par les ouvrages suivants (en préparation):

- Volume IIIA: Caractéristiques et Schémas de montage des tubes récepteurs et amplificateurs (2<sup>d</sup> supplément traitant des tubes Rimlock lancés de 1945 à 1950).  
± 450 pages avec 500 figures-relié
- Volume VII: Tubes d'émission, par P. J. Heyboer, ingénieur de Delft.  
± 280 pages avec 250 figures-relié.

Les travaux de recherche effectués aux laboratoires et aux usines Philips qui constituent la charpente de ces divers ouvrages, garantissent leur teneur scientifique et leur valeur pratique.

La Bibliothèque Technique Philips comporte une série d'ouvrages traitant de plusieurs domaines scientifiques et techniques. Les auteurs sont tous occupés aux Usines Philips et sont des spécialistes dans leur domaine d'activité.

Outre les volumes précités de la série „Tubes Electroniques”, les ouvrages suivants ont été publiés en français:

*Les lampes à décharge* par P. J. Oranje, Ingénieur - Chimiste Delft.

Un exposé de la théorie, des genres de construction usuels et des applications de ces nouvelles sources lumineuses, ne comportant pas de considérations théoriques très poussées qui nécessiteraient du lecteur des connaissances spéciales en mathématiques ou en physique. (293 pages avec 161 figures - relié).

*Les Couleurs et leur perception visuelle*” par P. J. Bouma, Docteur ès sciences physiques de l'Université d'Utrecht.

Une introduction à l'étude scientifique des excitations et des sensations de couleur.

348 pages avec 113 figures - relié.

En préparation:

*Eclairage fluorescent* sous rédaction de C. Zwikker, Professeur à l'Université de Delft.

Un aperçu des bases techniques et scientifiques de l'éclairage fluorescent et de l'utilisation des lampes fluorescentes et de leurs accessoires.

260 pages avec 187 figures - relié.

*La lumière artificielle et la photographie* par G. D. Rieck, docteur ès sciences physiques de l'Université d'Amsterdam et L. H. Verbeek, ingénieur de Delft.

Un traité des sources lumineuses et de leurs possibilités d'utilisation en photographie.

360 pages, 18 × 28 cm avec 181 figures et 44 photos d'art 1/1 page dont 4 en couleurs - relié.

*L'amplification basse fréquence*” par

N. A. J. Voorhoeve

„La Télévision” par Fr. Kerkhof et W. Werner

„La Radiotechnique” par G. De Brabander etc.

„Le texte de ces ouvrages est illustré par un grand nombre de photographies et de dessins, des tableaux, des graphiques et des diagrammes.



SÉRIE TUBES ÉLECTRONIQUES - VOLUME IV

**REVUE TECHNIQUE PHILIPS**

Publication mensuelle traitant de questions techniques, de procédés et d'investigations des Industries Philips. Elle contient des articles relatifs à l'éclairage, à l'électronique, aux rayons X et autres sujets techniques. Elle comporte 32 pages de format  $20\frac{1}{2} \times 29\frac{1}{2}$  cm par livraison et paraît en quatre langues: français, anglais, allemand et néerlandais.

**PHILIPS RESEARCH REPORTS**

Contient des articles de physique, de chimie et de technique, traitant des résultats expérimentaux et théoriques des recherches effectuées dans les différents laboratoires des Industries Philips. Cette publication ne paraît qu'en anglais, en volumes de 6 fascicules de 80 pages chacun et de format  $15\frac{1}{2} \times 23\frac{1}{2}$  cm.

**COMMUNICATION NEWS**

Communication News est une publication trimestrielle traitant d'émetteurs, de tubes d'émission, de téléphonie et télégraphie par fil et de téléphonie automatique, contenant 32 pages par fascicule, de format  $20\frac{1}{2} \times 29\frac{1}{2}$  cm. Elle ne paraît qu'en anglais.

Ces revues sont en vente dans le commerce.

**BIBLIOTHEQUE TECHNIQUE PHILIPS**

**SERIE TUBES ELECTRONIQUES**

**BUT DE LA SERIE „TUBES ELECTRONIQUES”**

Si, avant la guerre mondiale déjà, les tubes électroniques occupaient une place prépondérante dans la technique, cette guerre a ouvert de nombreux débouchés nouveaux aux tubes à vide poussé et aux tubes à atmosphère gazeuse. Le tube électronique a non seulement permis un notable perfectionnement de la télécommunication et de la radiodiffusion, mais il acquiert en outre une place prépondérante comme organe de l'appareil de production dans un nombre sans cesse croissant d'industries.

Actuellement, d'importants procédés industriels se règlent déjà entièrement à l'aide de tubes électroniques; ils sont utilisés pour la signalisation, l'alarme, la mesure et le comptage, ainsi que dans les recherches technologiques et commerciales, entre autres dans l'industrie chimique, en sidérurgie, en verrerie, en briqueterie, en papeterie, en imprimerie, en teinturerie, dans l'industrie textile, automobile et en aviation, etc., dans l'industrie minière, pour l'exploration géologique, la navigation maritime, dans les chemins de fer et les P.T.T., pour le diagnostic médical, bref dans toutes les branches industrielles, scientifiques et des communications.

Aussi la connaissance des tubes et de leurs applications est-elle intéressante non seulement pour les ingénieurs et les techniciens de la radio et des communications, mais aussi pour ceux qui s'occupent de toute autre branche d'exploitation et qui n'ont pas étudié la radio.

Pour propager la connaissance des propriétés et des applications des tubes électroniques, nous avons cru bien faire en éditant une série d'ouvrages traitant des principales particularités des tubes électroniques. Cette série tiendra compte de l'évolution ultérieure des tubes électroniques et sera régulièrement tenue à jour. Nous avons fixé le prix de ces ouvrages aussi bas que possible afin d'en obtenir une propagation aussi grande que possible. Nous croyons ainsi rendre service non seulement aux ingénieurs et aux radio-techniciens, mais aussi à ceux qui suivent les cours d'écoles techniques supérieures ou moyennes, d'écoles de navigation maritime et aérienne, aux industriels de tout genre d'une façon générale, à tous ceux qui s'occupent de l'utilisation des tubes électroniques ou s'y intéressent.

**VOLUME I**

**Bases de la technique des tubes de T.S.F., par J. Deketh.**

586 pages - format  $15\frac{1}{2} \times 23\frac{1}{2}$  cm, 370 graphiques et illustrations, 67 photos, relié toile.

Cet ouvrage, basé sur l'état actuel de la technique, traite des bases physiques et des constructions modernes des tubes récepteurs et amplificateurs, ainsi que de leurs propriétés. Un chapitre spécial est consacré entre autres à l'étude mathématique des caractéristiques des tubes. Cet ouvrage s'adresse à tous ceux qui s'occupent de l'étude et de la fabrication d'appareils équipés de tubes électroniques, de leur réparation et de leur entretien, ainsi qu'aux expérimentateurs et aux étudiants. Le style est net, l'exposé est très logique. Les caractéristiques des divers types de tubes sont traitées en détail, d'une manière claire et à l'aide d'un nombre restreint de formules.

## VOLUME II

**Caractéristiques et montages des tubes récepteurs et amplificateurs modernes**

445 pages - format  $15\frac{1}{2} \times 23\frac{1}{2}$  cm, 532 figures, relié toile.

Les volumes II, III et IIIA donnent un aperçu de tous les tubes récepteurs et amplificateurs lancés par Philips depuis 1933. Le volume II contient les caractéristiques des tubes lancés de 1933 à 1939. Outre les caractéristiques des tubes récepteurs et amplificateurs, cet ouvrage donne les caractéristiques des tubes redresseurs, des tubes stabilisateurs et des tubes régulateurs, ainsi que la description des appareils de mesure pour les laboratoires et les ateliers.

Un grand nombre de tableaux, caractéristiques et schémas fait de cet ouvrage un outil indispensable à tous ceux qui se servent des tubes électroniques. L'édition française et l'édition anglaise sont sous presse.

## VOLUME III

**Caractéristiques et montages des tubes récepteurs et amplificateurs modernes (1er supplément)** - 224 pages - 267 figures, relié toile. L'édition en langue française est en préparation.

Ce volume donne les caractéristiques et les montages des tubes lancés en 1940-1941, entre autres des tubes-clés (série tout-verre) de la série D, constituée par les tubes récepteurs à tension de chauffage de 1,4 V, et de ceux de la série U (C.A.-C.C.). Cet ouvrage donne un grand nombre de schémas de réception et une description des plus récents appareils de mesure.

## VOLUME IIIa

**Caractéristiques et montages des tubes récepteurs et amplificateurs (2e supplément).** Cet ouvrage est en préparation.

Après les tubes-clés, Philips ne sortit pas, sous l'occupation, de nouveaux tubes de T.S.F. Cependant, l'étude ne fut pas arrêtée. Au contraire, nous avons projeté et mis au point une série nouvelle de tubes, à savoir la série Rimlock. Le volume IIIA donne toutes les caractéristiques et les montages de cette série; ces tubes ont été lancés au cours des années 1945-1946-1947-1948-1949-1950. Tout comme les autres volumes II et III, cet ouvrage contient un certain nombre de schémas détaillés qui indiquent nettement la meilleure manière d'utiliser les divers tubes.

Nous nous proposons d'éditer à l'avenir, après l'apparition de nouvelles séries de tubes, de nouveaux tomes „Caractéristiques et montages”, de façon que ceux qui se procureront ces ouvrages disposent d'une documentation complète sur tous les tubes récepteurs et amplificateurs lancés depuis 1933.

## VOLUME IV

**Utilisation du tube électronique dans les radiorécepteurs et les amplificateurs**, par E. C. Dammers, J. Haantjes, J. Otte et H. van Suchtelen.

468 pages -  $15\frac{1}{2} \times 23\frac{1}{2}$  cm, 256 figures, relié toile. L'édition en langue Française est en préparation.

Cet ouvrage s'adresse en tout premier lieu aux ingénieurs et aux techniciens qui s'occupent de l'étude des appareils récepteurs et amplificateurs. La matière est traitée d'une manière telle qu'elle soit en même temps accessible à ceux qui suivent les cours d'écoles techniques moyennes et supérieures, ainsi qu'aux élèves de cours supérieurs de radiotechnique. Comme les divers sujets sont étudiés en détail, il a fallu scinder l'ouvrage en 3 tomes. Cet ouvrage (volume IV de la série des tubes électroniques) traite de:

	Pages
I Amplification H.F. et amplification M.F. . . . .	1 - 131
II Changement de fréquence . . . . .	131 - 289
III Détermination de la courbe padding . . . . .	291 - 326
IV Phénomènes secondaires et distorsions provoqués par la courbure des	

## VOLUME V

**Utilisation du tube électronique dans les radiorécepteurs et les amplificateurs**, par B. G. Dammers, J. Haantjes, J. Otte et H. van Suchtelen.

Cet ouvrage, actuellement en préparation, comptera approximativement le même nombre de pages que le volume IV

Il traite de:

- Chapitre VI Amplification B.F.
- „ VII Amplification de sortie
- „ VIII Contre-réaction
- „ IX Alimentation

## VOLUME VI

**Utilisation du tube électronique dans les radiorécepteurs et les amplificateurs**, par B. G. Dammers, J. Haantjes, J. Otte et H. van Suchtelen.

Il traite de:

- Chapitre X Réglage et réglage automatique du volume — Réglage automatique de la fréquence. — Expansion et compression des contrastes
- „ XI Stabilité et instabilité des montages
- „ XII Couplage à réaction et effet réactif
- „ XIII Phénomènes secondaires perturbateurs
- „ XIV Calcul de récepteurs et d'amplificateurs

## VOLUME VII

**Tubes d'émission**, par P. J. Heyboer.

330 pages,  $15\frac{1}{2} \times 23\frac{1}{2}$  cm, avec 260 figures et graphiques et 250 photos. Relié toile. L'édition en langue française est en préparation.

La plupart des ouvrages publiés à ce sujet se limitent à un exposé schématique des principes sur lesquels se base le fonctionnement des tubes. Cependant, ceux qui utilisent eux-mêmes les tubes d'émission ou qui procèdent à une étude poussée de ces tubes, doivent disposer d'un ouvrage qui traite d'une manière plus détaillée des divers sujets, et qui fournit des données concrètes basées sur des mesures.

L'ouvrage „Tubes d'émission” de feu J. P. Heyboer, qui fut attaché pendant de longues années au Bureau d'Etudes „Tubes d'émission” des Usines Philips, répond à ce besoin.

Nous nous proposons d'éditer encore divers ouvrages relatifs aux tubes électroniques, entre autres tubes à rayons cathodiques, tubes pour applications spéciales.

UTILISATION DU  
TUBE ÉLECTRONIQUE  
DANS LES  
APPAREILS RÉCEPTEURS  
ET AMPLIFICATEURS

1/20

home 4-15

20.-

2701  
(55.15)  

---

281

SÉRIE  
TUBES ÉLECTRONIQUES

BIBLIOTHÈQUE TECHNIQUE PHILIPS

VOLUME IV  
UTILISATION DU TUBE ÉLECTRONIQUE  
DANS LES APPAREILS RÉCEPTEURS ET  
AMPLIFICATEURS

BIBLIOTHÈQUE TECHNIQUE PHILIPS  
SÉRIE „TUBES ÉLECTRONIQUES”

Cette série comporte les ouvrages suivants:

- Volume I: Bases de la technique des tubes de T.S.F.  
Volume II: Caractéristiques et schémas de montage des tubes récepteurs et amplificateurs (1933-1939).  
Volume III: Caractéristiques et schémas de montage des tubes récepteurs et amplificateurs (1940-1941).  
Volume IIIa: Caractéristiques et schémas de montage des tubes récepteurs et amplificateurs (1945-1950) (en préparation).  
Volume IV: Utilisation des tubes électroniques dans les appareils de T.S.F. et dans les amplificateurs: Amplification H.F. et M.F. — Changement de fréquence. — Détection.  
Volume V: Utilisation des tubes électroniques dans les appareils de T.S.F. et dans les amplificateurs: Amplification B.F. — Amplification de sortie — Alimentation (en préparation).  
Volume VI: Utilisation des tubes électroniques dans les appareils de T.S.F. et dans les amplificateurs: Réglages — Phénomènes secondaires — Calcul des récepteurs et des amplificateurs (en préparation).  
Volume VII: Tubes d'émission (en préparation).



# UTILISATION DU TUBE ÉLECTRONIQUE DANS LES APPAREILS RÉCEPTEURS ET AMPLIFICATEURS

621.385.1; 621.396.621; 621.396.694

TOME I

Amplification haute fréquence et amplification  
moyenne fréquence — Changement de fréquence  
Détermination de la courbe padding-Phénomènes  
perturbateurs et distorsions dus à la courbure de  
la caractéristique des tubes récepteurs-Détection

256 FIGURES

PAR

B. G. DAMMERS, J. HAANTJES  
J. OTTE ET H. VAN SUCHTELEN

Avec un avant-propos de M. G.-A. BOUTRY  
PROFESSEUR AU CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS  
PARIS

1950

PUBLIÉ PAR  
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN - EINDHOVEN - PAYS-BAS  
DÉPARTEMENT LITTÉRAURE TECHNIQUE ET SCIENTIFIQUE

Traduit par  
E. J. CLÉMENT  
Ingénieur A.I.T.C.

Note de l'éditeur:

Ce livre a été publié en allemand, en anglais,  
en français et en néerlandais

Les particularités et schémas figurant dans le présent ouvrage sont  
donnés sans la moindre garantie quant aux droits de brevets

IMPRIMÉ AUX PAYS-BAS



Une partie des Usines Philips à Eindhoven

Copyright

N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN À EINDHOVEN (PAYS-BAS)  
TOUS DROITS DE REPRODUCTION, DE TRADUCTION ET D'ADAPTATION  
RESERVÉS POUR TOUS PAYS

## AVANT-PROPOS

Il y a beaucoup de livres conçus pour l'enseignement de la Radioélectricité: cela ne veut pas dire qu'il y en a beaucoup de bons. En voici un.

C'est le premier d'une série de trois volumes consacrés à l'étude de la construction et du fonctionnement des récepteurs de radiodiffusion et de télécommunications classiques (ondes modulées en amplitude): il en décrit les étages H.F. et M.F., jusque et y compris l'étage détecteur; les étages fonctionnant à fréquence audible font l'objet du volume suivant. C'est, bien entendu, du superhétérodyne qu'il s'agit à peu près uniquement dans ces pages: cette invention française, publiée depuis de longues années, a pratiquement éliminé du domaine classique toutes les autres solutions. Les auteurs étudient la théorie de ce récepteur avec un soin et une méthode tout à fait remarquables, car ils n'excluent pas la simplicité d'un exposé qui, sans rien repousser d'essentiel, ne fait partout appel qu'à des connaissances mathématiques possédées aujourd'hui par tous nos jeunes ingénieurs, même non spécialisés. Particulièrement remarquable est aussi la préoccupation de fournir des exemples concrets, établis à l'aide de tubes existants et de circuits qui furent effectivement réalisés: on ne doit pas oublier, en effet, que la Radioélectricité est une *Technique*, non une *Science*; cette remarque, qui n'a rien de péjoratif, souligne le fait qu'il s'agit d'enseigner aux futurs ingénieurs radioélectriciens, les moyens d'appliquer à des usages et à des industries déterminés les résultats de base fournis par une science, la Physique.

On ne saurait y réussir par un enseignement *ex cathedra*. Une technique s'assimile „sur le tas”, en faisant à chaque instant appel au réel, c'est-à-dire au fonctionnement d'appareils construits et vendus un peu partout dans le monde: l'exemple commenté et la vérification en laboratoire doivent alterner avec le cours. Jamais l'enseignement de la Radioélectricité ne pourra se contenter de l'exposé mathématique décharné auquel on le réduit trop souvent. Les auteurs de ce livre, qui sont du métier, qui l'exercent au laboratoire et à l'usine, le savent: leur préoccupation de comparer

les résultats expérimentaux et les conclusions théoriques apparaît à chaque page. L'exemple le plus frappant et sans doute le meilleur de tout le livre est constitué par l'ensemble du chapitre relatif au changement de fréquence.

Méthodique, clair, bien imprimé, bien édité, l'ouvrage qui paraît aujourd'hui mérite un accueil empressé du public spécialisé français: il en est peu de cette valeur qui aient paru dans notre langue.

G.-A. BOUTRY

Paris, Octobre 1950

Professeur au Conservatoire  
National des Arts & Métiers.

## PRÉFACE DES AUTEURS

Par cet ouvrage, nous nous sommes proposé de fournir au radio-construc-  
teur un guide pour les applications du tube électronique dans les appareils  
récepteurs et dans les amplificateurs.

La compréhension de la matière traitée demande une connaissance fonda-  
mentale de la technique des tubes électroniques telle qu'elle est exposée,  
par exemple, dans le tome I de la série Tubes Electroniques („Bases de la  
technique des tubes de T.S.F."). Dans l'étude des divers problèmes, nous  
avons particulièrement insisté sur l'application pratique de la théorie et  
nous avons simplifié au possible la partie mathématique.

Comme l'indique déjà le titre de l'ouvrage, la matière exposée traite unique-  
ment du tube électronique et de ses accessoires immédiats dans l'appareil  
récepteur. C'est évidemment de l'interprétation donnée à cette dernière  
notion que dépendent les sujets dont il sera question. C'est ainsi que cet  
ouvrage traitera, par exemple, des circuits, des filtres de bande et des trans-  
formateurs, alors qu'il n'y est pas question d'antennes, de bobines, de con-  
densateurs et de haut-parleurs. Ceci n'empêche pas que la matière était si  
vaste qu'il fallut la répartir en trois volumes. A la fin de chaque chapitre  
figure une bibliographie relative à chaque matière y exposée. Nous n'avons  
nullement la prétention d'avoir donné une bibliographie complète; nous  
nous sommes contentés de mentionner les publications qui, à notre avis,  
sont d'une importance essentielle ou qui exposent le sujet d'une toute autre  
manière que celle que nous avons suivie.

Les articles dont est puisée la matière exposée dans cet ouvrage ont été  
écrits, par les auteurs de ce livre et par MM. H. A. J. Heins van der Ven et  
J. M. van Hofwegen. Nous avons en outre largement tiré parti des con-  
naissances mises à notre disposition au Laboratoire de Recherches Scienti-  
fiques des Usines Philips.

En particulier, nous tenons à exprimer notre vive reconnaissance à Mr E.  
Oosterhuis pour sa précieuse assistance dans la composition du présent  
ouvrage. Sa critique constructive et ses conseils judicieux ont largement  
contribué à en constituer un ensemble bien cohérent.

## TABLE DES MATIÈRES

	page
Avant-Propos . . . . .	08
Introduction générale . . . . .	019
Signification des symboles utilisés. . . . .	023
<b>I. AMPLIFICATION HAUTE FRÉQUENCE ET AMPLIFI- CATION MOYENNE FRÉQUENCE</b>	
<b>Introduction . . . . .</b>	<b>1</b>
<b>A. Circuit oscillant simple</b>	
§ 1. Capacité, self-induction et résistance parallèle . . . . .	3
§ 2. Capacité, self-induction et résistance série . . . . .	5
§ 3. Circuit oscillant à amortissement combiné . . . . .	7
§ 4. Montage en série de C et R shuntant un circuit oscillant . . . . .	9
§ 5. Courbe de résonance et sélectivité . . . . .	12
§ 6. Montage en cascade de plusieurs circuits . . . . .	14
<b>B. Circuits oscillants couplés (filtres de bande)</b>	
<b>Introduction . . . . .</b>	<b>19</b>
§ 1. Formules générales du filtre de bande à couplage inductif . . . . .	21
§ 2. Propriétés du filtre de bande à circuits également accordés, en résonance . . . . .	24
§ 3. Tension primaire . . . . .	28
§ 4. Méthodes de couplage . . . . .	29
§ 5. Transmission d'un filtre de bande non accordé . . . . .	34
§ 6. Courbes de résonance de filtres de bande parfaitement symétriques. . . . .	35
§ 7. Utilisation des courbes de filtres de bande pour les circuits montés en cascade . . . . .	38
§ 8. Filtre de bande à amortissements inégaux . . . . .	39
§ 9. Filtre de bande à amortissement parallèle . . . . .	43
§ 10. Filtre de bande à circuits inégalement accordés . . . . .	44
§ 11. Filtres de bande à couplage complexe. . . . .	45

	page
§ 12. Valeurs négligées et corrections . . . . .	46
§ 13. Remarques relatives à l'échelle des abscisses des diverses courbes de résonance . . . . .	48
<b>C. Montages utilisés pour réduire l'amortissement parallèle</b>	
<b>Introduction</b> . . . . .	50
§ 1. Augmentation de C et diminution de L . . . . .	50
§ 2. Utilisation d'une prise sur la bobine amortie. . . . .	52
§ 3. Couplage inductif . . . . .	54
§ 4. Dérivation capacitive . . . . .	55
§ 5. Filtres de bande . . . . .	56
§ 6. Remarques finales . . . . .	57
<b>D. Amplification haute fréquence</b>	
<b>Introduction</b> . . . . .	59
§ 1. Couplage de l'antenne à un circuit . . . . .	60
§ 2. Couplage à la partie supérieure du circuit d'accord . . . . .	62
§ 3. Couplage à la partie inférieure du circuit d'accord . . . . .	65
§ 4. Couplage inductif . . . . .	67
§ 5. Couplage de l'antenne à un filtre de bande . . . . .	72
§ 6. Influence de l'antenne sur l'accord du circuit d'entrée . . . . .	74
§ 7. Amortissement du circuit d'entrée par l'antenne . . . . .	81
§ 8. Self-induction de l'antenne . . . . .	83
§ 9. Influence de couplage d'antenne sur la suppression des fréquences-images dans les récepteurs superhétérodynes . . . . .	84
§ 10. Amplification dans le tube M.F. . . . .	86
<b>E. Amplification moyenne fréquence</b>	
<b>Introduction</b> . . . . .	90
§ 1. Récepteurs superhétérodynes à plus de quatre circuits M.F. . . . .	90
§ 2. Filtre de bande à couplage réglable. . . . .	96
§ 3. Modification du couplage entre les circuits d'un filtre de bande . . . . .	97
§ 4. Modification de l'angle des pertes des circuits d'un filtre de bande . . . . .	99
§ 5. Variation de l'accord des circuits d'un filtre de bande . . . . .	103
§ 6. Combinaison d'un filtre de bande fixe et d'un filtre de bande à couplage réglable. . . . .	105
§ 7. Choix du filtre de bande M.F. réglable . . . . .	108

	page
§ 8. Influence des circuits H.F. . . . .	111
§ 9. Variation du couplage de deux filtres de bande M.F. . . . .	114
§ 10. Détails de construction des filtres de bandes M.F. réglables . . . . .	117
§ 11. Largeur de bande réglable combinée avec le réglage de la tonalité . . . . .	118
§ 12. Couplage des circuits à l'aide de tubes . . . . .	119
§ 13. Réglage automatique de la largeur de bande. . . . .	126
Bibliographie . . . . .	133

## II. CHANGEMENT DE FRÉQUENCE

### A. Le changement de fréquence

§ 1. Le processus du changement de fréquence. . . . .	134
§ 2. Calcul de la pente de conversion . . . . .	138
§ 3. Mesure de la pente de conversion et de la résistance interne . . . . .	143
§ 4. Montage changeurs de fréquence. . . . .	144

### B. Propriétés des montages oscillateurs

§ 1. Introduction . . . . .	157
§ 2. Pente efficace et courant anodique des tubes oscillateurs à caractéristique rectiligne . . . . .	160
§ 3. Pente efficace et courant anodique des tubes oscillateurs à caractéristique quadratique . . . . .	165
§ 4. Mesure de la pente efficace et de l'intensité du courant anodique . . . . .	168
§ 5. Condition d'oscillation des divers montages comme fonction de la fréquence . . . . .	173
§ 6. Comparaison des conditions d'oscillation des montages oscillateurs c et d . . . . .	180
§ 7. Montage Colpitts . . . . .	185
§ 8. Montage Hartley . . . . .	197
§ 9. Amortissements du tube et capacités en parallèle . . . . .	199
§ 10. Influence de la capacité anode-grille de la triode oscillatrice . . . . .	208
§ 11. Le courant continu de grille . . . . .	211

### C. Montages assurant une tension d'oscillation constante

§ 1. Alimentation en parallèle du circuit anodique accordé . . . . .	213
§ 2. Influence d'une résistance insérée entre la grille et le circuit dans la gamme d'ondes courtes . . . . .	217

	page
§ 3. Montage pour engendrer une tension d'oscillation constante dans la gamme d'ondes moyennes et dans la gamme d'ondes longues. . . . .	219
§ 4. Montage pour assurer une tension d'oscillation constante dans la gamme d'ondes courtes . . . . .	222
<b>D. Dimensionnement du montage oscillateur à alimentation en parallèle</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	225
§ 2. Equation de la tension d'oscillation $V_g$ . . . . .	228
§ 3. Détermination de la valeur optimum du coefficient d'amplification $\mu$ . . . . .	232
§ 4. Détermination de la pente $S_o-100$ . . . . .	234
§ 5. Détermination de la résistance en parallèle $R_a$ . . . . .	237
§ 6. Commutation de 100 sur 200 V. . . . .	238
§ 7. Dissipation anodique du tube . . . . .	238
§ 8. Tension anodique du tube . . . . .	239
§ 9. Intensité moyenne $I_a$ moyen du courant anodique du tube oscillateur . . . . .	240
§ 10. Mesures . . . . .	240
§ 11. Influence du condensateur de couplage . . . . .	241
§ 12. Conclusions . . . . .	242
<b>E. Suroscillation</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	244
§ 2. Réglages de l'équilibre pour diverses valeurs de la tension de polarisation négative de grille . . . . .	245
§ 3. Réglage de l'équilibre dans le cas d'une polarisation négative automatique de la grille. . . . .	248
§ 4. Etude de la stabilité du réglage . . . . .	252
§ 5. Conclusions d'ordre qualitatif tirées de la condition de stabilité . . . . .	256
§ 6. Mesure des quotients différentiels $\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$ et $V_{g_s} \left(\frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g}\right) V_{g\text{ moyen}}$ . . . . .	258
§ 7. Calcul des quotients différentiels $\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$ et $V_{g_s} \left(\frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g}\right) V_{g\text{ moyen}}$ . . . . .	261

	page
§ 8. Conclusions d'ordre quantitatif tirées de la condition de stabilité . . . . .	265
§ 9. Montage pour déceler la suroscillation. . . . .	268
<b>F. Réaction de l'oscillateur sur le circuit d'entrée</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	270
§ 2. Capacité de dispersion . . . . .	271
§ 3. Effet d'induction . . . . .	273
§ 4. Mesure de la tension d'oscillateur induite sur la grille d'entrée . . . . .	278
<b>G. Quelques effets du temps de transit des électrons</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	279
§ 2. Effets du temps de transit à la grille de commande . . . . .	281
§ 3. Temps de transit et effet d'induction . . . . .	281
§ 4. Temps de transit et pente. . . . .	282
<b>H. Glissement de fréquence</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	285
§ 2. Variations des capacités des tubes . . . . .	286
§ 3. Angle de phase de la pente . . . . .	287
§ 4. Couplage de l'oscillateur au circuit d'entrée . . . . .	289
§ 5. Glissement de fréquence pendant la mise en régime du tube	293
Bibliographie . . . . .	294

### III. DÉTERMINATION DE LA COURBE PADDING

<b>A. Calcul des constantes du circuit</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	296
§ 2. Choix des points de réglage . . . . .	298
§ 3. Signification pratique des points de réglage choisis . . . . .	301
§ 4. Calcul de $L$ , $C_p$ et $C_o$ . . . . .	302
§ 5. Détermination graphique de $L$ , $C_p$ et $C_o$ . . . . .	303
§ 6. Exemple pratique . . . . .	308
§ 7. Possibilités de la détermination graphique. . . . .	311
§ 8. Précision de la méthode graphique . . . . .	313
§ 9. Méthode des inverses. . . . .	315
§ 10. Exemple pratique . . . . .	318
§ 11. Précision de la méthode des inverses . . . . .	320

	page
<b>B. Corrections de la courbe padding calculée</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	322
§ 2. Désaccord provoqué par la répartition des amortissements . . . . .	323
§ 3. Désaccord par déphasage dans la combinaison $C_r R$ . . . . .	324
Bibliographie . . . . .	331
 <b>IV. PHÉNOMÈNES PERTURBATEURS ET DISTORSIONS DUS À LA COURBURE DE LA CARACTÉRISTIQUE DES TUBES RÉCEPTEURS</b>	
Introduction . . . . .	332
<b>A. Tubes amplificateurs H.F. et M.F.</b>	
§ 1. Modulation de ronflement. . . . .	333
§ 2. Augmentation du taux de modulation et distorsion de modulation . . . . .	338
§ 3. Transmodulation . . . . .	343
§ 4. Caractéristique de pente logarithmique . . . . .	348
§ 5. Tension de grille-écran glissante . . . . .	353
 <b>B. Distorsion dans les tubes changeurs de fréquence</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	356
§ 2. Modulation de ronflement. . . . .	358
§ 3. Augmentation du taux de modulation et distorsion de modulation . . . . .	359
§ 4. Transmodulation . . . . .	360
§ 5. Calculs pour une valeur arbitraire du signal fourni par l'oscillateur . . . . .	360
§ 6. Tubes changeurs de fréquence dans lesquels le signal H.F. et le signal fourni par l'oscillateur sont appliqués à des grilles différentes . . . . .	361
§ 7. Caractéristique de pente logarithmique . . . . .	362
 <b>C. Mesure des phénomènes perturbateurs</b>	
§ 1. Considérations théoriques. . . . .	363
§ 2. Augmentation du taux de modulation et distorsion de modulation . . . . .	364
§ 3. Modulation de ronflement. . . . .	365
§ 4. Transmodulation . . . . .	366

	page
<b>D. Sifflements</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	368
§ 2. $f_s = f_o$ . . . . .	369
§ 3. $f_s = \frac{1}{2} f_o$ et $f_s = \frac{1}{3} f_o$ . . . . .	369
§ 4. $f_s = f_i + 2 f_o$ (fréquence - image) . . . . .	370
§ 5. $\pm n f_s \mp q f_h = f_o$ . . . . .	371
§ 6. $f_s - f_i = f_o$ . . . . .	374
§ 7. $f_s = n f_o$ où $f_i = n f_o$ . . . . .	374
Bibliographie . . . . .	376
 <b>V. DÉTECTION</b>	
<b>A. Les divers montages détecteurs</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	377
§ 2. Détection diode . . . . .	379
§ 3. Détection par la grille . . . . .	381
§ 4. Détection par l'anode. . . . .	383
§ 5. Détection linéaire par l'anode . . . . .	385
 <b>B. Détection diode</b>	
§ 1. Equations fondamentales de la détection diode. . . . .	387
§ 2. Détection d'un faible signal H.F.. . . . .	390
§ 3. Redressement d'un signal H.F. de forte intensité . . . . .	391
§ 4. Courbe de détection pratique . . . . .	392
§ 5. Influence de la résistance et du condensateur sur la détection diode. . . . .	394
§ 6. Amortissement provoqué par la diode sur le circuit qui la précède . . . . .	397
§ 7. Amortissement provoqué par la diode dans le cas d'un signal H.F. de faible intensité . . . . .	400
§ 8. Amortissement provoqué par la diode dans le cas d'un signal H.F. de forte intensité . . . . .	401
§ 9. Exemple pratique de l'influence de l'amortissement de la diode sur l'amplification . . . . .	402
§ 10. Diodes à chauffage direct . . . . .	405
§ 11. Distorsion provoquée par la détection diode. . . . .	408
§ 12. Effet alternatif entre le circuit accordé et la charge B.F. . . . .	413
§ 13. Caractéristiques de redressement derrière un circuit accordé . . . . .	414

	page
§ 14. Distorsion de modulation lorsque $R_w \neq R_g$ (derrière un circuit accordé) . . . . .	420
§ 15. Amortissement provoqué par la diode lorsque $R \neq R_g$ (derrière un circuit accordé) . . . . .	420
§ 16. Exemple numérique . . . . .	423
§ 17. Mesures à l'étage détecteur . . . . .	425
 <b>C. Détection diode dans diverses conditions</b>	
§ 1. Introduction . . . . .	429
§ 2. Onde porteuse avec bandes latérales inégales . . . . .	429
§ 3. Effet de démodulation . . . . .	441
Bibliographie . . . . .	444
Introduction des volumes V et VI. . . . .	445
Index . . . . .	448

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

La transmission sans fil de la musique et de la parole s'effectue à l'aide d'ondes électromagnétiques modulées. A cet effet, on utilise actuellement des ondes dont la longueur est comprise entre quelques centimètres et plusieurs milliers de mètres. La gamme utilisée en radiodiffusion est cependant plus petite; elle est comprise entre 15 et 2000 mètres environ. Jusqu'à présent, la radiotechnique s'est essentiellement servie de la modulation par variation de l'amplitude. Aussi, n'envisagerons-nous, dans le présent ouvrage, que cette méthode de modulation.

Une onde porteuse ainsi modulée par un son purement sinusoïdal peut se représenter par l'équation:

$$v = V_m(1 + m \cos pt) \sin \omega t.$$

Dans cette expression,  $\omega$  est la pulsation ou fréquence angulaire de l'onde porteuse émise, et  $p$ , celle de l'oscillation modulatrice, tandis que  $m$  est le taux de modulation. Des transformations trigonométriques simples permettent d'écrire cette formule sous la forme:

$$v = V_m \sin \omega t + \frac{1}{2} m V_m \sin (\omega + p) t + \frac{1}{2} V_m \sin (\omega - p) t.$$

Cette équation montre que l'oscillation modulée comporte une onde porteuse accompagnée de deux ondes latérales dont les fréquences diffèrent de celle de l'onde porteuse de montants  $+p$  et  $-p$ . L'existence de ces deux ondes latérales demande, de chaque côté de la fréquence de l'onde porteuse, une bande de fréquences dont la largeur est déterminée par la fréquence maximum de la modulation. Dans cette bande, les fréquences des bandes latérales d'autres émetteurs ne peuvent pas empiéter. Aussi, a-t-il fallu répartir uniformément les ondes porteuses sur toute la gamme disponible; un accord international attribue, en principe, à chaque émetteur, des bandes latérales de 4,5 kc/s, de sorte que les fréquences de deux ondes porteuses voisines diffèrent de 9 kc/s. Un récepteur parfait devrait donc être à même de choisir dans toute la bande attribuée à la radiodiffusion des zones arbitraires d'une largeur de 9 kc/s. Dans cette zone, la sensibilité du récepteur devrait être constante, et hors de cette zone, elle devrait être suffisamment



faible pour éliminer un émetteur, fut-il même puissant, voisin d'une station faible. En pratique, il faut se contenter d'un compromis tel que les parties extrêmes des bandes latérales soient notablement affaiblies, 10 fois par exemple, et l'onde porteuse de l'émetteur voisin, d'environ 100 fois. Les moyens utilisés pour produire cette séparation sont décrits dans le chapitre I. Aux fréquences élevées du spectre utilisé pour la radio, les propriétés des matières utilisées s'opposent à un compromis favorable. En effet, le très grand nombre de circuits accordés requis susciterait de grandes difficultés et augmenterait considérablement le prix de l'appareil. Aussi, la fréquence de l'onde émise est-elle actuellement ramenée, par transformation, à un niveau qui, à l'aide de moyens pratiques, permet d'atteindre une sélectivité suffisante. On parle alors de réception superhétérodyne, contrairement à la réception directe initiale. Cette transformation ou conversion de fréquence est exposé en détail au chapitre II.

L'oscillation incidente  $V_i$  de fréquence  $\omega_i$  est appliquée, en même temps qu'une oscillation auxiliaire  $V_h$ , de fréquence  $\omega_h$ , à un système dont la caractéristique  $I = f(V_i, V_h)$  n'est pas linéaire. Ce système est appelé „modulateur”. Lorsqu'on développe  $f(V_i, V_h)$  en série exponentielle, cette série comporte des produits de  $V_i$  et de  $V_h$  dont la résolution trigonométrique fournit, entre autres, des oscillations de fréquence  $\omega_o = \omega_h - \omega_i$ . L'évolution historique a fait naître pour  $\omega_i$  le nom de „haute fréquence” (H.F.), pour  $\omega_o$ , celui de „moyenne fréquence” (M.F.) et pour les fréquences de la gamme acoustique, le nom de „basse fréquence” (B.F.). Au début,  $\omega_o$  fut choisi très bas par rapport à  $\omega_i$ . Bien que ce point de vue soit actuellement abandonné et que depuis longtemps, il se présente régulièrement des cas dans lesquels  $\omega_o$  est plus grand que  $\omega_i$ , nous nous en tiendrons cependant à la terminologie en usage et nous parlerons donc, dans le sens précité, d'oscillations H.F., M.F., B.F. L'oscillation auxiliaire  $V_h$  est engendrée dans un oscillateur que le chapitre II traite d'une façon plus détaillée que ne le font généralement les livres d'étude. En général, le tube oscillateur utilisé dans ce montage est combiné avec un tube modulateur et l'ensemble ainsi obtenu est désigné par tube changeur de fréquence. Dans la grande majorité des cas, la fréquence  $\omega_h$  de l'oscillation auxiliaire est adaptée à la fréquence à recevoir  $\omega_i$  de manière à assurer, pour divers accords, une moyenne fréquence  $\omega_o$  constante, dans le but d'obtenir une bonne sélectivité à l'aide de moyens simples. Avant de transformer le signal, on procède, en général, à une présélection à l'aide d'un ou de deux circuits H.F. Donc, dans toute la gamme, la courbe d'accord de l'oscillateur doit être parallèle à la courbe d'accord du circuit d'entrée afin que la différence de fréquence reste constante. Il est fort difficile d'obtenir ce résultat; le paragraphe III

décrit l'une des méthodes utilisées pour se rapprocher du cas idéal. Le récepteur doit non seulement choisir le signal désiré parmi tous ceux qui parviennent à l'antenne, mais il doit aussi modifier la forme et le niveau énergétique du signal choisi en ceux de la vibration acoustique fournie par le haut-parleur. Cette métamorphose qui, en général, consiste en tout premier lieu en une conversion de fréquence, et en tout cas, toujours en une démodulation, s'obtient grâce à la transmission non linéaire des tubes de t.s.f. L'effet désiré est toujours accompagné d'une distorsion indésirable. Pour augmenter le niveau énergétique, on utilise l'effet de relais des tubes de t.s.f. qui déterminent la quantité d'énergie prélevée d'une batterie ou d'un appareil d'alimentation et qui sont commandés par le signal. Ces tubes provoquent inévitablement de la distorsion, car il est impossible de fabriquer des tubes à caractéristique purement linéaire; d'ailleurs, pour certaines raisons, cette linéarité n'est même pas toujours désirable. Les divers genres de distorsion provoquée par la courbure des caractéristiques sont exposés au chapitre IV.

Parmi les modifications de forme désirées, nous avons déjà mentionné la conversion de la fréquence. La transformation de l'oscillation modulée H.F. ou M.F. en une oscillation B.F. pure est appelée démodulation, détection ou redressement du signal. En fait, ce phénomène est identique à la conversion de la fréquence. Pour la modulation, on applique l'onde porteuse et ses bandes latérales à un système non linéaire, dans lequel on obtient entre autres, la fréquence différentielle de l'onde porteuse et des ondes latérales. Cette fréquence différentielle est la fréquence acoustique. Il n'est pas difficile de séparer du signal les fréquences additionnelles notablement plus élevées, et de les rendre inopérentes. Comme il existe une certaine analogie entre l'étage détecteur et l'étage changeur de fréquence, ce dernier est parfois appelé „premier détecteur”. Lorsque la caractéristique d'un système non linéaire est pratiquement quadratique, le résultat se calcule en portant au carré l'expression donnée pour l'onde porteuse et les ondes latérales. Il est facile de voir qu'outre la fréquence acoustique  $p$ , on obtient alors aussi la fréquence  $2p$ ; ceci est indésirable, car cette fréquence se trouve dans la même gamme que  $p$ , de sorte qu'il est impossible de l'en séparer. Bien qu'on utilise encore des démodulateurs à caractéristique quadratique (redresseurs du courant anodique), on préfère évidemment un détecteur qui ne fournit pas les fréquences  $2p$ ,  $3p$ , etc. A cet effet, on utilise un élément de montage dont la caractéristique est une ligne droite coudée; c'est le cas par exemple pour une diode lorsque le signal reste au-dessus d'une limite déterminée. Ce mode de démodulation, le plus courant, est traité en détail au chapitre V. Bien que cette forme de détection du signal constitue en réalité une manipu-

lation non linéaire du signal, comme le prouve aussi le chapitre V, le résultat obtenu motive cependant la dénomination généralement admise de „détection linéaire”. Contrairement à la détection quadratique, la détection linéaire fournit une tension continue proportionnelle à l'intensité de l'onde porteuse non modulée. Un détecteur utilisé de cette manière fournit une tension de sortie pratiquement égale à la valeur de crête de la tension alternative appliquée. Aussi ce détecteur peut-il être considéré comme un redresseur non chargé.

Dans la plupart des cas, les oscillations B.F. ainsi obtenues seront amplifiées avant d'être transmises à l'amplificateur de sortie. Cette question fera l'objet du tome suivant qui traitera aussi de l'amplification de sortie et de l'alimentation ainsi que des problèmes qui s'y rapportent.

## SIGNIFICATION DES SYMBOLES UTILISÉS

Avant d'énumérer les symboles et signes utilisés, nous mentionnerons les directives que nous avons suivies pour le choix des symboles principaux. Pour les tensions et les courants, nous avons utilisé les symboles  $V$  et  $I$ ,  $V$  pour les tensions alternatives ou continues,

$I$  pour les courants alternatifs ou continus.

Les symboles  $v$  et  $i$  ont été utilisés pour les valeurs strictement instantanées des tensions ou des courants.

Les courants dirigés vers les électrodes des tubes électroniques ainsi que les tensions de ces électrodes portent des indices qui indiquent ces électrodes.

*Exemples :*

$V_a$	= tension d'anode
$V_{g1}$	= tension de la première grille, compté à partir de la cathode
$V_{(g2 + g4)}$	= tension des grilles 2 et 4
$I_a$	= intensité du courant anodique
$I_{g2}$	= intensité du courant qui se dirige vers la seconde grille, etc.

Les résistances, les capacités, les self-inductions et les impédances sont indiquées respectivement par les symboles  $R$ ,  $C$ ,  $L$  et  $Z$ . Dans de nombreux cas, l'indice ajouté à ces symboles indique l'endroit de connexion de l'élément considéré.

*Exemples :*

$R_{g2}$	= résistance insérée dans la conducteur de la grille-écran.
$R_k$	= résistance cathodique
$C_{ag1}$	= capacité entre l'anode et la grille 1 d'un tube électronique
$C_{gk}$	= capacité entre la grille et la cathode d'un tube électronique, etc.

Souvent, la signification des indices doit se déduire de la figure ou elle est expliquée dans le texte.

## SYMBOLES

$A$	= accroissement d'oscillation d'un circuit H.F., souvent d'un circuit d'antenne
$A_c$	= amplification de conversion
$C$	= capacité, constante
$C_a$	= capacité d'antenne
$C_i$	= capacité d'entrée
$C_{ind}$	= capacité apparente dans le cas d'effet d'induction
$C_k$	= capacité de couplage
$C_o$	= capacité de sortie, capacité zéro d'un circuit d'accord
$C_p$	= capacité parallèle, capacité padding
$C_r$	= capacité de grille
$C_{tot}$	= capacité totale
$C_v$	= capacité d'accord
$d_2$	= distorsion B.F. par le second harmonique
$d_3$	= distorsion B.F. par le troisième harmonique
$D_2$	= distorsion de modulation par le second harmonique
$D_3$	= distorsion de modulation par le troisième harmonique
$f$	= fréquence
$f_h$	= fréquence d'oscillateur ou fréquence locale
$f_i$	= fréquence d'entrée H.F.
$f_o$	= moyenne fréquence
$f_s$	= fréquence perturbatrice
$g$	= $\frac{V_o}{V_i}$ = amplification par étage
$I$	= intensité du courant en ampères
$I_a$	= intensité du courant anodique, intensité du courant dans le circuit d'antenne
$I_{ao}$	= intensité du courant anodique pour $V_g = 0$
$I_{a\text{ moyen}}$	= intensité moyenne du courant anodique
$I_{g1}$	= intensité du courant dirigé vers la première grille
$j$	= $\sqrt{-1}$
$k$	= facteur de couplage
$K$	= facteur de couplage corrigé, facteur de transmodulation
$L$	= self-induction
$L_k$	= self-induction de couplage
$l_n$	= logarithme népérien à base $e = 2,72$
$\log$	= logarithme de Brigg à base 10
$M$	= induction mutuelle, augmentation en pourcents du taux de modulation

$m$	= taux de modulation
$mb$	= taux de modulation de ronflement
$mk$	= taux de transmodulation
$O$	= surface ou aire en $\text{cm}^2$
$P$	= énergie
$Q$	= facteur de qualité d'une bobine, charge
$r$	= résistance de pertes d'une bobine d'accord
$R$	= résistance
$R_a$	= résistance anodique externe
$R_d$	= résistance interne d'une diode
$R_g$	= résistance de fuite de grille, résistance de charge ohmique dans un montage diode, amortissement du courant de grille
$R_{g2}$	= résistance insérée dans le conducteur de grille-écran
$R_{HF}$	= résistance équivalent à l'amortissement
$R_i$	= résistance interne d'un tube électronique
$R_{\omega}$	= impédance de charge dans un montage diode
$S$	= pente
$S_{13}$	= pente de la première grille par rapport à la troisième
$S_c$	= pente de conversion du tube changeur de fréquence
$S_{c\text{eff}}$	= pente efficace de l'oscillateur
$S_o$	= pente statique de la triode oscillatrice
$t$	= rapport de tensions, temps exprimé en secondes
$T$	= temps d'oscillation
$v$	= valeur instantanée d'une tension alternative, vitesse
$V$	= tension exprimée en volts
$V_{\text{—}}$	= tension continue
$V_a$	= tension d'anode
$V_{ant}$	= tension alternative d'antenne
$V_b$	= tension d'alimentation
$V_g$	= tension de grille
$V_{g2}$	= tension de la seconde grille
$V_{go}$	= tension de grille pour $I_a = 0$ (tension de blocage)
$V_h$	= tension auxiliaire, tension d'oscillateur
$V_i$	= tension alternative d'entrée
$V_o$	= tension alternative de sortie
$V_{osc}$	= tension alternative de l'oscillateur
$V_r$	= tension continue de repos aux bornes de la résistance de charge de la diode
$V_s$	= tension alternative perturbatrice
$V_T$	= tension thermique

$W_a$	= dissipation anodique
$X$	= réactance
$Y$	= admittance
$Z$	= impédance
$\beta$	= $\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$ = désaccord relatif, facteur dans une série exponentielle
$\vartheta$	= angle des pertes
$e$	= $\vartheta_1 - \vartheta = \vartheta - \vartheta_2$ , base du système de logarithmes népériens = 2,72
$\eta$	= rendement
$\gamma$	= longueur d'onde
$\mu$	= coefficient d'amplification
$\pi$	= 3,14
$\delta$	= rayon de courbure
$\sigma$	= sélectivité relative
$\varphi$	= angle de déphasage
$\omega$	= $2\pi f$ = pulsation
=	= égal à
$\approx$	= égal à environ
$\neq$	= pas égal à
//	= parallèle à
<	= plus petit que
$\ll$	= beaucoup plus petit que
>	= plus grand que
$\gg$	= beaucoup plus grand que
$\infty$	= infiniment grand
$\propto$	= environ proportionnel à

## I. AMPLIFICATION HAUTE FRÉQUENCE ET AMPLIFICATION MOYENNE FRÉQUENCE

### Introduction

Parmi les nombreux problèmes que pose l'étude d'un récepteur de T.S.F., la sélectivité, la qualité de reproduction et l'amplification occupent une place particulière. Les conditions toujours plus sévères imposées, ces dernières années, à la qualité de reproduction des appareils de T.S.F. sont en contradiction avec celles qu'impose une bonne sélectivité.

Pour obtenir une bonne qualité, il faut que la bande de fréquences transmise par la partie H.F. et par la partie M.F. soit très large (par exemple, au moins  $2 \times 10$  kc/s) et que la partie B.F. puisse traiter sans la moindre atténuation des fréquences jusqu'à 10 kc/s par exemple.

Un tel appareil, accordé sur une station très puissante (par exemple sur la station locale), assure effectivement une très bonne reproduction pour autant que les émetteurs travaillant sur les bandes de fréquences voisines soient si faibles qu'ils ne gênent pas, d'une façon perceptible, la station désirée. Par contre, lors de la réception d'une station faible avec le même appareil, un émetteur plus puissant, dont l'onde porteuse ou les bandes latérales empiètent sur le domaine de la large bande de fréquences transmise, provoque une sérieuse perturbation. Une grande sélectivité est alors préférable à une plus grande largeur des bandes de fréquences utilisées. Il est vrai que cette augmentation de la sélectivité s'obtient au détriment de la reproduction des notes aiguës mais, comme elle diminue la perturbation, elle fournit, malgré tout, un meilleur résultat.

Les circuits oscillants permettent au constructeur d'amplifier et de transmettre, d'une manière sélective, avec ou sans l'intervention de tubes, des tensions alternatives.

Le groupement et les propriétés de ces circuits déterminent la grandeur de l'amplification et le compromis nécessaire entre la sélectivité et la qualité. Le rôle important joué par le circuit oscillant peut s'expliquer de la manière suivante. L'élément de couplage le plus simple que peut comporter une chaîne de transmission est une résistance ohmique pure qui assure une transmission uniforme de toutes les fréquences.

Pour sélectionner une bande de fréquences déterminée, on peut shunter la

résistance par une self-induction, qui diminue l'impédance totale du couplage pour les basses fréquences, et par une capacité, qui constitue un shunt pour les fréquences élevées. On obtient ainsi le montage en parallèle de L, C et R, c'est-à-dire le circuit oscillant connu, dit à amortissement parallèle. Pour juger de la transmission d'un tel organe de couplage, il y a lieu d'en calculer tout d'abord l'impédance, et ce, en fonction de la fréquence.

Une autre forme d'exécution du circuit oscillant, à savoir un circuit à résistance en série, suscite un effet analogue; en outre, plusieurs circuits peuvent être montés en cascade. Aussi étudierons-nous tout d'abord les propriétés de circuits oscillants simples et déterminerons-nous comment la combinaison et le couplage de ces circuits permettent de satisfaire au mieux aux conditions imposées dans les divers cas.

### A. Circuit oscillant simple

#### § 1. Capacité, self-induction et résistance en parallèle

L'impédance de ce circuit (fig. 1) est donnée par la formule:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C \dots \dots \dots (I A 1)$$

donc par:

$$\frac{1}{Z} = \left| \frac{1}{R} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \right| \dots \dots \dots (I A 2)$$

ou:

$$\frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2} \dots \dots \dots (I A 3)$$

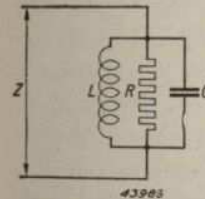


Fig. 1. Circuit oscillant simple à résistance en parallèle.

La valeur absolue de Z est maximum (c'est à dire  $\frac{1}{Z}$  minimum) lorsque la partie entre parenthèses de l'équation (I A 3) est égale à zéro \*.

Il en est ainsi pour la fréquence  $\omega_0$  telle que:

$$\omega_0 C - \frac{1}{\omega_0 L} = 0,$$

ou:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \dots \dots \dots (I A 4)$$

On obtient alors:

$$\frac{1}{Z_0} = \frac{1}{R},$$

ou:

$$Z_0 = R \dots \dots \dots (I A 5)$$

Dans ce cas, le circuit est en résonance et la fréquence  $\omega_0$  est la fréquence de résonance. Pour cette fréquence, Z atteint sa valeur maximum et est réel. Pour toutes les autres fréquences, Z est plus petit et complexe.

\* La valeur absolue d'une forme complexe s'indique en plaçant cette expression entre des traits verticaux. Lorsque cette valeur est indiquée par une lettre, celle-ci ne comporte pas d'indication particulière.

Lorsque le circuit d'accord est inséré dans une chaîne parcourue par des courants alternatifs de même intensité, mais de fréquences  $\omega$  et  $\omega_0$  différentes, les tensions engendrées par ces courants aux bornes du circuit d'accord sont proportionnelles aux impédances respectives; la tension de fréquence  $\omega$  est donc affaiblie par rapport à la tension de fréquence  $\omega_0$ . Cet „affaiblissement”, qui est donc égal au rapport des impédances spécifiées, peut s'écrire sous la forme:

$$a = \left| \frac{Z_0}{Z} \right| = R \left| \frac{1}{R} + j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \right|,$$

ou:

$$a = \left| 1 + jR \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \right|.$$

En introduisant dans cette expression la valeur de  $\omega_0$  tirée de l'équation (I A 4), on trouve

$$a = \left| 1 + jR\omega_0 C \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right| \dots \dots \dots (I A 6)$$

Posons:

$$R\omega_0 C = Q = \frac{1}{\text{tg } \delta} \dots \dots \dots (I A 7)$$

$Q$  est appelé „facteur de qualité” ou „facteur de surtension”,  $\delta$  est l'angle des pertes. Posons en outre:

$$\beta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \dots \dots \dots (I A 8)$$

L'équation (I A 6) peut dès lors s'écrire:

$$a = \left| 1 + j\beta Q \right| \dots \dots \dots (I A 9)$$

La valeur absolue de ce rapport devient:

$$a = \left| \frac{Z_0}{Z} \right| = \sqrt{1 + (\beta Q)^2} \dots \dots \dots (I A 10)$$

Cette expression constitue une équation de forme très générale de la courbe de résonance d'un circuit à amortissement parallèle. Dans cette équation,  $\beta$  est une mesure du désaccord de  $\omega$  par rapport à la fréquence de résonance  $\omega_0$ . Ce fait apparaît plus nettement encore lorsqu'on écrit:

$$\beta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega_0 \omega} = \frac{(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)}{\omega_0 \omega}$$

Lorsque la différence entre  $\omega$  et  $\omega_0$  est petite, on peut écrire:

$$\beta = 2 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{2 \Delta \omega}{\omega_0} \dots \dots \dots (I A 11)$$

Dans la suite de l'exposé,  $\Delta \omega$  désignera la différence entre la fréquence considérée  $\omega$  et la fréquence de résonance  $\omega_0$ . Le facteur  $\beta$  est donc, par approximation, égal au double du désaccord relatif. De l'équation (I A 10), on tire:

$$a = \sqrt{1 + (2 RC \Delta \omega)^2} \dots \dots \dots (I A 12)$$

Cette expression constitue une équation plus pratique de la courbe de résonance. Elle donne l'affaiblissement  $a = \left| \frac{Z_0}{Z} \right|$  en fonction de  $\Delta \omega$ , ce qui fournit l'image la plus exacte de la „sélectivité”, car, dans le cas d'une répartition uniforme des émetteurs dans le spectre de fréquences, l'affaiblissement constitue, pour un désaccord absolu déterminé  $\Delta \omega$ , une mesure de la possibilité d'utilisation (voir aussi paragraphe 5); cependant, chaque circuit a sa courbe propre. Les constantes  $R$  et  $C$  du circuit constituent des paramètres.

L'équation (I A 10) permet de tracer pour des circuits à constantes totalement différentes la même courbe de résonance lorsqu'on considère  $\left| \frac{Z_0}{Z} \right|$

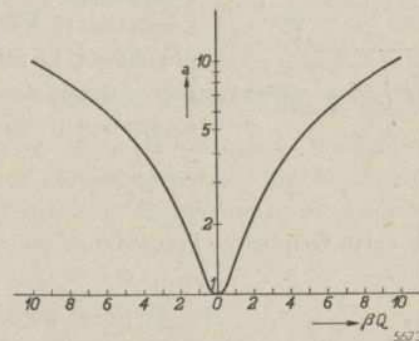


Fig. 2. Exemple d'une courbe de résonance d'un circuit oscillant.

en fonction de  $\beta Q$ , c'est-à-dire, dans l'équation (I A 12), en fonction de  $(2 RC \Delta \omega)$ . Cette courbe de résonance est représentée fig. 2 (voir aussi fig. 17)\*.

§ 2. Capacité, self-induction et résistance en série

Pratiquement, il n'existe pas de circuit oscillant comportant uniquement un amortissement parallèle. Une bobine de self-induction a toujours une certaine résistance ohmique qui doit être considérée comme une résistance en série. Aussi le circuit représenté fig. 1 constitue-t-il un cas théorique. Déterminons donc les propriétés d'un circuit qui comporte uniquement de la résistance en série (fig. 3). Dans ce cas, l'impédance est donnée par la formule:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{r + j\omega L} + j\omega C \dots \dots \dots (I A 13)$$

\* Par „courbe de résonance”, on entend souvent aussi une courbe qui donne  $1/a$  en fonction de  $\Delta \omega$  ou de  $\beta$ . Cette courbe comporte donc un maximum pour  $\Delta \omega$ , resp.  $\beta = 0$ . La relation entre les deux sortes de courbes est si simple que leur dénomination identique ne constitue pas un inconvénient.

ou: 
$$\frac{1}{Z} = \frac{r - j\omega L}{r^2 + \omega^2 L^2} + j\omega C.$$

En général,  $r^2$  est négligeable par rapport à  $\omega^2 L^2$ , de sorte que:

$$\frac{1}{Z} = \frac{r}{\omega^2 L^2} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \dots \dots \dots (I A 14)$$

Cette équation présente une grande analogie avec (I A 2). Elle diffère unique-

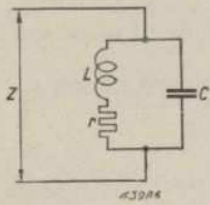


Fig. 3. Circuit oscillant à résistance en série.

ment par le fait que  $\frac{1}{R}$  est remplacé par  $\frac{r}{\omega^2 L^2}$ . Comme, dans l'équation (I A 14), ce dernier terme comporte la fréquence  $\omega$ , la valeur maximum de  $Z$  ne coïncide pas exactement avec la fréquence de résonance [donnée par l'équation (I A 4)] mais avec une fréquence quelque peu plus élevée. La différence est cependant minime, de sorte que, dans ce cas aussi, on peut parler sans le moindre inconvénient de résonance, lorsque:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \dots \dots \dots (I A 4)$$

A cette fréquence, l'impédance est réelle et elle est égale à:

$$Z_0 = \frac{\omega_0^2 L^2}{r} = \frac{L}{rC} \dots \dots \dots (I A 15)$$

Pour le facteur d'affaiblissement nous trouvons:

$$a = \left| \frac{Z_0}{Z} \right| = \frac{\omega_0^2 L^2}{r} \times \left| \frac{r}{\omega^2 L^2} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \right| = \left| \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + j \frac{\omega_0^2 L^2}{r} \omega_0 C \beta \right|.$$

On peut simplifier notablement cette équation en y introduisant:

$$\frac{\omega_0 L}{r} = Q. \dots \dots \dots (I A 16)$$

Tout comme dans le cas de l'équation (I A 7),  $Q$  est ici le facteur de surtension. L'affaiblissement peut alors s'écrire sous la forme:

$$a = \left| \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 + j \frac{\omega_0 L}{r} \beta \right| = \left| \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 + j \beta Q \right| \dots (I A 17)$$

L'équation (I A 17) est presque identique à l'équation (I A 9).

Dans la plupart des cas, on ne considère la courbe de résonance que dans une petite zone située de part et d'autre du sommet de résonance, c'est-à-dire

dans une gamme de fréquences dans laquelle  $\omega$  ne diffère guère de  $\omega_0$  et dans laquelle on a donc, pratiquement:

$$\frac{\omega_0}{\omega} = 1.$$

Dans cette partie de la courbe, le facteur d'affaiblissement est alors le même pour l'amortissement série que pour l'amortissement parallèle, à savoir:

$$a = \left| \frac{Z_0}{Z} \right| = \sqrt{1 + (\beta Q)^2} \dots \dots \dots (I A 10)$$

En introduisant dans cette dernière équation les équations (I A 11) et (I A 16), on obtient:

$$a = \sqrt{1 + \left(2 \frac{L}{r} \Delta\omega\right)^2} \dots \dots \dots (I A 18)$$

Le rapport  $\frac{L}{r} = \frac{1}{r/L}$  de la bobine constitue donc une mesure de la sélectivité d'un circuit avec amortissement série. Il va de soi que la transmission sélective de tensions alternatives peut s'effectuer tant à l'aide d'un circuit oscillant à amortissement série qu'à l'aide d'un circuit oscillant à amortissement parallèle.

§ 3. Circuit oscillant à amortissement combiné

En pratique, un circuit oscillant comporte toujours une résistance en série et, en général, son amortissement parallèle n'est pas négligeable. Il y a donc

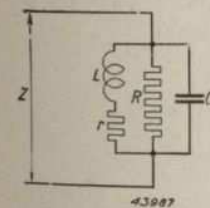


Fig. 4. Circuit oscillant à amortissement combiné.

lieu d'étudier un circuit à amortissement combiné (fig. 4). La comparaison des équations (I A 14) et (I A 2) fournit une méthode de calcul assez simple. On constate qu'un circuit  $L - r - C$  à résistance en série  $r$  peut être remplacé par un circuit à mêmes valeurs de  $L$  et de  $C$  et à résistance en parallèle  $R'$ , pour autant que:

$$\frac{1}{R'} = \frac{r}{\omega^2 L^2} = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \frac{rC}{L} \dots \dots \dots (I A 19)$$

Le circuit représenté fig. 4 est donc entièrement équivalent à un circuit dont la self-induction ne comporte pas de résistance en série et dont la résistance  $R$  est shuntée par une résistance  $R'$ . A la résonance, l'admittance devient alors:

$$\frac{1}{Z_0} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R'}, \text{ donc } \frac{1}{Z_0} = \frac{1}{R} + \frac{rC}{L} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2.$$

Pour la partie considérée de la courbe de résonance, on peut presque toujours écrire:

$$\frac{\omega_0}{\omega} = 1.$$

La sélectivité est alors égale à celle d'un circuit à résistance en parallèle  $R_p$ , lorsque:

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \frac{1}{R} + \frac{rC}{L} \dots \dots \dots (I A 20)$$

La valeur de  $R_p$  étant fixée, le montant  $RC$  [voir équation (I A 12)] nécessaire pour juger de la sélectivité, peut se tirer de l'équation:

$$\frac{1}{R_p C} = \frac{1}{RC} + \frac{r}{L} \dots \dots \dots (I A 21)$$

Comme l'a déjà prouvé nettement l'étude des équations (I A 18) et (I A 12), pour juger de la sélectivité, les montants  $RC$  et  $L/r$  sont équivalents.

L'équation (I A 21) montre en outre la coopération entre  $RC$  et  $L/r$  dans le cas d'amortissement combiné. Comme il est pratiquement impossible d'éviter la résistance en série, en général, un amortissement parallèle éventuel constituera donc une augmentation de l'amortissement série, et d'après l'équation (I A 21), cette augmentation est:

$$\Delta \frac{r}{L} = \frac{1}{RC} \dots \dots \dots (I A 22)$$

Le résultat le plus simple s'obtient cependant en calculant l'affaiblissement  $a$  à l'aide de l'équation (I A 10). En divisant par  $\omega_0$  les deux membre de l'équation (I A 21), on trouve la qualité du circuit équivalent:

$$\frac{1}{R_p \omega_0 C} = \frac{1}{R \omega_0 C} + \frac{r}{\omega_0 L},$$

ou:

$$\frac{1}{Q_{total}} = \frac{1}{Q_{par}} + \frac{1}{Q_{série}} \dots \dots \dots (I A 23)$$

D'après l'équation (I A 12), le facteur d'affaiblissement  $\frac{Z_0}{Z}$  est égal à  $\sqrt{2}$  lorsque:

$$2 RC \Delta\omega = 1,$$

ou lorsque:

$$2 \Delta\omega = \frac{1}{R_p C} = \frac{1}{RC} + \frac{r}{L}.$$

En pratique, cette relation s'utilise pour mesurer l'amortissement d'un circuit. Le circuit à mesurer est excité par l'intermédiaire d'un couplage faible et la tension aux bornes du circuit est mesurée à la fréquence de résonance ainsi qu'aux valeurs de la fréquence pour lesquelles la tension est  $\sqrt{2}$  fois plus petite. La différence entre les deux dernière fréquences est égale au montant  $2 \Delta \omega$  et fournit donc directement l'amortissement exprimé en:

$$\frac{1}{RC} + \frac{r}{L}.$$

§ 4. Montage en série de C et R shuntant un circuit oscillant

Ce montage (fig. 5) se rencontre fréquemment en pratique. Pour en faciliter l'étude et le calcul, il est recommandable de remplacer le schéma de la fig. 5a par celui de la fig. 5b. La capacité  $C_2$  s'ajoute alors simplement à  $C$ , tandis que la résistance  $R_2$  peut être facilement transformée en une résistance série à l'aide de l'équation (I A 22):

$$\Delta \frac{r}{L} = \frac{1}{R_2(C + C_2)}$$

Une étude plus poussée des diverses conditions prouve immédiatement qu'une transformation de  $C_1$  et  $R_1$  et de  $C_2$  et  $R_2$  n'est valable que pour une fréquence déterminée. Pour d'autres fréquences,  $C_2$  et  $R_2$  acquièrent d'autres valeurs. Comme on le sait, dans le cas d'un montage en série de  $C_1$  et de  $R_1$ , entre les points 1 et 2 de la fig. 5a, le courant est décalé en avant par rapport à la tension. Il en est de même pour le montage représenté fig. 5b. Il est donc

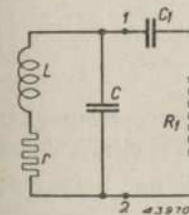


Fig. 5a. Circuit oscillant shunté par le montage en série d'une capacité et d'une résistance.

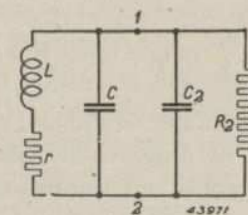


Fig. 5b. Schéma équivalent de la fig. 5a, dans lequel le montage en série de  $C_1$  et  $R_1$  est remplacé par le montage en parallèle de  $C_2$  et  $R_2$ .

nécessaire de chercher, pour des valeurs déterminées de  $C_1$  et  $R_1$  et pour une fréquence déterminée, des valeurs de  $C_2$  et de  $R_2$  telles que, pour un même déphasage, on obtienne la même impédance résultante. Pour le circuit à gauche de 1 et 2, peu importe laquelle des deux combinaisons est connectée entre ces deux points. Pour la partie de gauche, seule l'intensité du courant correspondant à une tension donnée est déterminante.



Cependant, lorsqu'on modifie la fréquence, lorsqu'on l'augmente par exemple, dans le cas limite, l'impédance de la partie de droite de la fig. 5a devient une résistance alors que celle de la partie de droite de la fig. 5b devient une capacité. Par contre, lorsque la fréquence diminue, l'inverse se produit. Il en résulte que les deux montages ne sont équivalents que pour une fréquence déterminée. Pratiquement, ceci se ramène cependant au fait que, dans toute la bande de fréquences à transmettre par le circuit, il faut effectuer les calculs avec le même schéma équivalent. D'ailleurs, comme nous l'avons déjà stipulé, en général, cette bande est, relativement, très étroite. Les considérations émises ci-dessus permettent donc de conclure que le montage en série et le montage en parallèle ne sont équivalents que lorsque les valeurs absolues des deux impédances sont égales et qu'elles provoquent le même déphasage entre le courant et la tension.

Comme on le sait, pour la partie de droite de la fig. 5a, on a :

$$Z^2 = R_1^2 + \frac{1}{\omega^2 C_1^2} \dots \dots \dots (I A 24)$$

et :

$$\text{tg } \varphi = - \frac{1}{R_1 \omega C_1} \dots \dots \dots (I A 25)$$

Pour la fig. 5b, on a :

$$Z^2 = \frac{R_2^2}{1 + R_2^2 \omega^2 C_2^2} \dots \dots \dots (I A 26)$$

et :

$$\text{tg } \varphi = - R_2 \omega C_2 \dots \dots \dots (I A 27)$$

Lorsque, dans ces équations, on pose les parties correspondantes égales entre elles, on obtient, de façon très simple, les résultats suivants, ou en d'autres termes, les combinaisons représentées fig. 5 sont équivalentes lorsque :

$$R_2 = R_1 \left( 1 + \frac{1}{R_1^2 \omega^2 C_1^2} \right) \dots \dots \dots (I A 28)$$

et :

$$C_2 = \frac{C_1}{1 + R_1^2 \omega^2 C_1^2} \dots \dots \dots (I A 29)$$

ou inversement, lorsque :

$$R_1 = \frac{R_2}{1 + R_2^2 \omega^2 C_2^2} \dots \dots \dots (I A 30)$$

et :

$$C_1 = C_2 \left( 1 + \frac{1}{R_2^2 \omega^2 C_2^2} \right) \dots \dots \dots (I A 31)$$

Ces équations sont peu explicites pour la pratique, mais, dans la plupart des cas, elles peuvent être appliquées de façon très simple.

Les équations comportent en effet le terme  $R \omega C$ , c'est-à-dire le rapport de l'impédance de  $R$  à celle de  $C$ . Par exemple, lorsque  $R \omega C = 5$ , ceci implique que  $R$  est cinq fois plus grand que l'impédance  $\frac{1}{\omega C}$ .

Dans la transformation représentée fig. 5 par exemple, on détermine d'abord la grandeur de  $R_1 \omega C_1$ . Si  $R_1 \omega C_1$  est grand par rapport à 1, par exemple plus grand que 3, il résulte de l'équation (I A 28) que  $R_2$  devient pratiquement égal à  $R_1$ . Ce fait peut aussi se formuler de la manière suivante: Lorsque le montage en série affecte essentiellement le caractère d'une résistance, dans le schéma équivalent, la résistance équivalente aura la même valeur.

L'équation (I A 29) prouve en outre que la capacité équivalente est pratiquement égale à la capacité initiale divisée par le carré du rapport précité.

Si  $R_1 \omega C_1 = 3$ , l'erreur ainsi commise est de 10% environ. Pour de plus petites valeurs de  $R_1 \omega C_1$ , il y a lieu de s'en tenir scrupuleusement aux

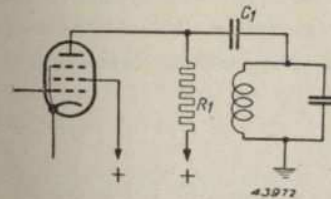


Fig. 6. Tube amplificateur M.F. à alimentation en parallèle.

équations (I A 28) et (I A 29), à moins d'admettre une erreur supérieure à 10%.

D'autre part, l'équation (I A 29) permet de conclure que  $C_2$  devient pratiquement égal à  $C_1$  lorsque  $R_1 \omega C_1$  est notablement inférieur à 1. En outre, des équations (I A 28) et (I A 29) on déduit que :

si  $R_1 \omega C_1$  devient notablement plus petit que 1, c'est-à-dire si le montage affecte un caractère

à-dire si le montage affecte un caractère

purement capacitif, la capacitance équivalente devient égale à la capacitance initiale, tandis que la résistance équivalente est approximativement

$\left( \frac{1}{R_1 \omega C_1} \right)^2$  fois plus grande que la résistance initiale. Appliquons ces con-

sidérations à un cas concret. Supposons qu'un circuit accordé sur une fréquence de 125 kc/s ne puisse être inséré directement dans le circuit anodique d'un tube amplificateur et que l'on désire appliquer le système dit d'alimentation en parallèle (voir fig. 6).

Quels sont l'amortissement et le désaccord résultant du shuntage du circuit par la combinaison  $R_1 C_1$ ? Admettons par exemple que  $R_1 = 200 \text{ k } \Omega$  et

que  $C_1 = 25$  pF. A 125 kc/s, la capacitance de  $C_1$  est de 50 k  $\Omega$ . Dans ce cas, le montage en série de  $R_1$  et de  $C_1$  affecte, d'une façon prépondérante, le caractère d'une résistance, car  $R_1$  est quatre fois plus grand que  $\frac{1}{\omega C_1}$ . Dans le schéma équivalent,  $R_2$  sera donc aussi égal à 200 k  $\Omega$ , de

sorte que le circuit est amorti par une résistance de cette valeur. La capacité parallèle équivalente  $C_2$  sera alors 16 fois plus petite que la capacité initiale; elle sera donc de 1,5 pF. Dans le cas d'alimentation en parallèle, le circuit est donc désaccordé par cette capacité.

Considérons aussi un couplage avec d'autres valeurs de  $R_1$  et de  $C_1$ , par exemple avec  $R_1 = 50$  k  $\Omega$  et  $C_1 = 5$  pF. Pour  $f = 125$  kc/s, la capacitance du condensateur de 5 pF est de 250 k  $\Omega$ . Dans ce cas, le montage en série affecte un caractère plus capacitif et la capacité en parallèle équivalente reste égale à  $C_1$ . De ce fait, le circuit est shunté par une capacité additionnelle de 5 pF. Comme la capacitance est cinq fois plus grande que la résistance, dans le schéma équivalent, celle-ci devient cinq fois plus grande que la capacitance, donc  $5 \times 250 = 1250$  k  $\Omega$ . Le circuit est donc amorti par une résistance de 1,25 M  $\Omega$ .

Les équations (I A 30) et (I A 31) prouvent qu'on peut suivre les mêmes raisonnements pour transformer un montage en parallèle en un montage en série.

Mentionnons cependant que cette transformation n'est valable que pour une fréquence déterminée et que la résistance équivalente calculée ne convient pas, par exemple, pour déterminer la forme d'une courbe de résonance dans une large gamme de fréquences.

### § 5. Courbe de résonance et sélectivité

La notion de „sélectivité” a déjà été effleurée au paragraphe 1. Par sélectivité, on entend la propriété de supprimer un signal dont la fréquence diffère de la fréquence désirée. Ceci se produit donc lorsqu'on accorde un circuit sur cette fréquence désirée, de sorte que, pour toutes les autres fréquences, l'impédance est plus petite que pour la fréquence désirée. Les formules (I A 10), (I A 12) et (I A 18) ainsi que la courbe de résonance de la fig. 2 montrent la diminution de l'impédance résultant d'un désaccord du signal. Elles permettent de fixer la sélectivité par une valeur numérique. L'un des cas les plus fréquents est la séparation de deux émetteurs de fréquences très voisines et qui parviennent avec approximativement la même intensité sur l'antenne d'un récepteur. Suivant l'accord international, les fréquences des ondes porteuses de ces émetteurs diffèrent théoriquement de 9 kc/s. Il s'agit donc ici de supprimer les bruits d'interférence et d'autres perturbations de

deux émetteurs voisins dont les ondes porteuses sont écartées d'au moins 9 kc/s de l'onde porteuse de l'émetteur désiré. Cette suppression des émetteurs voisins entraîne cependant un affaiblissement des bandes latérales, écartées de moins de 9 kc/s, bandes qui correspondent aux fréquences de modulation élevées. Comme, en tout cas, il est absolument nécessaire d'atténuer, voire de supprimer les fréquences qui diffèrent de plus de 9 kc/s de la fréquence de l'onde porteuse désirée, on se contente d'un compromis qui consiste à atténuer dans un rapport de 1 : 10 ou de 1 : 7 les fréquences qui diffèrent de 5 kc/s de l'onde porteuse; ces chiffres permettent de fixer la sélectivité.

La fig. 2 montre que ce compromis ne peut s'obtenir à l'aide d'un seul circuit. Lorsque le  $\beta Q$  correspondant à l'affaiblissement  $a = 10$  correspond à la fréquence de 5 kc/s, pour  $\beta Q$  correspondant à 9 kc/s (c'est à dire 1,8 fois plus grand) on trouve un affaiblissement de 18 environ. Ce rapport est beaucoup trop petit pour assurer la suppression d'un son perturbateur. Aussi, pour arriver à un compromis admissible, utilise-t-on plusieurs circuits. Il y a lieu de satisfaire à une autre condition: permettre l'élimination d'un émetteur local, par exemple 100 fois plus puissant que la station désirée. Ceci demande un affaiblissement de 1000 fois ou de 10.000 fois par exemple. Dans ce cas, on impose donc une sélectivité fixée par deux autres chiffres, à savoir par la combinaison de  $a = 10.000$  pour un  $\Delta \omega$  déterminé. Lorsqu'on désire ne pas perdre les bandes latérales de la modulation, cet affaiblissement n'est obtainable que pour une différence de fréquence de 27 kc/s et moyennant l'utilisation de plusieurs circuits. Il sera donc impossible de recevoir les émetteurs dont la fréquence diffère de moins de 27 kc/s de celle de l'émetteur local. Il s'agit donc des quatre émetteurs qui se trouvent respectivement à 9 et à 18 kc/s, à gauche et à droite de la source perturbatrice.

Par sélectivité d'un circuit, on entend parfois aussi le quotient  $\frac{\omega_0}{\Delta \omega}$  correspondant à un affaiblissement fixé, par exemple à  $a = 10$ . On pourrait parler ici de sélectivité relative (à savoir, basée sur le désaccord relatif) pour la distinguer de celle déjà définie que l'on pourrait alors appeler sélectivité absolue. Lorsqu'on part de  $a = 10$ , donc approximativement de  $\beta Q = 10$  (voir fig. 2), il en résulte, pour la sélectivité relative  $\sigma$ :

$$\beta = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{10}{Q}, \quad Q = \frac{\omega_0 L}{r};$$

$$\sigma = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = 0.2 \frac{\omega_0 L}{r} = 0.2 \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}} \dots \dots \dots \quad (\text{I A } 32)$$

Le rapport  $\frac{\omega_0 L}{r}$  appelé dans ce qui précède facteur de qualité ( $Q$ ), a ici une

signification particulière. Ce rapport détermine la sélectivité relative  $\sigma$ . L'équation (I A 32) peut donc s'écrire sous la forme:

$$\sigma = 0,2 Q \dots \dots \dots (I A 33)$$

Le facteur de qualité de la plupart des bobines est pratiquement constant dans une large gamme de fréquences (la gamme d'ondes moyennes ou la gamme d'ondes longues), de sorte que la sélectivité relative d'un circuit sans amortissement parallèle est pratiquement constante.

D'ailleurs, comme il résulte de ce qui précède, seule la sélectivité absolue importe, c'est-à-dire le désaccord  $\Delta \omega$  correspondant à un affaiblissement déterminé. Cette sélectivité n'est cependant pas constante dans toute la

gamme de fréquences, car le rapport  $\frac{r}{L}$  d'une bobine est approximativement

proportionnel à la fréquence. De plus, il s'y ajoute le fait que pratiquement, sans exception, tous les circuits d'accord H.F. sont amenés à l'accord à l'aide d'une capacité variable montée en parallèle avec une bobine fixe, de sorte que l'amortissement parallèle suivant l'équation (I A 22) augmente aussi avec la fréquence, car  $C$  diminue.

Pour obtenir une sélectivité constante dans toute la gamme de la radio-diffusion, on a adopté le principe superhétérodyne. La fréquence de l'émetteur est d'abord amenée à la moyenne fréquence fixe et ce n'est que par la suite qu'on réalise l'accord sur cette moyenne fréquence à l'aide de circuits

sélectifs. Alors que le  $\frac{r}{L}$  des bobines H.F. atteint des valeurs de 30.000

environ pour la longueur d'onde de 2000 m, et de 500.000 environ pour la longueur d'onde de 15 m, on peut réaliser, moyennant quelques précautions,

des bobines M.F. dont le  $\frac{r}{L}$  est de 15.000 à 125 kc/s et de 20.000 à 475 kc/s.

(Ces nombres s'obtiennent lorsqu'on exprime  $r$  en ohms et  $L$  en henrys).

§ 6. Montage en cascade de plusieurs circuits

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe précédent, la forme de la courbe de résonance d'un seul circuit, représentée fig. 2, ne permet pas de satisfaire aux conditions imposées par la radio, même si l'on parvenait à améliorer arbitrairement la qualité du circuit. La courbe de résonance idéale devrait comporter un sommet en palier et des flancs très abrupts.

Une première amélioration est le montage en cascade de plusieurs circuits. Si ce montage comporte des circuits de même qualité, pour un désaccord  $\Delta \omega$  donné, le produit  $\beta Q$  et partant le facteur d'affaiblissement, est le même pour tous les circuits. Lorsqu'on monte en cascade  $n$  de ces circuits,

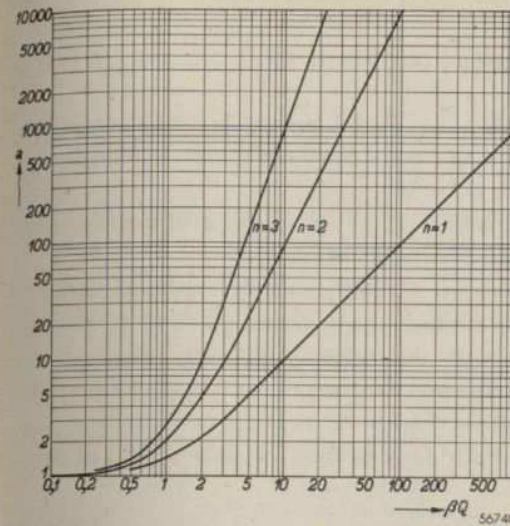


Fig. 7. Courbes de résonance pour un circuit oscillant simple ( $n = 1$ ), une combinaison de deux circuits ( $n = 2$ ) et pour une combinaison de trois circuits ( $n = 3$ ), le facteur de qualité des circuits étant le même.

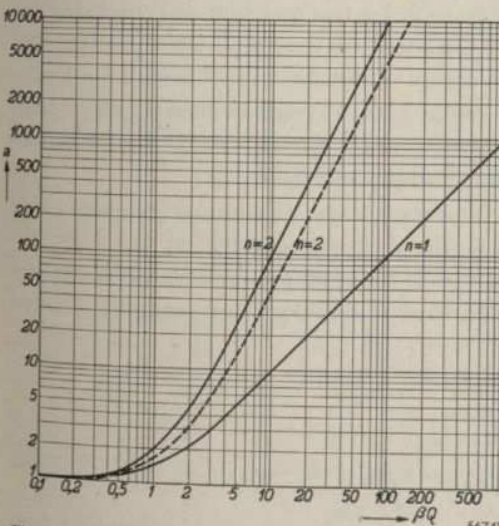


Fig. 8. Courbes de résonance pour un circuit simple ( $n = 1$ ) et pour une combinaison de deux circuits ( $n = 2$ ). Les courbes en traits pleins concernent le cas d'angles de pertes égaux; la courbe en pointillés concerne des circuits à facteurs de qualité différents, à savoir  $Q_2 = \frac{1}{2} Q_1$ .

le facteur d'affaiblissement total devient:

$$a = \sqrt{1 + (\beta Q)^2}^n (I A 34)$$

La fig. 7 donne les résultats pour un, deux et trois circuits.

En particulier, l'utilisation de trois circuits assure une notable amélioration. Lorsqu'on admet, pour 5 kc/s, un affaiblissement de 10 fois, donc  $\beta Q = 2$ , on trouve, pour 9 kc/s, ou pour  $\beta Q = 3,6$ , un affaiblissement d'environ 50 fois.

Bien que cette courbe ne satisfasse pas aux conditions stipulées au paragraphe 5, il a fallu s'en contenter assez longtemps. Pour que, pour un désaccord de 5 kc/s, le produit  $\beta Q$  soit égal à 2, il faut que le  $r/L$ , dans lequel l'affaiblissement

parallèle est calculé suivant l'équation (I A 22), soit égal à 30 000 (voir fig. 20). On a réalisé des récepteurs à amplification directe comportant trois de ces circuits. La qualité de circuit spécifiée ne fut cependant obtenue que sur une partie de la gamme de longueurs d'onde, de sorte que, pour certaines longueurs d'onde, la sélectivité était plus faible encore.

On pourrait aussi s'efforcer d'améliorer la forme de la courbe de résonance en montant en cascade des circuits de qualités différentes. C'est ainsi que, pour deux circuits,

l'affaiblissement devient :

$$a = \sqrt{[1+(\beta Q_1)^2][1+(\beta Q_2)^2]} \dots \dots \dots \text{(I A 35)}$$

Lorsqu'on choisit, par exemple,  $Q_2 = \frac{1}{2} Q_1$ , on obtient la courbe en pointillés qui, fig. 8, est comparée avec la courbe pour deux circuits identiques (dans cet exemple on a, en outre,  $Q_1 = Q_2$ ).

On constate immédiatement que cette courbe est moins avantageuse que celle obtenue dans les cas de deux circuits identiques.

Enfin, dans le cas de mêmes  $Q$  (lorsque  $Q_1$  et  $Q_2$  sont différents, on obtient des courbes de résonance dissymétriques), il est encore possible de choisir pour les accords propres  $\omega_0$  des circuits des valeurs différentes, donc  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  etc. Dans ce cas, pour une fréquence déterminée  $\omega$ , d'après l'équation (I A 8), chaque circuit a ses propres valeurs de  $\beta$ . De plus, pour  $\omega = \omega_1, \beta_1 = 0$ , pour  $\omega = \omega_2, \beta_2 = 0$  etc. Pour deux circuits, on peut écrire, en première approximation :

$$a = \sqrt{[1+(\beta_1 Q)^2][1+(\beta_2 Q)^2]} \dots \dots \dots \text{(I A 36)}$$

Ici,  $a$  est donc l'affaiblissement par rapport à la transmission qui se produirait si les deux circuits atteignaient simultanément leur transmission maximum.

Entre les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2, \beta_1^2$  augmente, tandis que  $\beta_2^2$  diminue. Aux limites de cette zone, soit  $\beta_1$ , soit  $\beta_2 = 0$ . La transmission de l'ensemble des deux circuits est maximum à mi-distance entre  $\omega_1$  et  $\omega_2$ ; c'est-à-dire que c'est par rapport à cette transmission qu'il faut finalement calculer  $a$ . Entre  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , où  $\beta_1$  et  $\beta_2$  varient en sens inverse, la transmission est assez bien constante, tandis qu'au dehors de cette zone,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  varient dans le même sens, de sorte que la transmission diminue fortement.

Un aperçu superficiel donne déjà l'impression que ce montage constitue une amélioration par rapport à celui de deux circuits à même  $\beta$ .

Pour une étude plus poussée, il est utile d'indiquer par  $\omega_0$  la valeur moyenne des fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  et de considérer le désaccord par rapport à cette fréquence.

Donc: 
$$\beta \approx 2 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0},$$

$$\beta_1 \approx 2 \frac{\omega - \omega_1}{\omega_1} \approx 2 \frac{\omega - \omega_0 + \omega_0 - \omega_1}{\omega_0},$$

$$\beta_2 \approx 2 \frac{\omega - \omega_2}{\omega_2} \approx 2 \frac{\omega - \omega_0 + \omega_0 - \omega_2}{\omega_0}.$$

Comme  $\omega_0$  est la moyenne entre  $\omega_1$  et  $\omega_2, \omega_0 - \omega_1 = \omega_2 - \omega_0$ , de sorte que :

$$2 \frac{\omega_0 - \omega_1}{\omega_0} = 2 \frac{\omega_2 - \omega_0}{\omega_0} = \beta_v.$$

Les équations précédentes peuvent donc s'écrire sous la forme :

$$\beta_1 = \beta + \beta_v \text{ et } \beta_2 = \beta - \beta_v. \dots \dots \dots \text{(I A 37)}$$

Pour la fréquence  $\omega = \omega_0$ , le désaccord du premier circuit est :

$$\beta_1 = 2 \frac{\omega_0 - \omega_1}{\omega_0} = \beta_v,$$

et celle du second circuit :

$$\beta_2 = 2 \frac{\omega_0 - \omega_2}{\omega_0} = -\beta_v.$$

L'affaiblissement du premier circuit, par rapport à la fréquence  $\omega_0$ , est donc :

$$a_1 = \frac{\sqrt{1+(\beta_1 Q)^2}}{\sqrt{1+(\beta_v Q)^2}}$$

Pour l'affaiblissement total, on a donc :

$$a = \frac{\sqrt{[1+(\beta_1 Q)^2][1+(\beta_2 Q)^2]}}{1+(\beta_v Q)^2} \dots \dots \dots \text{(I A 38)}$$

En y substituant l'équation (I A 37), on obtient :

$$a = \frac{\sqrt{[1+(\beta + \beta_v)^2 Q^2][1+(\beta - \beta_v)^2 Q^2]}}{1+\beta_v^2 Q^2} \dots \dots \dots \text{(I A 39)}$$

En développant cette formule, on trouve :

$$a = \frac{\sqrt{(1+\beta_v^2 Q^2)^2 + 2(1-\beta_v^2 Q^2)\beta^2 Q^2 + \beta^4 Q^4}}{1+\beta_v^2 Q^2} \text{(I A 40)}$$

Lorsque  $1 - \beta_v^2 Q^2$  est positif,  $a$  croît dès que  $\beta$  est plus grand ou plus petit que zéro (fig. 9). Cependant, lorsque  $1 - \beta_v^2 Q^2$  est négatif, l'affaiblissement diminue d'abord pour des valeurs croissantes de  $\beta$  et n'augmente que lorsque  $\beta^4$  est plus grand que  $2(1 - \beta_v^2 Q^2)$  (fig. 9, courbe b).

Lorsqu'on fait en sorte que les désaccords des circuits diffèrent d'un montant tel que  $\beta_v > \frac{1}{Q}$ , on obtient des courbes de résonance qui affectent les formes

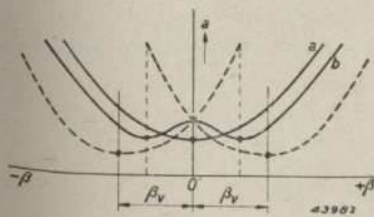


Fig. 9. Courbes de résonance d'une combinaison de deux circuits à fréquences de résonance différentes: a. pour une faible différence des fréquences de résonance; b. pour une assez forte différence des fréquences de résonance.

représentées fig. 9b, c'est-à-dire notablement plus avantageuses que celles représentées fig. 7.

On déduit facilement de l'équation (I A 40) que les minima de l'atténuation  $a$  correspondent à

$$\beta^2 = \beta_v^2 - \frac{1}{Q^2} \dots \dots \dots \text{(I A 41)}$$

Il faut tenir compte du fait que  $+\beta_v$  et  $-\beta_v$  correspondent aux fréquences propres des deux circuits.

La partie en palier de la courbe de résonance, qui se marque dans l'équation (I A 41), convient à la transmission constante de la bande des fréquences de modulation. Le montage en cascade de circuits désaccordés entre eux (en anglais „staggered circuits”) constitua, jusqu'à l'avènement des superhétérodynes, une appréciable amélioration dans la technique des récepteurs à amplification directe. La plus grande difficulté consistait à maintenir approximativement constante la différence d'accord dans toute une gamme de longueurs d'onde. Ce dernier problème se posa par la suite, mais à un autre sujet, pour les superhétérodynes. Il est traité en détail au chapitre III.

Dans le cas de trois circuits, pour des raisons de symétrie, le troisième circuit est accordé sur la fréquence  $\omega_0$ , c'est-à-dire sur la valeur moyenne entre  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . La courbe résultante s'obtient alors en multipliant la courbe de la fig. 2 par celle de la fig. 9 en tenant éventuellement compte du  $Q$  différent. Les récepteurs à amplification directe, dont les circuits sélectifs sont adaptés à toute une gamme de longueurs d'onde à l'aide d'un condensateur variable, comportent au maximum quatre circuits. Pour l'amplification d'une onde porteuse de fréquence fixe, on peut, sans le moindre inconvénient, utiliser quatre, voire un plus grand nombre de circuits. Le nombre de circuits dépasse alors celui des tubes nécessaires; il convient alors de coupler certains circuits entre eux, non pas à l'aide de tubes mais à l'aide d'autres éléments de couplage: des capacités, des self-inductions ou des inductions mutuelles. Dans ce cas, la transmission ne résulte plus d'une simple multiplication des transmissions individuelles, mais les circuits couplés s'influencent mutuellement et l'on obtient alors des filtres de bande.

## B. Circuits oscillants couplés (filtres de bande)

### Introduction

Nous limiterons nos considérations sur les filtres de bande à ceux utilisés dans les récepteurs pour l'amplification H.F. et pour l'amplification M.F.; ce sont des filtres de bande constitués par deux circuits oscillants couplés.

Bien qu'en général on s'efforce de rendre égales les fréquences propres des deux circuits, nous avons établi, dès le début, l'équation des filtres de bande pour des fréquences propres différentes, de façon à assurer aux résultats la plus grande généralité et à permettre leur emploi dans la partie E (filtres de bande à largeur de bande variable), dans laquelle on a affaire à des circuits à fréquences propres différentes.

Comme le filtre de bande à couplage inductif s'explique très facilement, il est logique d'établir tout d'abord les équations d'un tel filtre et de modifier les résultats pour des couplages capacitifs et des couplages arbitraires suivant les différences existant entre ces couplages et le couplage inductif. \*

Dans cet exposé, nous utiliserons les symboles suivants:

$\omega_1$  = pulsation ou fréquence angulaire sur laquelle est accordé le circuit primaire

$\omega_2$  = pulsation ou fréquence angulaire sur laquelle est accordé le circuit secondaire.

La présence de deux circuits permet de donner à ces définitions de  $\omega_1$  et de  $\omega_2$  plusieurs interprétations. Dans la suite de l'exposé,  $\omega_1$  et  $\omega_2$  seront exprimés en fonction de diverses constantes du circuit, à savoir l'accord primaire et l'accord secondaire, dans des conditions déterminées. C'est ainsi que, pour un couplage inductif,  $\omega_1$  doit être déterminé en l'absence totale du circuit secondaire, sinon la capacité de la bobine secondaire pourrait influencer le résultat. Dans le cas de couplage capacitif aux sommets des circuits, le circuit secondaire doit être considéré comme court-circuité, etc.

$\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$ . Comme nous considérons uniquement le cas dans lequel la différence entre  $\omega_1$  et  $\omega_2$  est minime, nous pouvons dire que, par approxi-

\* Nous suivons approximativement l'exposé publié par B.D.H. Tellegen dans „Coupled circuits" Philips Research Reports, Vol. 2, No 1, Fév. 1947.

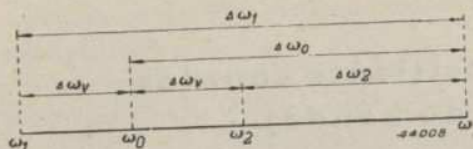


Fig. 10. Image du rapport des grandeurs des diverses pulsations:  
 $\omega_1$  = pulsation du circuit primaire  
 $\omega_2$  = pulsation du circuit secondaire  
 $\omega_0$  = pulsation située au milieu entre les pulsations des deux circuits  
 $\omega$  = pulsation du signal.

$$\omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$$

$\omega_0$  est alors équidistant de  $\omega_1$  et de  $\omega_2$   
 $\omega$  = pulsation ou fréquence angulaire du signal

$\Delta \omega_1 = \omega - \omega_1$  = désaccord du circuit primaire par rapport au signal.  
 $\Delta \omega_2 = \omega - \omega_2$  = désaccord du circuit secondaire par rapport au signal  
 $\Delta \omega_0 = \omega - \omega_0$  = désaccord de  $\omega_0$  par rapport au signal  
 $\Delta \omega_v = \omega_0 - \omega_1 = \omega_2 - \omega_0$  = désaccord des circuits par rapport à  $\omega_0$   
 La fig. 10 donne le rapport relatif des grandeurs des diverses pulsations.

Nous poserons en outre:

$$\beta_1 = \frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega}$$

$$\beta_2 = \frac{\omega}{\omega_2} - \frac{\omega_2}{\omega}$$

$$\beta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$$

$$\beta_v = \frac{\omega_2}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_2} = \frac{\omega_0}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega_0}$$

Si l'on considère uniquement les fréquences voisines de  $\omega_0$ , on peut dire que, par approximation:

$$\beta_1 = 2 \frac{\Delta \omega_1}{\omega_0}$$

$$\beta_2 = 2 \frac{\Delta \omega_2}{\omega_0}$$

$$\beta = 2 \frac{\Delta \omega_0}{\omega_0}$$

$$\beta_v = 2 \frac{\Delta \omega_v}{\omega_0}$$

§ 1. Formules générales du filtre de bande à couplage inductif

Les filtres de bande utilisés en pratique peuvent se répartir en deux groupes

- a. Filtres de bande H.F. à accord variable
- b. Filtres de bande M.F. à accord fixe.

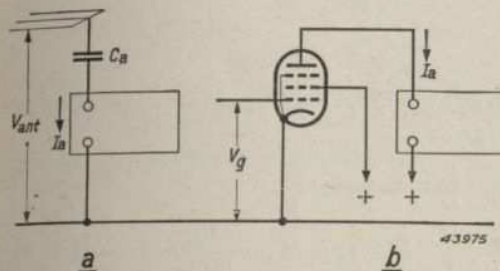


Fig. 11a. Schéma synoptique d'un filtre de bande dans le circuit d'antenne.  
 Fig. 11b. Schéma synoptique d'un filtre de bande dans le circuit anodique d'un tube amplificateur.

Les filtres du premier groupe s'utilisent soit directement après l'antenne, soit dans le circuit anodique du tube amplificateur H.F.; ceux du second groupe s'utilisent uniquement dans le circuit anodique d'un tube changeur de fréquence ou d'un tube amplificateur M.F.

Dans les deux cas, on peut admettre que le filtre de

bande reçoit, à l'entrée, un courant alternatif déterminé, tandis qu'on désire prélever de la sortie une tension alternative déterminée.

Le courant alternatif peut être fourni par l'antenne (voir fig. 11a); dans ce cas, son intensité est donnée par la formule:

$$I_a = V_{ant} \omega C_a$$

expression dans laquelle on peut considérer que  $C_a$  shunte l'entrée et fait partie du montage du filtre de bande. Ce courant peut aussi être fourni par le tube (voir fig. 11b); dans ce cas, son intensité est:

$$I_a = S V_g$$

$R_i$  shuntant l'entrée.

Dans le cas d'un couplage inductif de l'antenne, un calcul très simple permet d'arriver aux mêmes conclusions.

La fig. 12 montre schématiquement un filtre de bande à couplage inductif, de forme générale. Toutes les grandeurs comportent des chiffres qui

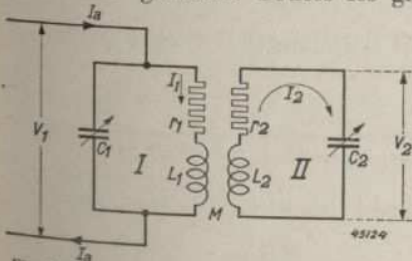


Fig. 12. Schéma de principe d'un filtre de bande à couplage inductif.

indiquent le circuit dont elles font partie. Admettons que l'intensité du courant dans la branche de droite du circuit primaire soit  $I_1$ . La branche de gauche est donc parcourue par un courant  $I_1 - I_a$ . Le circuit secondaire, qui est supposé non chargé, est parcouru, en tous ses points, par un courant d'intensité  $I_2$ .

Pour chaque circuit séparément, on peut, de façon très simple, établir l'équation d'équilibre des tensions.

Pour le circuit I, on obtient:

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1) + (I_1 - I_a) \frac{1}{j\omega C_1} + I_2 j\omega M = 0 \quad \text{(I B 1)}$$

et pour le circuit II:

$$I_2 (r_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}) + I_1 j\omega M = 0 \quad \text{(I B 2)}$$

L'équation du circuit I peut s'écrire sous la forme:

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) + I_2 j\omega M = \frac{I_a}{j\omega C_1} \quad \text{(I B 3)}$$

Ces deux dernières équations permettent d'établir le rapport de  $I_2$  à  $I_a$ ; pour calculer la tension  $V_2$  à l'aide de  $I_2$  il faut donc éliminer  $I_1$ .

L'expression  $j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}$  peut se mettre sous la forme:

$$j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = j\omega_1 L_1 \left( \frac{\omega}{\omega_1} - \frac{1}{\omega \omega_1 L_1 C_1} \right) = j\omega_1 L_1 \left( \frac{\omega}{\omega_1} - \frac{\omega_1}{\omega} \right),$$

ou:

$$j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = j\omega_1 L_1 \beta_1 \quad \text{(I B 4)}$$

De même, pour  $j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}$ , on peut écrire:

$$j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} = j\omega_2 L_2 \beta_2 \quad \text{(I B 5)}$$

En substituant les équations (I B 4) et (I B 5) dans (I B 2) et (I B 3) et en éliminant  $I_1$ , on obtient:

$$I_2 = -I_a \frac{M/C_1}{(r_1 + j\omega_1 L_1 \beta_1) (r_2 + j\omega_2 L_2 \beta_2) + \omega^2 M^2}$$

d'où il résulte, pour la tension aux bornes du circuit secondaire:

$$V_2 = I_2 \frac{1}{j\omega C_2} = -I_a \frac{1}{j\omega C_2} \frac{M/C_1}{(r_1 + j\omega_1 L_1 \beta_1) (r_2 + j\omega_2 L_2 \beta_2) + \omega^2 M^2}$$

ou:

$$V_2 = -I_a \frac{1}{j\omega C_2 C_1 (1 + j\beta_1 Q_1) (1 + j\beta_2 Q_2) + \omega^2 \frac{M^2}{r_1 r_2}} \frac{M/r_1 r_2}{r_1 r_2} \quad \text{(I B 6)}$$

Comme on le sait,

$$M = k \sqrt{L_1 L_2}, \quad \text{(I B 7)}$$

expression dans laquelle  $k$  est le facteur de couplage des deux selfinductions  $L_1$  et  $L_2$ . En outre, on peut remplacer  $\frac{1}{C_1}$  par  $\omega_1^2 L_1$  et  $\frac{1}{C_2}$  par  $\omega_2^2 L_2$ , ce qui donne:

$$V_2 = -I_a \frac{\omega_1 \omega_2 Q_1 Q_2 k \sqrt{L_1 L_2}}{j\omega (1 + j\beta_1 Q_1) (1 + j\beta_2 Q_2) + \frac{\omega^2}{\omega_1 \omega_2} Q_1 Q_2 k^2} \quad \text{(I B 8)}$$

Comme  $\omega_0^2 = \omega_1 \omega_2$ , le facteur  $\frac{\omega^2}{\omega_0^2} k^2$  se trouve au dénominateur, ce qui est aussi le cas dans les formules relatives aux autres types de filtres de bande. Aussi poserons-nous

$$K^2 = \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 k^2 = \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \frac{M^2}{L_1 L_2} \quad \text{(I B 9)}$$

L'équation (I B 8) devient dès lors:

$$V_2 = j I_a \frac{\omega_0^3 Q_1 Q_2 K \sqrt{L_1 L_2}}{\omega^2 (1 + j\beta_1 Q_1) (1 + j\beta_2 Q_2) + Q_1 Q_2 K^2} \quad \text{(I B 10)}$$

Cette équation donne  $V_2$  dans le cas le plus général du couplage de deux circuits arbitraires. Il y a lieu de distinguer quatre cas particuliers, à savoir:

- a. deux circuits également accordés, avec  $Q$  égaux, respectivement inégaux
- b. deux circuits inégalement accordés, avec  $Q$  égaux, respectivement inégaux.

Les deux premiers cas se rencontrent le plus fréquemment, le premier constituant plutôt un cas particulier du second. Ils sont traités tous deux dans les paragraphes 2 à 9 inclus. Les filtres de bande à circuits désaccordés entre eux sont moins fréquents. Ils sont étudiés au paragraphe 10.

Dans le cas le plus simple, les deux circuits sont identiques, donc:

$$Q = Q_1 = Q_2, \quad \beta = \beta_1 = \beta_2.$$

L'équation (I B 10) devient alors:

$$V_2 = j I_a \frac{\omega_0^3 Q^2 K \sqrt{L_1 L_2}}{\omega^2 (1 + j\beta Q)^2 + Q^2 K^2} \quad \text{(I B 11)}$$

La courbe de résonance donne le rapport  $a$  de la tension  $V_{gres}$  obtenue à la résonance et de la tension  $V_2$ .

Ce rapport est donné par :

$$a = \left| \frac{V_{gres}}{V_2} \right| = \left| \frac{\omega^2 (1 + j\beta Q)^2 + Q^2 K^2}{\omega_0^2 (1 + Q^2 K^2)} \right| \dots (I B 12)$$

Si l'on pose de nouveau  $\omega/\omega_0 = 1$ , on peut aussi écrire :

$$a = \left| \frac{(QK - j + \beta Q)(QK + j - \beta Q)}{1 + Q^2 K^2} \right|,$$

$$a = \left| \frac{[(\beta + K)Q - j][(\beta - K)Q - j]}{1 + Q^2 K^2} \right|$$

ou :

$$a = \sqrt{\frac{[1 + (\beta + K)^2 Q^2][1 + (\beta - K)^2 Q^2]}{1 + Q^2 K^2}} \dots (I B 13)$$

Lorsqu'on compare l'équation (I B 13) avec l'équation (I A 39), qui est valable pour deux circuits désaccordés montés en cascade, on remarque que, pour rendre ces équations identiques, il suffit de remplacer  $\beta_v$  par  $K$ . Les filtres de bande peuvent donc fournir les mêmes résultats que deux circuits séparés montés en cascade. Dans l'équation figure, non plus le désaccord, mais le couplage des circuits. Cette question fut déjà effleurée à la fin du paragraphe A 5.

**§ 2. Propriétés du filtre de bande à circuits également accordés en résonance**

Pour des circuits de même fréquence propre, on peut écrire:  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ . L'équation générale (I B 10) devient donc :

$$V_2 = jI_a \frac{\omega_0^3 Q_1 Q_2 K \sqrt{L_1 L_2}}{\omega^2 (1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + Q_1 Q_2 K^2} \dots (I B 14)$$

Déterminons d'abord la manière dont se comporte un filtre de bande pour une tension alternative déterminée sur la fréquence de laquelle il est accordé, en d'autres termes, pour le signal à recevoir, sans nous occuper, pour le moment, s'il s'agit d'un signal H.F. ou d'un signal M.F. La pulsation  $\omega$  de la tension appliquée est donc égale à  $\omega_0$ , de sorte que  $\beta = 0$ . L'équation (I B 14) acquiert dès lors une forme beaucoup plus simple :

$$V_2 = jI_a \frac{\omega_0 Q_1 Q_2 K \sqrt{L_1 L_2}}{1 + Q_1 Q_2 K^2}$$

ou

$$V_2 = jI_a \frac{K \sqrt{Q_1 Q_2}}{1 + Q_1 Q_2 K^2} \times \omega_0 \sqrt{L_1 L_2} \sqrt{Q_1 Q_2}$$

En remplaçant  $\sqrt{Q_1 Q_2}$  par le facteur  $Q$  moyen on obtient :

$$V_2 = jI_a \frac{Q K}{1 + Q^2 K^2} \frac{\omega_0 \sqrt{L_1 L_2} \times \sqrt{\omega_1 \omega_2 L_1 L_2}}{\sqrt{r_1 r_2}}$$

$$V_2 = jI_a \frac{Q K}{1 + Q^2 K^2} \sqrt{\frac{L_1}{r_1 C_1} \frac{L_2}{r_2 C_2}}$$

ou

$$V_2 = jI_a \frac{Q K}{1 + Q^2 K^2} \sqrt{Z_1 Z_2} \dots \dots \dots (I B 16)$$

Le résultat est donc très simple. L'expression  $\sqrt{Z_1 Z_2} = Z$  pourrait être désignée par „impédance moyenne du circuit”. Si l'on utilisait, au lieu du filtre, un seul circuit, on obtiendrait, pour la tension de sortie :

$$V_2 = -I_a Z.$$

L'équation (I B 16) comporte une fraction additionnelle dont la grandeur est donnée, fig. 13, pour diverses valeurs de  $QK$ . Le rapport  $\frac{V_2}{I_a}$ , la transmission du filtre, est maximum lorsque  $QK = 1$ . La fraction précitée acquiert alors la valeur 0,5 et la transmission du filtre est alors égale à la moitié de celle d'un simple circuit accordé, de même impédance. Le couplage  $K = \frac{1}{Q}$  pour lequel se produit ce maximum est nommé „couplage critique”.

Pour ce couplage, l'équation (I B 16) devient :

$$V_2 = \frac{1}{2} j I_a \cdot Z \dots \dots \dots (I B 17)$$

Lorsque le couplage n'est pas critique mais hypo ou hyper-critique, la fig. 13 fournit immédiatement la valeur exacte du rapport  $\frac{QK}{1 + (QK)^2}$  expression dans laquelle  $Q$  est de nouveau la valeur moyenne des facteurs  $Q$  initiaux. Il s'est avéré avantageux d'utiliser pour les transformateurs M.F. un couplage pratiquement ou rigoureusement égal au couplage critique. On obtient ce



Fig. 13. Le terme  $\frac{QK}{1 + Q^2 K^2}$  de l'équation (I B 16) en fonction de  $QK$



couplage par un réglage tel que la transmission soit maximum. La fig. 13 montre que le couplage peut encore fortement varier sans que cette variation affecte notablement la transmission du filtre. Ceci augmente encore la valeur pratique de l'équation simplifiée.

La valeur exacte de  $QK$  ne sera que très rarement connue avec précision. Par contre, le facteur de couplage  $K$  se détermine très facilement par mesure. Il y a lieu de noter qu'il s'agit ici du cas de résonance, cas dans lequel  $K$  est égal au facteur de couplage réel  $k$ .

En outre, les facteurs  $Q_1$  et  $Q_2$  peuvent aussi se mesurer directement. Dans certains transformateurs M.F., on ne commet même pas d'erreur grossière en mesurant la résistance en courant continu et en calculant alors  $Q$  à l'aide de la formule  $Q = \frac{\omega L}{r}$ . Il ne faut cependant pas perdre de vue que, tant

pour la détermination de  $Z$  que pour celle de  $Q$ , il faut tenir compte des résistances d'amortissement des tubes montés en parallèle avec le circuit. Pour le calcul de  $Z$ , ceci est très simple, car  $Z_{tot}$  est donné par :

$$\frac{1}{Z_{tot}} = \frac{rC}{L} + \frac{1}{R_p} \dots \dots \dots \quad (\text{I B 18})$$

expression dans laquelle  $R_p$  est la résistance interne, la résistance grille-cathode ou l'amortissement de la diode. De la valeur ainsi trouvée de  $Z$ , on déduit la valeur totale de  $Q$ . Pour un circuit, à la résonance, on a en général :

$$Z = \frac{L}{rC} \quad \text{et} \quad \omega_0 Z = \frac{\omega_0 L}{r} \cdot \frac{1}{C}, \quad \text{de sorte que}$$

$$Q = \frac{\omega_0 L}{r} = \omega_0 ZC \dots \dots \dots \quad (\text{I B 19})$$

Cette dernière équation permet donc de tirer la valeur totale de  $Q_1$  de la valeur totale de  $Z_1$  et celle de  $Q_2$ , de  $Z_2$ . Ces points sont traités en détail au paragraphe 9.

Considérons un cas concret, par exemple celui d'un transformateur M.F., de 125 kc/s, inséré entre un tube M.F. type EF 22 et une diode détectrice. Les caractéristiques du filtre de bande sont, tant pour le circuit primaire que pour le circuit secondaire :

$$L = 17,000 \mu\text{H}, \quad r = 220 \Omega, \quad C = 95 \text{ pF} \quad \text{et} \quad \omega_0 = 785,000.$$

De ces valeurs, on déduit, pour chacun des circuits, une impédance  $\frac{L}{rC}$  de 810 k $\Omega$ . Le circuit primaire est cependant shunté par la résistance interne du tube qui le précède, soit 1,2 M $\Omega$ . De ce fait, l'impédance totale de ce circuit est 480 k $\Omega$ . Le circuit secondaire est shunté par l'amortissement de la diode, amortissement qui peut être estimé égal à 250 k $\Omega$  (voir chapitre V, Détection). L'impédance totale du circuit secondaire est donc de 190 k $\Omega$ . Dans le cas du couplage critique, l'équation (I B 17) permet de calculer l'amplification de cet étage M.F. Par amplification, il y a lieu d'entendre ici le rapport de la tension  $V_2$  aux bornes de la diode à la tension  $V_g$  à la grille du tube M.F. Dans l'équation (I B 17),  $I_a = S \cdot V_g$  et  $S = 0,0022 \text{ A/V}$ , de sorte que

$$V_2 = V_g \times 0,0022 \times \frac{1}{2} \sqrt{480\,000 \times 190\,000} = 330 V_g \dots \dots \quad (\text{I B 20})$$

Une aussi forte amplification suscite presque toujours des difficultés (réaction). Aussi réduit-on l'impédance du circuit en utilisant un condensateur d'accord plus important. On procède de la même manière lorsque le circuit est couplé, en outre, à une diode de réglage automatique du volume sonore. L'amplification devient alors évidemment plus faible.

Nous pouvons aussi déterminer la manière dont se comporte un filtre de bande, initialement prévu pour une charge moins amortissante, lorsqu'il est amorti par une diode. Admettons que le couplage du filtre précité soit exactement critique, lorsque chacun des circuits comporte une charge de 1,2 M $\Omega$ . Dans ce cas,

$$K \sqrt{Q_1 Q_2} = 1 \quad \text{et} \quad Z_1 = Z_2 = 480\,000 \Omega.$$

Par suite de la diode additionnelle,  $Z_2 = 190 \text{ k}\Omega$ , c'est-à-dire que cette impédance diminue de 2,5 fois. D'après l'équation (I B 19),  $Q_2$  devient alors 2,5 fois plus petit. Si le couplage des bobines reste inchangé, le rapport  $K \sqrt{Q_1 Q_2}$  devient également  $\sqrt{2,5}$  fois plus petit; le couplage est donc inférieur au couplage critique. La valeur de  $QK$  est maintenant :

$$\frac{1}{\sqrt{2,5}} = 0,63$$

De la fig. 13 il résulte que, dans l'équation (I B 20), le facteur 0,5 doit être remplacé par le facteur 0,45. On voit donc que l'addition de la diode ne provoque qu'une faible réduction de la transmission. Dans le cas d'un filtre de bande H.F., il faut tenir compte du fait que, pour des accords différents,

le facteur  $Q$  peut acquérir des valeurs différentes. De ce fait, le couplage d'un filtre, critique dans la partie inférieure d'une gamme de longueurs d'onde, peut devenir hypo-critique ou hyper-critique dans la partie supérieure de cette gamme.

§ 3. Tension primaire

Dans certains cas, il importe de connaître la tension aux bornes du circuit primaire, par exemple dans le cas du montage déjà mentionné à réglage automatique du volume, dans lequel, comme d'habitude, la diode de réglage est couplée au circuit primaire.

Pour  $V_1$ , on trouve une équation assez simple qui donne une approximation suffisante. A cet effet, on suppose que dans le condensateur  $C_1$  de la fig. 12 ne circule que le courant  $I_1$ ; on considère donc que  $I_a$  est négligeable par rapport à  $I_1$ . On trouve dès lors:

$$V_2 = I_2 \frac{1}{j\omega C_2}$$

et: 
$$V_1 = \frac{I_1}{j\omega C_1}$$

donc: 
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{I_1}{I_2} \frac{C_2}{C_1}$$

Le rapport  $I_1/I_2$  se détermine à l'aide des équations (I B 2) et (I B 5) qui fournissent l'équation suivante:

$$\frac{I_1}{I_2} = - \frac{r_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}}{j\omega M} = - \frac{r_2 + j\omega_2 L_2 \beta}{j\omega M} = \left( \frac{j}{Q_2} - \beta \right) \frac{\omega_2}{\omega} \frac{L_2}{M} \quad \text{(I B 21)}$$

A la résonance,  $\beta$  est égal à zéro et de plus, si l'on considère des circuits également accordés,  $\omega_2/\omega = \omega_0/\omega = 1$ .

On obtient alors:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{C_2}{C_1} \frac{jL_2}{Q_2 M} = j \frac{C_2}{C_1} \frac{\sqrt{L_2}}{L_1} \frac{\sqrt{Q_1}}{Q_2} \frac{\sqrt{L_1} \sqrt{L_2}}{\sqrt{Q_1} \sqrt{Q_2}}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = j \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} \frac{\sqrt{L_1 L_2}}{M} \frac{1}{\sqrt{Q_1 Q_2}}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = j \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} \times \frac{1}{Q_k} \dots \dots \dots \quad \text{(I B 22)}$$

Comme, en général, le déphasage ne nous intéresse pas ici, le facteur  $j = \sqrt{-1}$  n'a pas d'importance. En outre, dans le cas de deux circuits identiques les rapports  $C_2/C_1$  et  $Q_1/Q_2$  sont tous deux égaux à 1, de sorte que le rapport  $V_1/V_2$  dépend uniquement du couplage. On constate que, dans le cas de couplage critique ( $Qk = 1$ ), la tension primaire est égale à la tension secondaire. Pour des couplages plus faibles que le couplage critique,  $V_1$  est proportionnellement plus grand, ou inversement. En outre, si les circuits ne sont pas identiques, il faut tenir compte des rapports  $C_2/C_1$  et  $Q_1/Q_2$ . En général, le circuit primaire et le circuit secondaire du premier filtre de bande M.F. sont identiques. On peut donc admettre que, dans le cas du couplage critique, la tension primaire est égale à la tension secondaire. Il est vrai que, pour l'exemple traité à la page 27, l'expression  $\sqrt{C_2/C_1}$  disparaît, étant donné que, dans cet exemple, les deux condensateurs du transformateur M.F. sont identiques, mais  $Q_1$  n'est pas égal à  $Q_2$ ; en effet,  $Q_1/Q_2 = 2,5$ , de sorte que  $\sqrt{Q_1/Q_2} = 1,58$ . Il en résulte que, dans ce cas, pour le couplage critique,  $V_1$  est environ 1,6 fois plus grand que  $V_2$ . Si l'on tient compte en outre du fait que, dans l'exemple cité, le couplage est inférieur au couplage critique, il faut remplacer dans l'équation (I B 22)  $\frac{1}{Qk}$  par  $\sqrt{2,5}$ , de sorte que  $V_1/V_2 = 1,58 \times 1,58 = 2,5$ .

§ 4. Méthodes de couplage

Jusqu'à présent, nous avons uniquement considéré le couplage inductif entre les deux circuits accordés du filtre de bande. Il existe plusieurs autres méthodes. Ainsi la fig. 14 représente un filtre de bande à capacité de couplage commune  $C_k$  (couplage capacitif de courant). Si l'on établit à nouveau les équations d'équilibre des tensions pour les deux circuits, on obtient, pour le circuit I:

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_k}) + (I_1 - I_a) \frac{1}{j\omega C_1} + I_2 \frac{1}{j\omega C_k} = 0 \quad \dots \quad \text{(I B 23)}$$

et pour le circuit II:

$$I_2 (r_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} + \frac{1}{j\omega C_k}) + I_1 \frac{1}{j\omega C_k} = 0 \quad \dots \dots \dots \quad \text{(I B 24)}$$

Le terme  $\frac{1}{j\omega C_k}$ , qui se rencontre dans les deux équations, indique que le

condensateur de couplage réduit quelque peu les capacités de circuit, ce dont on tient compte dans la définition de  $\omega_0$  (voir remarque page 19). Le développement du calcul est analogue à celui d'un filtre de bande à couplage inductif. Les équations (I B 23) et (I B 24) montrent que le terme  $I_2 j\omega M$  de l'équation (I B 1) est remplacé par  $I_2 \frac{1}{j\omega C_k}$  et le terme  $I_1 j\omega M$  de l'équation (I B 2) par  $I_1 \frac{1}{j\omega C_k}$ . Dans le développement des formules exposé dans les paragraphes précédents, on peut remplacer  $M$  par  $\frac{1}{\omega^2 C_k}$ .

L'expression  $K^2 = \frac{\omega^2 M^2}{\omega_0^2 L_1 L_2}$  devient donc:

$$K^2 = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \frac{1}{L_1 L_2} \frac{1}{\omega^4 C_k^2},$$

ou:

$$K^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{C_1 C_2}{C_k^2} \dots \dots \dots \quad (\text{I B 25})$$

Les équations importantes du filtre de bande, telles que (I B 14, 16, 17, 22), conservent leur forme initiale. Il faut cependant y substituer à  $K$  la valeur tirée de l'équation (I B 25). Il en résulte que le couplage du filtre de bande représenté sur la fig. 14 peut se calculer exactement, de façon très simple. (Par contre, dans le cas du filtre à couplage inductif, la valeur de  $M$  doit être déterminée par des mesures).

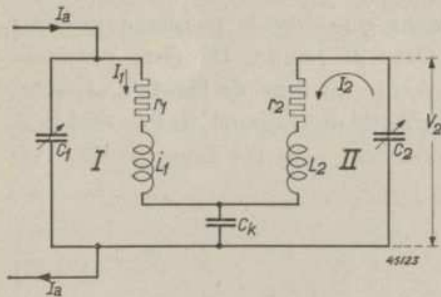


Fig. 14. Schéma de principe d'un filtre de bande à couplage capacitif de courant.

Il est intéressant de calculer la capacité de couplage nécessaire dans les deux circuits de l'exemple considéré page 27, paragraphe 2, pour assurer le couplage critique. La valeur  $K$ , donnée par la formule (I B 25), doit donc être égale à:

$$K^2 = \frac{1}{Q_1 Q_2}.$$

Les facteurs  $Q$  se calculent le plus facilement à l'aide de l'équation (I B 19).

En outre, on simplifie l'équation (I B 25) en y introduisant  $\omega_0/\omega = 1$ , puisque le filtre est considéré à l'état de résonance.

On obtient alors:

$$K^2 = \frac{C_1 C_2}{C_k^2} = \frac{1}{\omega_0 Z_1 C_1} \times \frac{1}{\omega_0 Z_2 C_2},$$

ou:

$$C_k^2 = C_1^2 C_2^2 Z_1 Z_2 \omega_0^2.$$

Dans l'exemple considéré,  $C_1 = C_2 = 95 \text{ pF}$  et  $\omega_0 = 785.000$ .

On trouve donc:

$$C_k = (95 \cdot 10^{-12})^2 \times 785.000 \times \sqrt{480.000 \times 190.000} = 2100 \text{ pF}.$$

L'équation (I B 25) prouve immédiatement que, dans le cas d'utilisation d'un couplage capacitif dans des filtres de bande H.F., le facteur de couplage dépend de la position des condensateurs d'accord  $C_1$  et  $C_2$ , c'est-à-dire que le facteur  $Q K$ , déterminant pour la transmission du filtre, est fortement variable. Le rapport  $Q K$  augmente avec les capacités  $C_1$  et  $C_2$ .

Donc, lorsqu'au début de la gamme de longueurs d'onde, le couplage des circuits est moins que critique, à l'extrémité de cette gamme (sans tenir compte d'une variation éventuelle de  $Q$ ) le couplage peut être par exemple critique. La transmission croît donc de la façon représentée fig. 13. Comme on le sait, l'impédance moyenne des circuits, elle, diminue, de sorte que, finalement, l'amplification que permet d'obtenir ce filtre [calculée suivant l'équation (I B 16)] reste approximativement constante dans toute

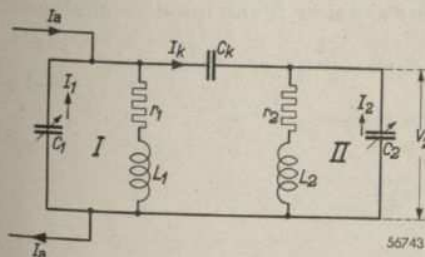


Fig. 15. Schéma de principe d'un filtre de bande à couplage capacitif de tension.

la gamme de longueurs d'onde. Lorsque les variations de  $Q$  dans la gamme de longueurs d'onde sont connues, l'équation (I B 16) permet de calculer rigoureusement les variations de l'amplification. Une troisième méthode de couplage capacitif aux sommets des circuits, est représentée fig. 15 (couplage capacitif de tension). Le calcul de ce couplage nécessite,

lui-aussi, une légère modification des équations (I B 1) et (I B 2). Dans le circuit I, le condensateur  $C_1$  est parcouru par un courant d'intensité  $I_1 - I_a + I_k$ ,  $I_k$  étant l'intensité du courant dans le condensateur de

couplage. Dans le circuit II, l'intensité du courant dans le condensateur  $C_2$  est alors égale à  $I_2 - I_k$ . L'intensité du courant  $I_k$  se calcule à l'aide de l'équation d'équilibre des tensions dans le circuit  $C_1, C_2, C_k$  en admettant, en première approximation, que l'intensité du courant dans  $C_1$  est  $I_1$  et que celle du courant dans  $C_2$  est  $I_2$ . Cette équation d'équilibre est alors

$$\frac{I_1}{j\omega C_1} + \frac{I_k}{j\omega C_k} - \frac{I_2}{j\omega C_2} = 0,$$

ou:

$$I_k = I_2 \frac{C_k}{C_2} - I_1 \frac{C_k}{C_1}.$$

L'équation d'équilibre des tensions pour le circuit I est:

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1) + (I_1 - I_a + I_k) \frac{1}{j\omega C_1} = 0,$$

ou:

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1) + (I_1 - I_a - I_1 \frac{C_k}{C_1}) \frac{1}{j\omega C_1} + I_2 \frac{C_k}{C_2} \frac{1}{j\omega C_1} = 0. \quad (I B 26)$$

Le second terme du premier membre montre que la capacité du circuit a augmenté (ce terme est devenu plus petit), ce dont il faut tenir compte pour la définition de  $\omega_0$ , donc  $\omega_0^2 L (C_1 + C_k) = 1$ . En ce qui concerne le dernier terme de ce membre, l'expression initiale  $j\omega M$  de (I B 1) est remplacée

par  $\frac{C_k}{j\omega C_1 C_2}$ .

L'équation d'équilibre du circuit II peut s'établir d'une manière analogue.

Dans tous les calculs ultérieurs, il faut donc substituer à  $M$  la valeur  $\frac{C_k}{\omega^2 C_1 C_2}$

Cette substitution transforme l'équation initiale en:

$$K^2 = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \frac{1}{L_1 L_2} \frac{C_k^2}{\omega^4 C_1^2 C_2^2}$$

ou:

$$K^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{C_k^2}{C_1 C_2} \dots \dots \dots (I B 27)$$

Dans les filtres de bande à couplage inductif, une capacité parasitaire entre les sommets des deux circuits provoque souvent des difficultés, car elle entraîne

parfois un couplage plus intense que le couplage inductif désiré. Pour expliquer ce fait, calculons, pour l'exemple déjà considéré à plusieurs reprises (§ 2, page 27) la capacité nécessaire pour le couplage critique. Nous

admettons donc que  $K^2 = \frac{1}{Q_1 Q_2}$ . A la résonance, nous aurons:

$$K^2 = \frac{C_k^2}{C_1 C_2} = \frac{1}{\omega_0 Z_1 C_1} \times \frac{1}{\omega_0 Z_2 C_2} \text{ voir équation (I B 19)}$$

$$C_k^2 = \frac{1}{\omega_0^2 Z_1 Z_2} \dots \dots \dots (I B 28)$$

$$C_k = \frac{10^{12}}{785.000 \sqrt{480.000 \times 190.000}} = 4,2 \text{ pF.}$$

La capacité parasitaire du câblage atteindra souvent cette faible valeur. De ce fait, il est bien souvent douteux que le couplage des transformateurs M.F. soit purement inductif.

En général, les valeurs de  $Z_1$  et de  $Z_2$  sont uniquement déterminées par l'amplification désirée. La dernière équation prouve que l'influence de la capacité parasitaire est plus grande dans le cas d'une moyenne fréquence élevée que dans le cas d'une moyenne fréquence plus basse. Lorsqu'on utilise des transformateurs M.F. de 475 kc/s, le danger d'un important couplage indésirable n'est nullement illusoire.

Enfin, envisageons encore le couplage réalisé à l'aide d'une résistance. Si l'on substitue au condensateur de couplage  $C_k$  de la fig. 14 une résistance  $R_k$ , les termes  $I_2 j\omega M$  et  $I_1 j\omega M$  des équations (I B 1) et (I B 2) doivent être remplacés par  $-I_2 R_k$  et  $-I_1 R_k$ . Dans les équations suivantes,  $j \frac{R_k}{\omega}$  se substitue alors à  $M$  et le facteur de couplage  $K$  devient:

$$K = j \frac{R_k}{\omega_0 \sqrt{L_1 L_2}} \dots \dots \dots (I B 29)$$

et

$$K^2 = - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{R_k^2}{L_1 L_2} \dots \dots \dots (I B 30)$$

Le facteur de couplage est donc imaginaire de sorte que, dans le cas de couplages mixtes,  $K$  aura une valeur complexe. Ces couplages sont peu courants. On les rencontre cependant sous forme de phénomènes perturbateurs accidentels et nous en tiendrons donc compte dans nos considérations des résultats précités.

§ 5. Transmission du filtre de bande hors de l'accord

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que les propriétés du filtre de bande accordé. Si l'on trace la transmission ou amplification en fonction de fréquences autres que la fréquence de résonance, on obtient des courbes que l'on peut aussi appeler courbes de résonance et qui sont fortement influencées par  $QK$  (fig. 16). Le paragraphe B 2, page 25, traite de la relation entre l'amplification et  $QK$ . Ces considérations ne sont cependant valables que pour la fréquence de résonance  $\omega_0$  du filtre de bande. La

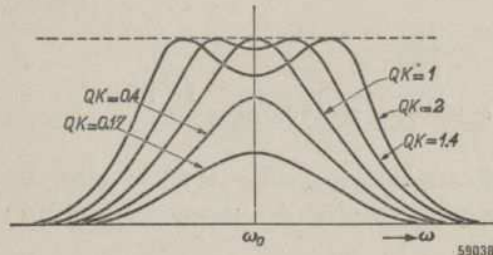


Fig. 16. Courbes de résonance d'un filtre de bande pour diverses valeurs de  $QK$ .

fig. 13 montre qu'au point de résonance, l'amplification baisse lentement au delà de la valeur critique  $QK = 1$ . Les courbes de résonance comportent alors, en leur milieu, un creux. Cependant, si l'on considère en même temps les fréquences situées hors de la zone de résonance, on y trouve encore des amplifications égales à l'amplification maximum correspondant au couplage critique. En effet, la courbe de résonance comporte alors deux sommets, situés au niveau du sommet de la courbe de résonance correspondant au couplage critique. La fig. 16 donne des courbes de résonance tracées pour diverses valeurs de  $QK$  obtenues à l'aide de l'équation (I B 14). Cette figure montre que, pour des valeurs croissantes de  $QK$ , les courbes affectent la forme connue à maximum en  $\omega_0$ , tant que le produit  $QK$  reste inférieur à 1. Lorsque  $QK$  est égal à 1, l'amplification est maximum en  $\omega_0$  et pour des valeurs de  $QK$  supérieures à 1, l'amplification en  $\omega_0$  diminue, comme le montre d'ailleurs aussi la fig. 13. Cependant, un autre phénomène se manifeste en même temps: à proximité du maximum, la courbe de résonance se déploie latéralement et, tant à droite qu'à gauche de la fréquence de résonance se produit un maximum dont la hauteur est égale à celle du maximum de la courbe correspondant à  $QK = 1$ . A mesure que le couplage dépasse la valeur critique, la courbe de résonance devient plus large et le creux central plus profond. En pratique, on considère cependant que, dans le cas d'un couplage hypercritique, l'amplification est constante entre les deux maxima et égale à l'amplification maximum.

En différentiant l'équation générale (I B 14) du filtre de bande et en posant la dérivée égale à zéro, on peut prouver que l'amplification maximum obtenue pour  $QK = 1$ , ne peut être dépassée aux points extrêmes de la

courbe de résonance pour  $QK > 1$ . Pour une valeur déterminée de  $QK$ , 2 par exemple, on trouve alors les fréquences pour lesquelles l'amplification est maximum. Pour ces fréquences, on calcule de nouveau l'amplification à l'aide de l'équation (I B 14) et on trouve alors la même valeur que pour le maximum obtenu pour  $QK = 1$  à la fréquence  $\omega_0$ .

§ 6. Courbes de résonance de filtres de bande parfaitement symétriques

Dans les paragraphes précédents, nous avons établi que les mêmes équations peuvent s'utiliser pour les diverses méthodes de couplage des filtres de bande, à condition que l'on définisse  $K$  de la manière appropriée à chaque filtre de bande.

Voici un résumé des équations permettant de calculer  $K$  pour les diverses méthodes de couplage:

couplage inductif: 
$$K^2 = \frac{\omega_0^2 M^2}{\omega_0^2 L_1 L_2} \dots \dots \dots \text{(I B 9)}$$

couplage capacitif de courant: 
$$K^2 = \frac{\omega_0^2 C_1 C_2}{\omega^2 C_k^2} \dots \dots \dots \text{(I B 25)}$$

couplage capacitif de tension: 
$$K^2 = \frac{\omega_0^2 C_k^2}{\omega^2 C_1 C_2} \dots \dots \dots \text{(I B 27)}$$

couplage par résistance: 
$$K^2 = \frac{-1 R_k^2}{\omega_0^2 L_1 L_2} \dots \dots \dots \text{(I B 30)}$$

Pour des circuits également accordés, l'équation générale du filtre de bande est, pour les quatre cas:

$$V_2 = j I_a \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_0 Q_1 Q_2 K \sqrt{L_1 L_2}}{(1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + Q_1 Q_2 K^2} \dots \text{(I B 14)}$$

Alors que le § 5 traite déjà, pour des couplages différents, les variations de l'amplification avec la fréquence, pour juger de la sélectivité, il importe de mesurer le rapport de l'amplification obtenue à l'état de résonance et de celle obtenue en dehors de la résonance. En fait, ceci revient donc à abandonner l'amplification même et à ne considérer fig. 16 que le rapport  $\frac{V_{rés}}{V_2}$ . On obtient donc alors les courbes de résonance analogues à celles tracées fig. 2 pour le circuit simple. Ce rapport, que nous appellerons aussi  $a$ , peut de nouveau se calculer au mieux en fonction de  $\beta Q$ . Dans le cas le plus simple, les fréquences propres  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , et partant  $\omega_0$ , des deux circuits sont

égales ( $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ ) et les facteurs de qualité sont égaux donc  $Q_1 = Q_2 = Q$ . On peut dire que ces filtres sont parfaitement symétriques.

Pour ce genre de filtres, nous avons déjà calculé, au paragraphe B § 1, l'affaiblissement  $a$ , sous la forme suivante:

$$a = \sqrt{\frac{[1 + (\beta + K)^2 Q^2][1 + (\beta - K)^2 Q^2]}{1 + Q^2 K^2}} \quad (I B 13)$$

expression dans laquelle le rapport  $\frac{\omega}{\omega_0}$  est posé égal à 1. Cette expression peut s'écrire sous la forme:

$$a = \frac{\sqrt{(Q^2 K^2 + 1)^2 - 2 \beta^2 Q^2 (Q^2 K^2 - 1) + \beta^4 Q^4}}{1 + Q^2 K^2} \dots \dots \dots (I B 31)$$

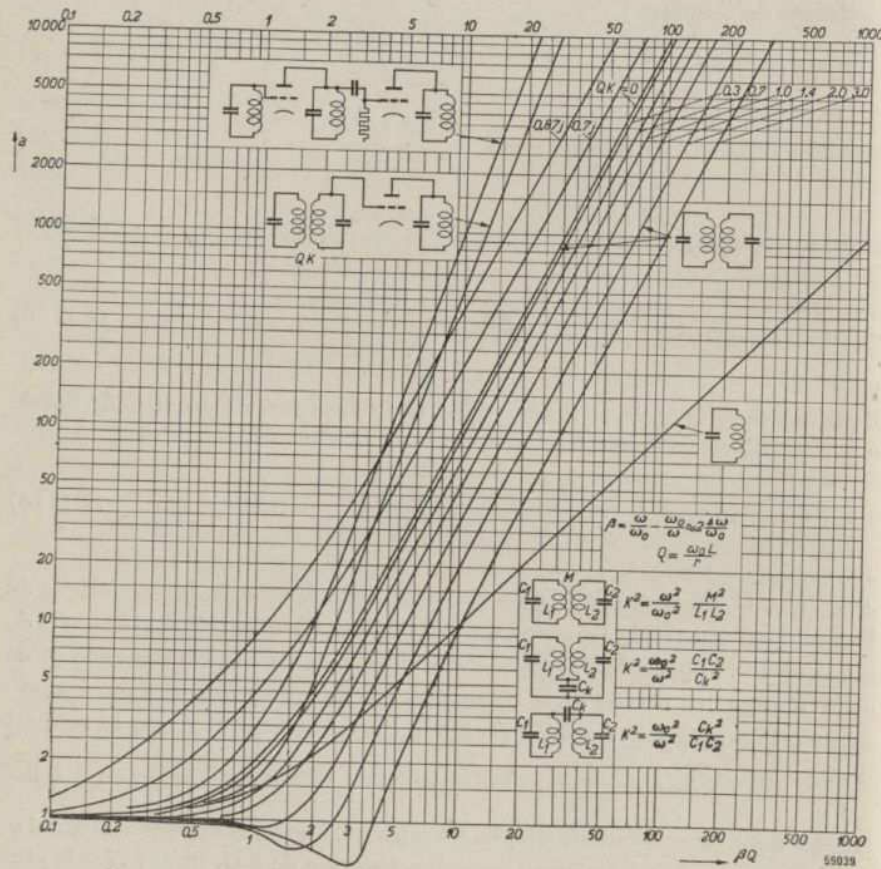


Fig. 17. Courbes de résonance d'un circuit simple et de diverses combinaisons de circuits avec  $QK$  comme paramètre, tandis que le désaccord est exprimé par la grandeur relative  $\beta Q$ .

Dans cette expression  $a$  est une fonction de la grandeur  $\beta Q$ , donc pas uniquement du désaccord, ni de  $\beta$ . La fig. 17 représente graphiquement cette équation,  $QK$  servant de paramètre. Dans cette forme simplifiée, la figure est valable pour tous les filtres de bande symétriques. Cet avantage compense l'inconvénient qu'il faut d'abord réduire un désaccord  $\Delta f$  jusqu'à

$$\beta Q = \frac{4 \pi \Delta f}{r/L} \text{ (voir fig. 20).}$$

A la résonance, et aussi longtemps que  $QK$  est inférieur à 1, les courbes ne comportent qu'un seul minimum. La courbe de résonance (fig. 16) ne comporte dès lors qu'un seul sommet. Si  $QK$  devient plus grand que 1, c'est-à-dire que le couplage devient hyper-critique, on obtient, de part et d'autre de la fréquence de résonance, les sommets précités.

Étudions maintenant l'utilisation pratique de la fig. 17, à savoir la détermination de la sélectivité du transformateur M.F., dont nous nous sommes déjà servi comme exemple à diverses reprises. Il s'agit de déterminer le degré d'affaiblissement d'un signal perturbateur dont la fréquence diffère de 10 kc/s de la fréquence d'accord du transformateur.

Nous supposons que le transformateur est inséré entre le tube changeur de fréquence et le tube M.F., que  $Z_1 = Z_2 = 480 \text{ k } \Omega$  (voir page 27) et que le couplage du transformateur est critique.

Déterminons d'abord la grandeur de  $\beta$ :

$$\beta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{135}{125} - \frac{125}{135} = 0,15.$$

Dans ce cas,  $Q_1 = Q_2 = Q$ . L'équation (I B 19) donne:

$$Q = \frac{785\,000 \times 480\,000 \times 95}{10^{12}} = 35,7$$

Le produit  $\beta Q$  devient donc:

$$0,15 \times 35,7 = 5,35.$$

La courbe correspondant au couplage critique ( $QK = 1$ ) donne  $a = 15$ . Si le signal perturbateur et le signal désiré avaient initialement la même intensité, à la grille du tube M.F., le signal perturbateur est déjà 15 fois plus faible que le signal désiré. Pour le second transformateur M.F., on conserve  $Q_1 = 35,7$ , mais, par suite de l'amortissement provoqué par la diode (voir page 27), on a:

$$Q_2 = \frac{785\,000 \times 190\,000 \times 95}{10^{12}} = 14,2.$$

Utilisons maintenant les courbes du filtre de bande symétrique et introduisons l'amortissement moyen  $Q = \sqrt{Q_1 Q_2}$ . Nous reviendrons sur cette approximation au paragraphe suivant.

$$\text{Donc: } Q = \sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{35,7 \times 14,2} = 22,5.$$

d'où il résulte que  $\beta Q = 3,4$ .

Pour le couplage critique, on trouve donc  $a = 6$ . Sur la diode, le signal perturbateur est donc  $15 \times 6 = 90$  fois plus faible que le signal désiré. Cet exemple montre nettement l'influence du couplage. Si la sélectivité est encore insuffisante, on pourrait envisager un couplage plus lâche des deux transformateurs, par exemple un couplage tel que  $QK = 0,7$ . La fig. 13 montre que ceci diminue à peine l'amplification. Cependant, on trouve alors pour  $a$  des valeurs de 20, respectivement 3,2. L'affaiblissement total est donc de 164 fois, ce qui constitue une amélioration notable comparativement à l'affaiblissement de 90 fois. Il ne faut pas perdre de vue que les bandes de modulation latérales du signal désiré, qui diffèrent par exemple de 5 kc/s de la fréquence de résonance, sont aussi affaiblies et que les notes aiguës sont donc moins bien reproduites. Si l'on désire une reproduction irréprochable des notes aiguës, on peut déterminer, à l'aide des courbes de la figure, le nombre de fois qu'on peut éventuellement agrandir le facteur  $QK$  par le choix d'un couplage plus serré. La bande latérale précitée correspond à des valeurs de  $\beta Q$  d'environ 3, respectivement 1,9. Le résultat du couplage plus serré se perçoit le plus nettement dans le second transformateur. Alors que, dans le cas du couplage critique, la bande latérale de 5 kc/s ( $\beta Q = 1,9$ ) est encore affaiblie deux fois, une valeur de  $QK = 1,5$  suffit tout juste pour assurer une reproduction sans défauts (l'affaiblissement n'est maintenant que de 1,1 fois). La sélectivité du signal perturbateur dont la fréquence diffère de 10 kc/s de la fréquence d'accord tombe alors de 6 à 3,4. La fig. 13 prouve de nouveau que la transmission est restée pratiquement constante. En outre, de la fig. 17 il résulte que l'emploi d'un couplage plus serré encore permet même d'amplifier spécialement des bandes latérales déterminées. On pourrait ainsi compenser éventuellement la perte de notes aiguës dans la partie B.F.

#### § 7. Utilisation des courbes de filtres de bande pour les circuits montés en cascade

Dans le paragraphe 1 de la partie B, nous avons déjà signalé que la courbe de résonance d'un filtre de bande à circuits identiques est donnée par la même formule que la courbe de deux circuits désaccordés montés en cascade.

Il suffit de comparer les équations (I B 13) et (I A 39). Les courbes de la fig. 17 conviennent donc aussi pour deux circuits montés en cascade. Dans ce cas, on substitue à  $K^2$  l'écart de désaccord  $\beta_v^2$ , c'est à dire que  $QK$  devient  $\beta_v Q$ . L'équation (I A 37) permet de donner à cette expression la forme suivante:

$$QK = \beta_v Q = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} Q = \frac{L}{r} (\omega_2 - \omega_1) = (\omega_2 - \omega_1) RC \dots \quad (\text{I B 32})$$

Maintenant, on voit aussi la signification de la courbe de filtre de bande pour  $QK = 0$ . Le filtre de bande à  $K = 0$ , donc sans couplage, n'assure pas de transmission et n'a donc aucun sens.  $K = 0$  est cependant équivalent à  $\beta_v = 0$ , c'est à dire que la courbe  $QK = 0$  est la courbe de deux circuits également accordés montés en cascade.

#### § 8. Filtre de bande à amortissements inégaux

Pour établir la formule (I B 32), nous avons posé  $Q_1 = Q_2 = Q$  pour obtenir une forme plus simple de la courbe de résonance. Ces équations et les courbes de la fig. 17 ne sont donc exactes que lorsque l'amortissement des deux circuits est le même. On rencontre souvent des circuits également accordés mais à amortissements différents. En utilisant les courbes de la fig. 17, comme nous l'avons fait pour le second filtre de bande dans le paragraphe 6, on commet donc, en fait, une erreur. Nous examinerons d'abord si cette erreur est admissible et ensuite, nous donnerons un calcul plus exact du filtre à amortissements inégaux.

Le point de départ exact est l'équation (I B 14). Celle-ci donne:

$$a = \frac{\omega^2 (1 + j\beta Q_1) (1 + j\beta Q_2) + Q_1 Q_2 K^2}{\omega_0^2 (1 + Q_1 Q_2 K^2)}$$

ou, en posant  $\omega^2/\omega_0^2 = 1$ ,

$$a = \left| \frac{1 - Q_1 Q_2 \beta^2 + Q_1 Q_2 K^2 + j\beta (Q_1 + Q_2)}{1 + Q_1 Q_2 K^2} \right| \quad (\text{I B 33})$$

En posant  $Q_1 Q_2 = Q^2$ , on trouve:

$$a = \frac{\sqrt{(1 - Q^2 \beta^2 + Q^2 K^2)^2 + \beta^2 (Q_1 + Q_2)^2}}{1 + Q^2 K^2} \dots \quad (\text{I B 34})$$

Si l'on considère, au lieu du filtre donné, un filtre fictif à amortissements égaux  $Q = \sqrt{Q_1 Q_2}$ , on pourrait aussi arriver à l'équation (I B 34), sauf que l'on trouverait alors dans le numérateur de la fraction:

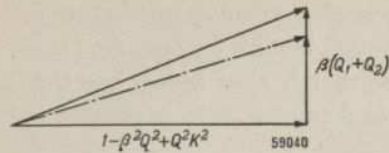


Fig. 18. Représentation vectorielle de l'influence de l'erreur sur la valeur absolue du numérateur de l'équation (I B 32), dans le cas où  $Q_1 = Q_2 = Q$ .

$\beta^2 (2 Q)^2$  ou bien  $4 \beta^2 Q^2$  au lieu de  $\beta^2 (Q_1 + Q_2)^2$

Ce numérateur, la racine carrée de la somme de deux carrés, constitue l'hypoténuse d'un triangle rectangle (voir fig. 18) ce dont on peut déduire l'erreur commise dans le second terme.

Le facteur  $4 Q^2$  doit être en réalité:

$$(Q_1 + Q_2)^2 = Q_1^2 + Q_2^2 + 2 Q_1 Q_2 = \left[ \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1} + 2 \right] Q^2.$$

Pour  $Q_1 = Q_2 = 0$ , cette expression est égale à 4. Mais pour un cas extrême, par exemple  $Q_1 = 5 Q_2$ , on obtient la valeur  $5 + 1/5 + 2 = 7 1/5$ . Ceci implique que, sur la fig. 18, le vecteur vertical doit être égal à  $\beta Q \sqrt{7,2}$  au lieu de  $\beta Q \sqrt{4}$ , c'est-à-dire à  $2,65 \beta Q$  au lieu de  $2 \beta Q$ . L'influence de cette erreur dépend fortement de la grandeur du vecteur horizontal et celle-ci dépend à son tour de  $Q K$  et de  $\beta Q$ .

Voici un tableau des erreurs commises dans quelques cas, lorsque  $Q_1 = 5 Q_2$ .

TABLEAU

QK	$\beta Q$	Valeur approximative du numérateur	Valeur réelle du numérateur	Erreur
0	1	$\sqrt{0 + 2^2} = 2$	$\sqrt{0 + 2,65^2} = 2,65$	25%
0	2	$\sqrt{3^2 + 4^2} = 5$	$\sqrt{3^2 + 5,3^2} = 6$	16%
0	5	$\sqrt{24^2 + 10^2} = 26$	$\sqrt{24^2 + 13^2} = 27,5$	5,5%
1	1	$\sqrt{1^2 + 2^2} = 2,2$	$\sqrt{1^2 + 2,65^2} = 2,8$	21%
1	2	$\sqrt{2^2 + 4^2} = 4,5$	$\sqrt{2^2 + 5,3^2} = 5,7$	21%
1	5	$\sqrt{23^2 + 10^2} = 25$	$\sqrt{23^2 + 13^2} = 26,25$	5%
2	1	$\sqrt{4^2 + 2^2} = 4,5$	$\sqrt{4^2 + 2,65^2} = 4,8$	6%
2	2	$\sqrt{1^2 + 4^2} = 4,1$	$\sqrt{1^2 + 5,3^2} = 5,4$	24%
2	5	$\sqrt{20^2 + 10^2} = 22$	$\sqrt{20^2 + 13^2} = 24$	7,5%

Ce tableau prouve que l'erreur est d'autant plus petite que le désaccord réduit  $\beta$  est plus grand. Si  $\beta Q$  dépasse 5, les erreurs sont assez petites. La

fig. 17 permet de conclure que l'affaiblissement  $a$  n'acquiert de signification qu'à de telles valeurs.

Dans l'exemple pratique traité à la page 37, on a calculé l'affaiblissement du second transformateur pour  $\beta Q = 3,4$ . Ceci est, il est vrai, inférieur à 5, mais par contre, dans cet exemple,  $Q_1/Q_2$  n'était que de 2,6. Il est donc à prévoir que, dans ce cas pratique, l'erreur ne sera pas très grande.

La plus grande erreur que l'on pourrait commettre se produit évidemment lorsque sur la fig. 18, le vecteur horizontal est très petit ou nul. Dans ce cas, l'erreur totale est égale à l'erreur du vecteur vertical. Considérons à nouveau l'exemple pratique  $Q_1/Q_2 = 2,6$  donc  $Q_1/Q_2 + Q_2/Q_1 + 2 = 5$ , au lieu de 4.

Dans ce cas, l'erreur maximum est donc  $\frac{1,0}{5,0} = 20\%$  lorsque

$$1 - Q^2 \beta^2 + Q^2 K^2 = 0.$$

Les courbes de résonance pour  $Q_1 \neq Q_2$  peuvent se calculer d'une manière exacte, mais néanmoins assez simple de la façon suivante: Contrairement à ce qui a été fait dans la partie précédente, nous introduirons maintenant l'amortissement:

$$\delta = 1/Q = r/\omega L.$$

Nous pouvons écrire, pour l'amortissement moyen:

$$\delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2},$$

ou aussi:  $\delta_1 = \delta + \varepsilon$  et  $\delta_2 = \delta - \varepsilon$ . . . . . (I B 35)

En substituant cette valeur dans l'équation exacte (I B 14), on obtient:

$$a = \left| \frac{\omega^2 [\delta + j\beta + \varepsilon] [\delta + j\beta - \varepsilon] + K^2}{\omega_0^2 [\delta + \varepsilon] (\delta - \varepsilon) + K^2} \right|,$$

ou:

$$a = \left| \frac{\omega^2 (\delta + j\beta)^2 - \varepsilon^2 + K^2}{\omega_0^2 \delta^2 - \varepsilon^2 + K^2} \right|,$$

ou encore:

$$a = \left| \frac{\omega^2 (1 + j Q \beta)^2 + Q^2 (K^2 - \varepsilon^2)}{\omega_0^2 (1 + Q^2 (K^2 - \varepsilon^2))} \right| \dots \dots (I B 36)$$

En comparant cette équation avec l'équation (I B 12), on constate que la



courbe de résonance est identique à celle d'un filtre de bande à amortissements  $Q$  égaux et à couplage :

$$K'^2 = K^2 - \epsilon^2 \dots \dots \dots (I B 37)$$

pour autant que :

$$\epsilon = \delta_1 - \delta = \delta - \delta_2 \dots \dots \dots (I B 38)$$

Ce résultat peut s'appliquer au second exemple traité à la page 37. On calcule l'amortissement moyen du second filtre de bande en partant de :

$$\delta = \frac{1/35,7 + 1/14,2}{2} = 0,048 \text{ ou } Q = 20,8,$$

et

$$\epsilon = 0,048 - 1/35,7 = 0,021.$$

Dans l'exemple en question,  $Q K = 1$  et  $Q = 23,2$ , de sorte que  $K = 0,043$ . Si l'on ne modifie pas la position des bobines, il faut poursuivre les calculs avec cette valeur. On trouve donc :

$$K'^2 = 0,043^2 - 0,021^2$$

ou :

$$K' = 0,037.$$

Le facteur de couplage du filtre de bande équivalent devient dès lors :

$$QK' = 20,8 \times 0,037 = \text{environ } 0,8.$$

En réalité, il faut donc considérer la courbe de résonance d'un filtre dont le couplage n'est pas rigoureusement critique.

Pour un écart de 10 ks/c, le rapport de désaccord, n'est plus égal à  $\beta Q = 3,5$  mais, par suite de la nouvelle valeur de  $Q$ , égal à :

$$\beta Q = 3,5 \times \frac{20,8}{23,2} = 3,1$$

La valeur de  $a$  doit être tirée, par interpolation, de la fig. 17, car dans celle-ci ne figure pas la courbe pour  $Q K = 0,8$ . La courbe  $Q K = 0,7$  donne pour  $a$  une valeur de 6,5 environ pour  $\beta Q = 3,1$ . Une comparaison des diverses valeurs de cet exemple montre nettement que les résultats du calcul exact ne diffèrent guère des valeurs obtenues à la page 37. Pour de petites valeurs de  $\beta Q$ , pour lesquelles il y a lieu de prévoir de grandes erreurs, le calcul exact mérite, à tout point de vue, la préférence, bien qu'il soit légèrement plus compliqué.

Dans certains cas,  $K_0'^2 = K^2 - \epsilon^2$  peut devenir négatif. On obtient alors des courbes de résonance qui, fig. 17, se trouvent à gauche de la courbe correspondant à  $Q K = 0$ , elles sont moins favorables que celles pour deux circuits montés en cascade. Comme  $K'^2$  est négatif,  $K'$  est imaginaire; aussi, pour ces dernières courbes, le paramètre  $Q K'$  est-il indiqué par  $0,7j$ , etc.

§ 9. Filtre de bande à amortissement parallèle

Pour établir les diverses formules de filtre de bande, nous avons admis que les circuits ne comportent qu'une résistance en série. Les amortissements sont alors caractérisés par

$$Q_1 = \frac{\omega_1 L_1}{r_1} \text{ et par } Q_2 = \frac{\omega_2 L_2}{r_2}$$

Cependant, dans la plupart des cas, les circuits sont aussi amortis par des résistances en parallèle et, conformément au raisonnement exposé au paragraphe 1 de la partie A, on peut s'attendre à ce que, dans ce cas, s'applique aussi [voir équation (I A 23)] :

$$\Delta \frac{1}{Q_1} = \frac{1}{R_1 \omega_1 C_1} \text{ et } \Delta \frac{1}{Q_2} = \frac{1}{R_2 \omega_2 C_2} \dots \dots \dots (I A 7)$$

Par mesure de sécurité, il faudra s'assurer de l'exactitude de ce calcul. Si l'on considère que la capacité du circuit et la résistance en parallèle ne constituent qu'un seul élément de montage, il faut modifier légèrement le second terme du premier membre de l'équation (I B 1) ainsi que le premier terme du premier membre de l'équation (I B 2). Il faut remplacer  $\frac{1}{j\omega C}$  par l'impédance du montage en parallèle de  $R$  et de  $C$ . D'après le paragraphe 4 de la partie A, cette impédance est égale à celle de  $C$  majorée d'une résistance série :

$$\Delta r = \frac{R}{1 + R^2 \omega^2 C^2} \approx \frac{1}{R \omega^2 C^2} \dots \dots \dots (I A 30)$$

L'équation (I B 1) comporte donc un terme additionnel  $\frac{I_1}{R_1 \omega^2 C_1^2}$ , et l'équation (I B 2), un terme  $\frac{I_2}{R_2 \omega^2 C_2^2}$ .

Si l'on introduit ces termes dans les équations, on constate que les résis-

tances série des circuits sont majorées d'un montant :

$$\left. \begin{aligned} \Delta r_1 &= \frac{1}{R_1 \omega^2 C_1^2} = \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 \frac{1}{R_1 \omega_1^2 C_1^2} \\ \Delta r_2 &= \frac{1}{R_2 \omega^2 C_2^2} = \left( \frac{\omega_2}{\omega} \right)^2 \frac{1}{R_2 \omega_2^2 C_2^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \text{(I B 39)}$$

Pour le facteur  $Q$  réduit, on trouve :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{Q_1} &= \frac{r_1 + \Delta r_1}{\omega_1 L_1} = \frac{r_1}{\omega_1 L_1} + \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 \frac{1}{R_1 \omega_1 L_1 \omega_1^2 C_1^2} = \\ &= \frac{r_1}{\omega_1 L_1} + \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 \frac{1}{R_1 \omega_1 C_1} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \text{(I B 40)}$$

et :

$$\frac{1}{Q_2} = \frac{r_2}{\omega_2 L_2} + \left( \frac{\omega_2}{\omega} \right)^2 \frac{1}{R_2 \omega_2 C_2}$$

Les nouvelles valeurs de  $Q_1$  et de  $Q_2$ , telles qu'établies au début de ce paragraphe, sont donc exactes pour autant que la fréquence ne diffère pas trop sensiblement respectivement de  $\omega_1$ , et de  $\omega_2$ , c'est-à-dire lorsqu'on considère la bande de fréquence dans une petite zone flanquant la fréquence de résonance. Ceci est pratiquement toujours le cas (voir cependant aussi C, § 11). Le second terme de l'équation (I B 1) comporte non seulement  $I_1$  mais aussi le courant  $I_a$ . Cette composante doit évidemment aussi être multipliée par l'impédance légèrement modifiée. Il est cependant plus simple de considérer que l'impédance n'a pas changé et que  $I_a$  est légèrement modifié. Comme cette modification est relativement petite, les suites n'affectent guère le résultat final.

**§ 10. Filtre de bande à circuits inégalement accordés**

Pour ne pas rendre le calcul trop compliqué, nous nous limiterons au cas où les qualités des deux circuits sont égales, donc  $Q_1 = Q_2 = Q$ . Le calcul est basé sur l'équation (I B 10) dans laquelle il faut cependant d'abord substituer les valeurs de  $\beta_1$  et de  $\beta_2$  tirées de l'équation (I A 37). L'équation (I B 10) donne :

$$V_2 = jI_a \frac{\omega_0^3}{\omega^2} \frac{Q^2 K \sqrt{L_1 L_2}}{[1 + jQ(\beta + \beta_v)] [1 + jQ(\beta - \beta_v)] + Q^2 K^2}$$

ou :

$$V_2 = jI_a \frac{\omega_0^3}{\omega^2} \frac{Q^2 K \sqrt{L_1 L_2}}{(1 + j\beta Q)^2 + Q^2 (\beta_v^2 + K^2)} \dots \dots \text{(I B 41)}$$

C'est une équation analogue à l'équation (I B 11) obtenue pour des filtres à deux circuits également accordés, avec cette différence que le terme  $K^2$  du dénominateur est devenu  $K^2 + \beta_v^2$ . Nous pouvons donc écrire :

$$K'^2 = K^2 + \beta_v^2 \dots \dots \dots \text{(I B 42)}$$

L'affaiblissement se calcule de nouveau par rapport à  $V_{2rés}$  ( $\omega = \omega_0$ ) donc :

$$V_{2rés} = jI_a \frac{\omega_0 Q^2 K \sqrt{L_1 L_2}}{1 + Q^2 (K^2 + \beta_v^2)} \dots \dots \dots \text{(I B 43)}$$

d'où l'on tire :

$$a = \left| \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \frac{(1 + j\beta Q)^2 + Q^2 K'^2}{1 + Q^2 K'^2} \right| \dots \dots \dots \text{(I B 44)}$$

C'est de nouveau l'équation des courbes de la fig. 17. Pour des filtres dont les circuits sont désaccordés l'un par rapport à l'autre, on peut donc aussi utiliser les courbes générales de la fig. 17 à condition que l'on calcule d'abord, suivant l'équation (I B 42), le couplage  $K_1$ , apparemment agrandi. Pour calculer l'amplification, c'est-à-dire  $V_{2rés}$ , il faut connaître non seulement la valeur de  $K$  mais aussi celle de  $K_1$ . L'équation (I B 43) montre nettement que le désaccord  $\beta_v$  provoque une diminution de l'amplification.

Des filtres de bande désaccordés ne s'utilisent que très rarement. Le paragraphe E § 2 (Filtres de bande à largeur réglable), mentionne un exemple s'y rapportant, tout comme le paragraphe I D § 7 traitant du couplage inductif de l'antenne.

**§ 11. Filtres de bande à couplage complexe**

Dans le paragraphe 4 de cette partie, on trouve que le couplage par résistance fournit pour  $K^2$  une valeur négative [équation (I B 30)]. Bien que ce mode de couplage soit rarement utilisé en pratique, il y a cependant lieu de l'étudier car, de temps en temps, il peut se manifester sous forme d'effet perturbateur.

Pour un couplage par résistance pur, donc pour une valeur négative de  $K^2$  et dans le cas de circuits identiques, on tire de (I B 14) :

$$a = \left| \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \frac{(1 + j\beta Q)^2 - Q^2 K^2}{1 - Q^2 K^2} \right| \dots \dots \dots \text{(I B 45)}$$

Dans cette expression, il faut remplacer  $K$  par sa valeur absolue. Le numérateur de la dernière fraction peut s'écrire sous la forme :

$$a = \left| \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \frac{(1 + QK + j\beta Q)(1 - QK + j\beta Q)}{(1 + QK)(1 - QK)} \right|,$$

ou :

$$a = \left| \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \left( 1 + \frac{j\beta Q}{1 + QK} \right) \left( 1 + \frac{j\beta Q}{1 - QK} \right) \right| \dots \dots \text{(I B 46)}$$

On reconnaît immédiatement l'affaiblissement de deux circuits de qualités

$\frac{Q}{1+QK}$  et  $\frac{Q}{1-QK}$  montés en cascade.

Abstraction faite du rapport  $\frac{\omega}{\omega_0}$ , la courbe de résonance est encore tou-

jours symétrique. Ceci s'explique lorsqu'on écrit la valeur absolue de  $a$  sous la forme suivante:

$$a = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \frac{\sqrt{(1 - \beta^2 Q^2 - Q^2 K^2)^2 + 4 \beta^2 Q^2}}{1 - Q^2 K^2} \dots \text{(I B 47)}$$

Dans cette expression,  $\beta$  ne se rencontre qu'au carré.

Lorsque le couplage par résistance constitue un phénomène secondaire d'un couplage capacitif ou inductif,  $Q^2 K^2$  a une valeur complexe, par exemple  $l + jm$ . L'équation (I B 45) s'écrit alors sous la forme:

$$a = \left| \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \frac{(1 + j\beta Q)^2 + (l + jm)}{1 + (l + jm)} \right| \dots \text{(I B 48)}$$

Si, pour simplifier la question, nous considérons uniquement la partie variable avec  $\beta$ , donc le numérateur, la valeur absolue devient:

$$\sqrt{(1 - \beta^2 Q^2 + l)^2 + (2\beta Q + m)^2}$$

Comme sous le radical se trouve le terme  $4\beta Qm$ , le numérateur, et partant  $a$ , n'est pas symétrique par rapport à  $\beta$ . Nous obtenons donc le résultat remarquable que, dans le cas d'un couplage partiellement par résistance deux circuits identiques à tout point de vue fournissent une courbe de résonance asymétrique.

§ 12. Valeurs négligées et corrections

Dans les calculs exposés, nous avons nécessairement négligé certaines valeurs et nous y avons introduit certaines simplifications pour obtenir des formules plus simples. Examinons de près les valeurs négligées, ce qui nous permettra de déterminer si, dans des cas précis, il faut apporter certaines corrections.

a) Le désaccord  $\beta$

L'équation (I A 11) prouve déjà que, pour  $\beta$ , on peut, par approximation, introduire la valeur double du désaccord relatif. Dans les filtres de bande se trouvant en résonance, cette omission disparaît. Elle peut cependant être d'importance pour le calcul de la sélectivité. A cet effet, nous donnons, sous forme de tableau, un aperçu de l'erreur commise en utilisant cette approximation.

$\frac{\omega}{\omega_0}$	$2 \frac{\Delta \omega}{\omega_0}$	$\beta$
1,01	0,02	0,02
1,05	0,10	0,10
1,10	0,20	0,19
1,25	0,50	0,45
1,50	1,00	0,83
2,0	2,00	1,50

La fig. 19 est un graphique des deux fonctions du tableau. Les deux dernières lignes du tableau n'auront que rarement une valeur pratique. La quatrième ligne concerne un filtre de bande accordé sur 125 kc/s pour un désaccord de 31 kc/s, donc pour un désaccord de 3 „voies” cas, qui a encore une certaine valeur pratique. Ici on commet déjà des erreurs notables, de sorte que, pour calculer  $\beta$  avec une grande précision, il est préférable de se servir de la définition.

b) Les divers facteurs de couplage K.

Dans les considérations émises jusqu'à présent, le facteur de couplage se rencontre toujours (sauf dans le cas du couplage par résistance) en combinaison avec un facteur  $\omega/\omega_0$  ou  $\omega_0/\omega$ . Ceci suscite des difficultés pour l'utilisation des courbes de la fig. 17. Si l'on désire déterminer la sélectivité pour diverses fréquences, il faudra utiliser des courbes différentes (divers facteurs  $QK$ ). Le tableau précité donne aussi, pour un de valeur donnée, le facteur  $\omega/\omega_0$  (voir aussi la fig. 19); on peut donc contrôler d'avance si le fait de négliger ces facteurs entraîne une grand erreur. En outre, les courbes de la fig. 17 montrent directement qu'une erreur de  $QK$  provoque une erreur à peu près égale dans l'affaiblissement moyen.

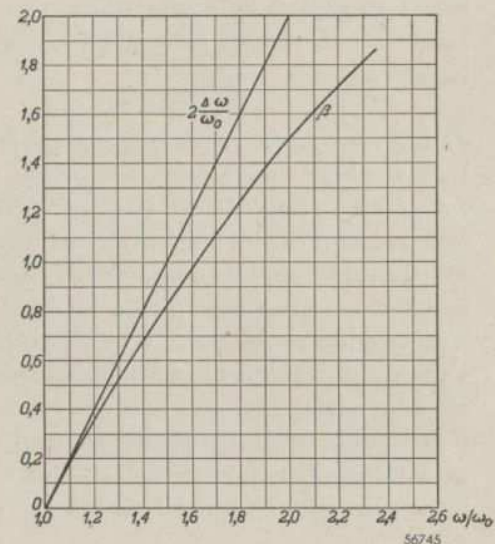


Fig. 19. Valeur double du désaccord relatif  $2 \Delta \omega / \omega$ , et valeur exacte de  $\beta$  en fonction de  $\omega / \omega_0$ .

c) Erreurs dans les courbes de la fig. 17.

Dans l'équation (I B 14), utilisée pour déterminer les courbes de la fig. 17 le facteur  $\omega/\omega_0$  fut posé égal à 1. Comme nous l'avons déjà mentionné, on peut compenser cette erreur par la suite en introduisant les valeurs de  $\omega/\omega_0$  tirées du tableau de la page 47 (voir aussi fig. 19). Il y a lieu de noter que, dans le cas d'un couplage inductif, cette erreur compense partiellement celle indiquée en b). Dans ce cas, on peut donc tirer parti des réactions opposées que provoquent ces deux simplifications. Si l'on admet que  $\omega/\omega_0 = 1,25$ , par suite de l'omission introduite, la valeur choisie de  $K$  est trop petite. On trouvera alors pour l'affaiblissement une valeur de 25 % trop grande. Cependant, l'omission du facteur  $(\omega/\omega_0)^2$  dans l'équation (I B 14) provoque un déficit de 55 %. La première erreur compense donc, environ de moitié, la seconde. Ceci ne s'applique évidemment pas au couplage capacitif, dans lequel on néglige le facteur  $\omega/\omega_0$ .

Dans ce cas, comme on néglige à deux reprises, l'erreur devient même  $(\omega_0/\omega)^3$ .

d) Influence du facteur de couplage sur le réglage du filtre de bande

Dans la plupart des calculs, nous avons admis que les deux circuits  $L_1C_1$  et  $L_2C_2$  étaient accordés sur la même fréquence  $\omega_0$ . En pratique, il devrait effectivement en être ainsi, mais une erreur de réglage se produit facilement. En effet, si le couplage d'un filtre de bande est hypercritique, l'amplification maximum ne se trouve pas à la fréquence d'accord  $\omega_0$  mais de part et d'autre de cette fréquence (voir fig. 16). Dans ce cas, on ne doit donc pas s'efforcer de régler le filtre à amplification maximum; en effet, on trouverait alors un réglage tel que l'un des sommets de la courbe de résonance se trouve sur la fréquence désirée. On peut cependant obtenir un réglage exact en amortissant temporairement l'un des deux circuits à l'aide d'une résistance pour que  $QK$  soit inférieur à 1.

§ 13. Remarques relatives à l'échelle des abscisses des diverses courbes de résonance

Pour les diverses courbes de résonance représentées fig. 17, on a porté en abscisses la grandeur sans dimensions. Ceci offre un notable avantage: les courbes conviennent pour des cas généraux et ne sont donc pas uniquement valables pour des circuits de qualité déterminée. Cependant, les abscisses ne sauraient être lues directement en kc/s. Mais, si l'on représente la qualité du circuit considéré par le rapport  $r/L$  de la résistance des pertes à la self-induction, on obtient une relation très simple entre le désaccord exprimé en kc/s et les abscisses de la courbe de résonance.

Pour de petites valeurs du désaccord,  $\beta$  est donné par:

$$\beta = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \dots \dots \dots (I A 11)$$

Comme  $Q = \frac{\omega_0 L}{r}$ ,  $\beta Q$  peut se remplacer par:

$$\beta Q = \frac{2\Delta\omega}{r/L} = \frac{2 \times 2\pi \Delta f}{r/L} = \frac{12,5 \Delta f}{r/L} \dots \dots (I B 49)$$

Dans cette formule,  $\Delta f$  est exprimé en c/s et  $r/L$  en  $\Omega/H$ . La fig. 20 donne  $\Delta f$ , exprimé en kc/s, en fonction de  $\beta Q$  pour diverses valeurs de  $r/L$ . Cette représentation graphique peut constituer une aide précieuse pour l'utilisation pratique des diverses courbes de résonance.

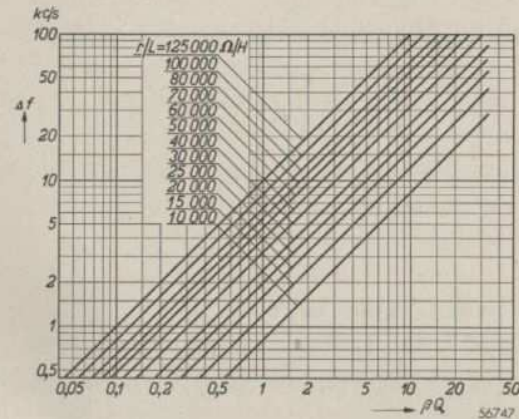


Fig. 20. Désaccord  $\Delta f$  exprimé en kc/s, en fonction de la grandeur relative  $\beta Q$ , le rapport  $r/L$  servant de paramètre.

## C. Montages utilisés pour réduire l'amortissement parallèle

### Introduction

Un simple exemple numérique montre qu'une résistance montée en parallèle avec un circuit peut parfois fortement influencer la qualité de ce dernier. C'est ainsi que, dans le cas d'un circuit M.F. avec  $Q = 150$  à  $475$  kc/s et à capacité d'accord  $C$  de  $100$  pF, d'après l'équation (I A 23), pour une résistance parallèle  $R = 250$  k $\Omega$  (par exemple un montage diode, voir chapitre V, Détection):

$$Q_{par} = \omega_0 RC = 2\pi \times 475\,000 \times 250\,000 \times 100 \times 10^{-12} = 75.$$

$$\frac{1}{Q_{total}} = \frac{1}{150} + \frac{1}{75} = 0,02; \text{ et } Q_{total} = 50.$$

Comme l'amplification et la sélectivité sont toutes deux proportionnelles à  $Q$ , il est logique d'étudier la possibilité de réduire au minimum l'influence d'une résistance parallèle.

### § I. Augmentation de C et diminution de L

D'après l'équation (I A 22),  $1/Q_{par}$  est d'autant plus petit que  $C$  est plus grand. Cependant ceci n'implique pas que  $1/Q_{sér} + 1/Q_{par}$  diminue aussi, car, pour conserver le même accord, il faut diminuer  $L$  dans le même rapport qu'on augmente  $C$ . Nous distinguerons deux cas:

- La diminution de la self-induction s'effectue en diminuant le nombre de spires tout en conservant la même section de fil.
- La diminution de la self-induction s'effectue en diminuant le nombre de spires tout en conservant le même volume de la bobine.

Ad a: *Diminution du nombre de spires tout en conservant la même section de fil*

Si le nombre de spires devient  $n$  fois plus petit, la self-induction tombe de  $n^2$  fois. De ce fait, pour conserver l'accord, il faut rendre la capacité du condensateur  $n^2$  fois plus grande. Comme le nombre de spires diminue, la résistance ohmique de la bobine devient  $n$  fois plus petite. Le facteur  $Q$  devient donc  $\frac{n^2}{n} = n$  fois plus petit. Si nous désignons le  $Q$  obtenu après

une réduction de  $n$  fois du nombre de spires par  $Q_n$ , nous obtenons:

$$\frac{1}{Q_n} = \frac{n}{Q} + \frac{1}{n^2 R \omega_0 C},$$

ou:

$$\frac{Q}{Q_n} = n + \frac{L}{n^2 RC r} \dots \dots \dots (I C 1)$$

Cette expression est minimum lorsque:

$$n = \sqrt{\frac{2L}{RCr}} \dots \dots \dots (I C 2)$$

Cette formule indique le nombre par lequel il faut diviser le nombre de spires pour obtenir le facteur  $Q$  maximum et partant, la plus grande sélectivité. Si le résultat du calcul donne pour  $n$  une valeur inférieure à 1, ceci implique que, pour obtenir la valeur optimum de  $Q_n$ , il faut augmenter le nombre de spires et réduire la capacité d'accord.

L'équation (I C 2) peut aussi s'écrire sous la forme suivante:

$$\frac{1}{n^2 C} \cdot \frac{1}{\frac{1}{n^2} L} = \frac{1}{2} R \dots \dots \dots (I C 3)$$

Le premier membre de cette équation est l'impédance du circuit, sans résistance parallèle, pour la fréquence d'accord. Nous avons donc trouvé le théorème suivant:

Lorsqu'on modifie la capacité d'accord et la self-induction d'un circuit amorti par une résistance parallèle  $R$  tout en maintenant constante la section du fil de la bobine, pour une fréquence d'accord inchangée, le facteur  $Q$  est maximum lorsque l'impédance du circuit sans résistance parallèle est égale à  $\frac{1}{2} R$ .

Pour l'impédance du circuit à la fréquence d'accord on trouve facilement:

$$Z = \frac{1}{n^3 \frac{rC}{L} + \frac{1}{R}} \dots \dots \dots (I C 4)$$

ce qui résulte d'ailleurs aussi du théorème énoncé ci-dessus. C'est de la valeur de  $R$  qu'il dépendra si l'impédance est encore admissible en ce qui

concerne l'amplification ou s'il faudra s'efforcer de trouver un compromis entre l'amplification et la sélectivité.

Ad b: Diminution du nombre de spires tout en maintenant constant le volume de la bobine.

Lorsque le nombre de spires logées dans un volume déterminé, devient  $n$  fois plus petit, la section du fil devient  $n$  fois plus grande, de sorte que la résistance par spire devient  $n$  fois plus petite. La résistance ohmique totale et la self-induction deviennent donc  $n^2$  fois plus petites, de sorte que  $Q$  reste constant. Pour faciliter l'exposé, nous avons négligé l'effet pelliculaire (effet Kelvin). Dans ce cas, on a, pour le circuit:

$$\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q} + \frac{1}{n^2 R \omega_0 C} \dots \dots \dots \text{(I C 5)}$$

ou:

$$\frac{Q}{Q_n} = 1 + \frac{1}{n^2} \frac{L}{RCr} \dots \dots \dots \text{(I C 6)}$$

Si  $n$  augmente,  $Q_n$  augmente; pour obtenir la sélectivité optimum, il faut donc réduire au minimum la self-induction. Comme étalon pour l'amplification, nous calculerons à nouveau l'impédance d'accord  $Z$ :

$$Z = \frac{1}{n^2 \frac{rC}{L} + \frac{1}{R}} \dots \dots \dots \text{(I C 7)}$$

Aussi, dans ce cas,  $Z$  diminue à  $n$  croissant, bien que cette diminution ne soit pas aussi rapide que dans le cas a. L'amélioration de la sélectivité s'obtient donc, ici aussi, au détriment de l'amplification.

§ 2. Utilisation d'une prise sur la bobine amortie

Une autre méthode fréquemment utilisée pour réduire l'influence amortissante d'une résistance parallèle sur un circuit consiste à utiliser des dérivations (voir fig. 21). Si le nombre de spires que shunte la résistance

$R$  est égal à  $\frac{1}{n}$  du nombre total de spires,

on peut remplacer la résistance par une résistance  $n^2 R$  shuntant tout le circuit, car

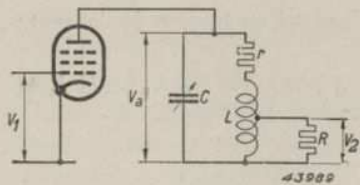


Fig. 21. Schéma de principe d'un tube amplificateur à un seul circuit d'accord dans le circuit anodique duquel, l'amortissement en parallèle est connecté à une prise de la bobine.

la bobine fait office d'auto-transformateur. Le quotient  $1/Q_n$  de l'ensemble du circuit est alors:

$$\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q} + \frac{1}{n^2 R \omega_0 C} \dots \dots \dots \text{(I C 8)}$$

Cette formule est identique à (I C 5). Ici aussi, une plus grande valeur de  $n$  permet d'augmenter  $Q$  et partant, d'améliorer la sélectivité. Le choix d'un  $n$  plus grand implique, dans ce cas, que la résistance amortissante agit sur une petite partie de la bobine. (Pas plus que dans le cas traité dans le paragraphe précédent, on peut affirmer que l'augmentation de  $Q$  entraîne une augmentation de l'amplification.)

Dans la fig. 21, on avait admis que  $R$  constitue une partie de l'élément auquel s'applique la tension du circuit (détecteur diode, résistance de fuite de grille du tube suivant).

Par suite de l'augmentation de  $Q$ , le rapport  $\left| \frac{V_a}{V_1} \right|$  augmente évidemment, mais on n'utilise que la  $n^{\text{e}}$  partie de cette tension accrue, car la tension alternative appliquée à la prise est  $n$  fois plus petite que celle appliquée au sommet de la bobine.

L'amplification totale devient donc:

$$\begin{aligned} \left| \frac{V_2}{V_1} \right| &= \frac{1}{n} \left| \frac{V_a}{V_1} \right| = \frac{1}{n} S Z = \frac{1}{n} S \frac{L_n}{r_n C} = \frac{1}{n} S \frac{Q_n}{\omega_0 C} \\ &= S \frac{1}{n \left( \frac{r}{L} + \frac{1}{n^2 RC} \right) C} = S \frac{1}{n \frac{rC}{L} + \frac{1}{nR}} \dots \dots \dots \text{(I C 9)} \end{aligned}$$

Ici, l'amplification n'est donc pas déterminée par l'impédance  $Z$ , mais par  $\frac{1}{n} \times Z$ . Il en est de même pour le cas

représenté fig. 22 dans lequel la résistance qui exerce un effet amortisseur sur le circuit, appartient au tube précédent (par exemple la résistance interne du tube).

(Voir aussi D § 10). Ici l'impédance insérée dans le circuit anodique n'est pas l'impédance  $Z$  du circuit, mais, par suite du

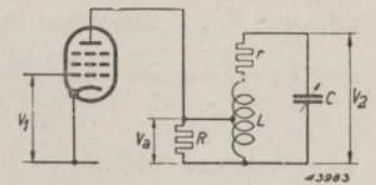


Fig. 22. Schéma de principe d'un tube amplificateur dans lequel l'anode est raccordée à une prise de la bobine du circuit d'accord, pour réduire l'influence amortissante de la résistance interne de ce tube.

transformateur,  $\frac{1}{n^2} Z$ . Comme la tension aux bornes de la bobine totale est plus élevée (transformateur élévateur) elle est  $n$  fois plus grande que la tension alternative appliquée à l'anode du tube, et, dans ce cas, l'amplification totale devient donc:

$$\left| \frac{V_2}{V_1} \right| = n \left| \frac{V_a}{V_1} \right| = nS \frac{1}{n^2} Z = S \frac{1}{n} Z = S \frac{1}{n \frac{rC}{L} + \frac{1}{nR}}$$

c'est-à-dire qu'elle est égale à l'amplification donnée par l'équation (I C 9). (I C 9) est maximum pour:

$$-n = \sqrt{\frac{L}{RCr}} \dots \dots \dots \text{(I C 10)}$$

On en déduit la fraction du nombre total de spires à utiliser pour obtenir l'amplification maximum. Si l'équation (I C 10) fournit pour  $n$  un résultat inférieur à 1, ceci implique qu'au lieu de n'utiliser qu'une partie de la bobine, il faut au contraire y ajouter un certain nombre de spires. L'élément amortissant se connecte alors aux bornes de la bobine prolongée. En pratique, on ne le fera généralement pas.

L'équation (I C 10) peut aussi s'écrire sous une autre forme, à savoir:

$$\frac{L}{rC} = n^2 R,$$

ce qui peut s'énoncer de la manière suivante:

*Si, pour diminuer l'amortissement, on connecte l'impédance parallèle d'un circuit à une prise de la bobine, l'amplification est maximum lorsque l'impédance du circuit (sans la partie amortissante) est égale à la résistance amortissante imaginaire majorée (transformateur élévateur) aux bornes du circuit total.*

La conclusion, en ce qui concerne l'utilisation d'une prise sur une bobine, est donc que la dérivation fournit toujours une meilleure sélectivité et parfois aussi une plus grande amplification, à savoir lorsque  $\frac{L}{rC}$  est plus grand que  $R$ .

**§ 3. Couplage inductif**

Au lieu d'utiliser une prise sur une bobine, on peut aussi coupler l'élément amortissant par voie inductive, à l'aide d'une autre bobine, à la bobine d'accord (voir fig. 23a et b). Si le couplage entre les deux bobines est suffi-

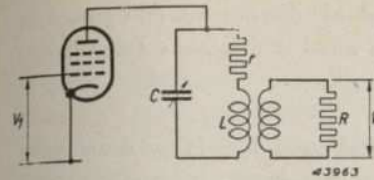


Fig. 23a. Schéma de principe d'un tube amplificateur comportant un circuit d'accord dans le circuit anodique; l'amortissement en parallèle est complé par voie inductive au circuit d'accord (dérivation inductive).

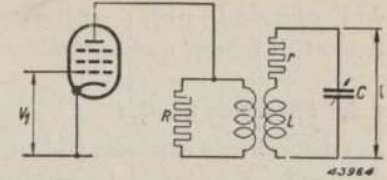


Fig. 23b. Schéma de principe d'un tube amplificateur à couplage inductif au circuit d'accord, pour réduire l'influence amortissante de la résistance interne de ce tube.

samment serré, ce qui s'obtient entre autres en enroulant simultanément les deux bobines (enroulement bifilaire) l'ensemble se comporte, par rapport aux tensions alternatives, comme si la bobine était connectée à la  $n^e$  partie du nombre total de spires,  $n$  étant le rapport des nombres de spires des deux bobines. Les formules et figures du paragraphe précédent sont donc applicables pour cette méthode. On peut avantageusement utiliser une telle bobine bifilaire pour établir une séparation pour la tension continue entre le circuit et la partie précédente ou la partie suivante. C'est ainsi que, dans la fig. 23b, le circuit reste isolé de la tension anodique du tube précédent.

**§ 4. Dérivation capacitive**

Lorsqu'on shunte le circuit d'accord par le montage en série de deux condensateurs  $C_1$  et  $C_2$ , et que l'on shunte l'un de ces condensateurs par l'élément amortissant (voir fig. 24), on peut prouver que l'effet amortissant de la résistance  $R$  sur le circuit est égal à celui obtenu dans le cas où la résistance est connectée à une prise sur la  $n^e$  partie, telle que:

$$n = \frac{C_1 + C_2}{C_1} \dots \dots \dots \text{(I C 11)}$$

Pour qu'il en soit ainsi, la capacité de  $C_2$  doit être petite par rapport à  $R$ . Dans ce cas aussi, les équations utilisées dans la paragraphe 2 de la partie C sont applicables, pour autant que l'on utilise toujours pour  $n$  la valeur donnée par l'équation (I C 11). De cette manière, on obtient souvent une diminution de l'amortissement lorsqu'on n'utilise qu'un seul condensateur  $C_1$ . Le condensateur  $C_2$  est alors constitué par la capacité du câblage, la capacité d'entrée du tube suivant, etc. Comme, en général, les capacités sont assez faibles (par exemple

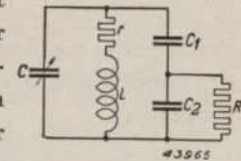


Fig. 24. Principe du couplage inductif d'une résistance d'amortissement  $R$  à un circuit d'accord.

de l'ordre de 10 pF), pour provoquer une notable diminution de l'amortissement, il faudra que le condensateur  $C_1$  ait aussi une faible capacité.

§ 5. Filtres de bandes

Les dispositions exposées ci-dessus conviennent aussi dans le cas d'un filtre de bande. En général, les résultats sont les mêmes. Nous attirerons l'attention sur quelques différences éventuelles.

a. Augmentation de  $C$  et réduction de  $L$

Si le couplage du filtre de bande est critique, la sélectivité est déterminée par :

$$Q = \sqrt{Q_1 Q_2}$$

expression dans laquelle l'indice 1 concerne le premier circuit et l'indice 2, le second. Si l'un des circuits est amorti par une résistance  $R$ , sa qualité est la même que celle d'un circuit simple, mais l'effet sur le filtre de bande entier est plus faible. De même, pour calculer l'amplification, il faut utiliser  $\sqrt{Z}$  au lieu de  $Z$ , car l'amplification d'un filtre de bande à couplage critique est proportionnelle à  $\sqrt{Z_1 Z_2}$ . Il en résulte immédiatement que, dans un filtre de bande, la sélectivité est maximum lorsque la self-induction est minimum et que la capacité est maximum; par contre, l'amplification maximum nécessite précisément l'inverse. Dans le cas envisagé, l'influence d'une variation de la self-induction et de la capacité sur la sélectivité et sur l'amplification est moindre que dans un circuit simple. Ceci était à prévoir, car aucune influence n'est exercée sur l'autre circuit.

Il y a lieu de noter aussi que, dans le cas d'un filtre de bande à couplage inductif, une diminution de la self-induction de l'un des deux circuits, sans altérer les dimensions, ne provoque pas une variation du facteur de couplage. Dans le cas d'un couplage de courant capacitif, une diminution de la self-induction et partant un plus grand condensateur d'accord entraîne un couplage plus serré. Il faut donc augmenter la capacité de couplage. Par contre, dans le cas d'un couplage de tension capacitif, une diminution de la self-induction entraîne un couplage plus lâche. Dans ce cas aussi, pour maintenir le couplage constant, une diminution de la self-induction de l'une des bobines nécessite une augmentation de la capacité du condensateur de couplage.

b. Utilisation d'une prise sur la bobine amortie

Pour un filtre de bande, comme pour un circuit simple, une dérivation d'un

circuit amorti provoque une augmentation de la sélectivité, car le facteur  $Q$  de la bobine dérivée augmente, avec cette différence cependant que  $\sqrt{Q}$  figure dans l'équation qui donne la sélectivité. Pour l'amplification, d'autres considérations interviennent. Dans les cas d'un circuit simple, il est possible d'améliorer simultanément la sélectivité et l'amplification (voir D § 2), pour autant que soit satisfaite la condition  $\frac{L}{rC} > R$ . Ceci n'est pas

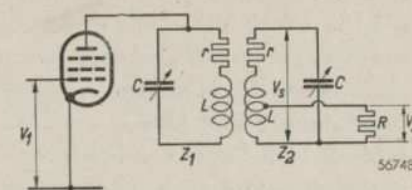


Fig. 25. Représentation schématique de la connexion d'un amortissement au circuit secondaire d'un filtre de bande à couplage inductif dans le circuit anodique d'un tube amplificateur.

possible pour un filtre de bande. D'après la fig. 25, dans le cas du couplage critique, l'amplification est égale à :

$$\left| \frac{V_2}{V_1} \right| = \frac{1}{n} \left| \frac{V_s}{V_1} \right| = \frac{1}{n} \frac{1}{2} S \sqrt{Z_1 Z_2} \dots \dots \dots (I C 12)$$

Cette équation est aussi applicable lorsque non pas le second circuit, mais le premier est dérivé. L'amplification est donc déterminée par  $\frac{1}{n} \sqrt{Z}$ . Or,

$$\frac{1}{n} \sqrt{Z} = \sqrt{\frac{1}{n^2} \frac{1}{\left( \frac{rC}{L} + \frac{1}{n^2 R} \right)}} = \frac{1}{\sqrt{n^2 \frac{rC}{L} + \frac{1}{R}}} \dots \dots \dots (I C 13)$$

Il en résulte qu'une augmentation de  $n$  provoque une diminution progressive de l'amplification, de sorte que, dans un filtre de bande, l'amélioration de la sélectivité s'obtient au détriment de l'amplification.

§ 6. Remarques finales

Aux paragraphes 2 et 3, une très petite valeur du rapport  $n$  implique qu'au lieu de n'utiliser qu'une partie des spires de la bobine accordée, il faudrait au contraire augmenter le nombre de spires. Cependant, comme ceci entraînerait une augmentation de la capacité propre de la bobine, il existe, pour le rapport  $n$ , une limite inférieure comme ce fut le cas au paragraphe 1. Donc, aussi dans ce cas, pour une très petite valeur de  $n$ , les résultats obtenus n'ont pas de signification pratique.

Dans le cas d'une dérivation capacitive, cas qui a été traité au § 4, il n'est même pas possible de réaliser un rapport  $n$  inférieur à 1. Dans le cas d'un filtre de bande, il est impossible de conserver le couplage critique pour une valeur de  $n$  arbitrairement petite. Aussi, dans ce cas, la diminution de  $n$  fournira un point auquel, pour obtenir le couplage critique,  $K$  doit être égal



à 1. Si  $n$  était plus petit encore, il faudrait recourir à un couplage hypocritique. Cependant, comme dans ce cas,  $Q$  serait égal à 1, donc très petit, cette limitation n'a aucune signification pratique.

Pour donner une idée exacte, les divers résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous. Celui-ci mentionne la qualité de circuit  $Q_n$  et l'impédance importante pour l'amplification en fonction du rapport de dérivation, de sorte que, pour chaque cas, ce tableau permet de voir rapidement s'il existe une valeur favorable pour la sélectivité et l'amplification.

TABLEAU

Exécution		Montage	Sélectivité	Amplification
Circuit simple	Augmentation de $C$ , et diminution de $L$ , $Q_n$ diminuant proportionnellement à $n$			
	Augmentation de $C$ et diminution de $L$ , $Q$ restant inchangé			
Filtre de bande	Augmentation de $C$ et diminution de $L$ , $Q_n$ diminuant proportionnellement à $n$			
	Augmentation de $C$ et diminution de $L$ , $Q$ restant inchangé			
Circuit simple	Prise sur la bobine			
	Couplage inductif			
	Couplage capacitif			
Filtre de bande	Prise sur la bobine			
	Couplage inductif			
	Couplage capacitif			

56785

### D. Amplification haute fréquence

#### Introduction

Par amplification H.F., on entend ici l'amplification de la tension du signal d'antenne avant que ce dernier soit appliqué au tube changeur de fréquence ou au détecteur. Il y a lieu de noter qu'en fait l'amplification H.F. peut parfaitement s'appliquer à des fréquences moins élevées que l'amplification M.F. C'est le cas par exemple pour l'amplification d'un signal de la gamme d'ondes longues lorsqu'on utilise une moyenne fréquence de 475 kc/s par exemple. Une différence essentielle entre ces deux amplifications réside cependant dans le fait que l'étage amplificateur H.F. couvre une assez large gamme de fréquences, tandis que la partie M.F. ne couvre qu'une seule bande de fréquences. Pour la sélectivité du récepteur et pour augmenter la tension de signal, l'étage d'antenne a la même importance que le circuit H.F. dans le circuit anodique d'un tube H.F. C'est pourquoi, comme le mentionne l'introduction de cet ouvrage, ce chapitre traite aussi le circuit d'entrée et le couplage de ce dernier à l'antenne.

En premier lieu, mentionnons que le circuit d'antenne et son couplage peuvent toujours être remplacés par un montage dans lequel on amène au circuit de substitution un courant déterminé. La tension, fournie par le circuit ou par le filtre de bande, dépend de la même manière de la fréquence que l'impédance. L'affaiblissement du signal en dehors de l'accord est donc égal au facteur  $a$  calculé dans les sous chapitres A et B, et pour le calcul de ce facteur, il faut aussi tenir compte de l'amortissement additionnel et de la capacité de l'antenne. Nous considérerons que cette question est suffisamment connue.

L'augmentation de la tension induite dans l'antenne jusqu'à la tension appliquée à la grille du premier tube est souvent appelée „surtension” ou „accroissement d'oscillation” du signal. Ce processus s'explique facilement à l'aide de la fig. 26 dans laquelle  $V_1$  représente la tension induite dans le circuit d'accord. Si la résistance  $r$  de la bobine est petite par rapport à la réactance

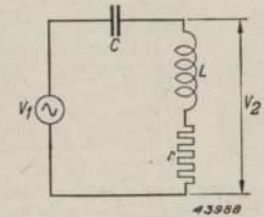


Fig. 26. Circuit d'accord dans lequel est induite une tension  $V_1$  et à tension  $V_2$  aux bornes de la bobine d'accord.

$\omega L$ , à la fréquence de résonance, le rapport des tensions  $V_2$  et  $V_1$  est donné par :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{j\omega_0 L}{r} = j Q \dots \dots \dots (I D 1)$$

Comme, à la résonance,  $j\omega_0 L + \frac{1}{j\omega_0 C} = 0$ ,  $I = \frac{V_1}{r}$ . Donc  $V_2 = \frac{V_1}{r}(r + j\omega_0 L)$ ,

et comme  $r \ll j\omega_0 L$ ,  $V_2 = \frac{V_1}{r} \times j\omega_0 L$  ou  $\frac{V_2}{V_1} = \frac{j\omega_0 L}{r}$ .

$V_2$  peut donc être plusieurs fois plus grand que  $V_1$ . Il est vrai que le montage du circuit d'antenne n'est jamais aussi simple que celui représenté fig. 26; comme, pour la fréquence reçue, une partie du montage agit comme self-induction et une autre partie comme capacité, les circonstances sont pratiquement égales à celles de cette figure. Nous étudierons cette question plus en détail. Tout comme dans le cas d'un circuit simple, on peut, pour un filtre de bande, parler d'accroissement d'oscillation. Aussi considérons-nous nos considérations ultérieures en deux parties; nous examinerons d'abord les circuits simples et ensuite les filtres de bande.

§ 1. Couplage de l'antenne à un circuit

Le schéma équivalent le plus simple de l'antenne est une source de tension, dont la tension aux bornes est  $V_{ant}$  (c'est à dire la tension que le signal à recevoir induit dans l'antenne) et dont l'impédance intérieure est constituée par la capacité propre  $C_a$  de l'antenne (voir fig. 27a).

Cette antenne doit être couplée au circuit représenté fig. 27b d'une

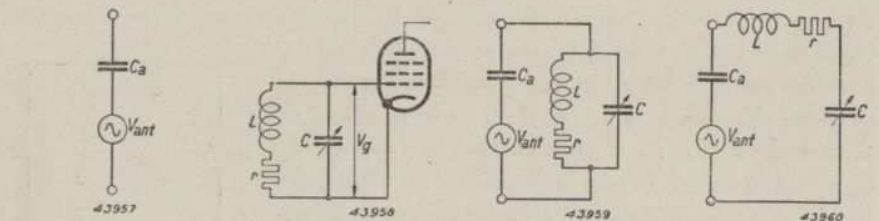


Fig. 27a. Schéma équivalent de l'antenne. Fig. 27b. Circuit d'accord raccordé à la grille d'un tube amplificateur. Fig. 27c. Schéma équivalent d'une antenne couplée au circuit d'accord (montage en parallèle avec le circuit d'accord). Fig. 27d. Schéma équivalent d'une antenne couplée au circuit d'accord (montage en série avec la bobine d'accord et le condensateur).

manière telle que la capacité d'antenne affecte aussi peu que possible l'accord de ce circuit. (Sinon l'étalonnage de l'échelle en longueurs d'onde dépendrait de l'antenne utilisée et de plus, dans les récepteurs à plusieurs

circuits, les variations simultanées de ces circuits seraient affectées). En principe, l'antenne représentée fig. 27a peut être raccordée de deux manières au circuit d'accord représenté fig. 27b. En premier lieu, on peut la connecter entre le sommet et la base du circuit, montage qui est représenté fig. 27c, ou bien, on peut monter l'antenne en série avec la bobine d'accord et le condensateur variable  $C$ , (voir fig. 27d).

Si l'on tient compte de la condition que l'antenne doit influencer aussi peu que possible l'accord, il va de soi que le schéma de la fig. 27c n'a de valeur pratique que dans le cas où la capacité de l'antenne est très petite par rapport à  $C$ . Comme la capacité des antennes normalement utilisées est de 200 pF, il est nécessaire de monter en série avec l'antenne une impédance. Il

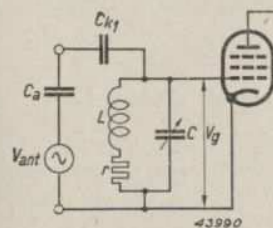


Fig. 28a. Couplage d'antenne au sommet du circuit d'accord à l'aide d'une capacité  $C_{k1}$  (couplage capacitif au sommet).

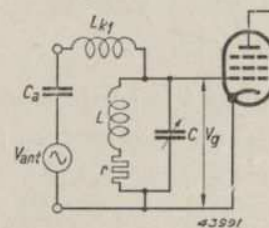


Fig. 28b. Couplage d'antenne au sommet du circuit d'accord à l'aide d'une self-induction  $L_{k1}$  (couplage inductif au sommet).

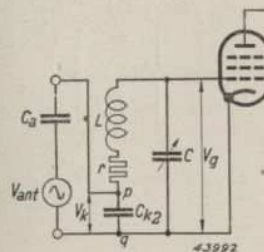


Fig. 28c. Couplage d'antenne à l'extrémité inférieure du circuit d'accord à l'aide d'une capacité  $C_{k2}$  (couplage capacitif à la base).

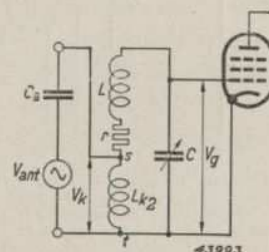


Fig. 28d. Couplage d'antenne à l'extrémité inférieure du circuit d'accord à l'aide d'une bobine de self-induction  $L_{k2}$  (couplage inductif à la base).

suffit de choisir cette impédance suffisamment grande pour réduire au minimum l'influence de  $C_a$  sur l'accord du circuit. A cet effet, on peut utiliser une très faible capacité  $C_{k1}$  ou une grande self-induction  $L_{k1}$ . On en arrive ainsi aux montages pratiques schématisés aux fig. 28a et 28b.

Dans le montage représenté fig. 27d, pour que  $C_a$  influence aussi peu que possible l'accord du circuit, il faudrait que cette capacité soit grande par

rapport à  $C$ . Comme la capacité d'une antenne normale est trop petite pour assurer ce résultat, il est nécessaire de shunter l'antenne par une petite impédance qui peut être constituée par une capacité  $Ck_2$ , grande par rapport à  $C$  ou par une self-induction  $Lk_2$  petite par rapport à  $L$  (voir fig. 28c et d). La fig. 28 donne donc quatre montages d'antenne. Nous appellerons couplage d'antenne à la partie supérieure du circuit ou tout simplement „couplage au sommet”, les montages a et b, dans lesquels l'antenne est reliée, par l'intermédiaire d'un condensateur ou d'une bobine de self, au sommet du circuit. Dans les montages c et d, par suite de la petite valeur des impédance  $Ck_2$  et  $Lk_2$ , l'antenne est pratiquement reliée à la partie inférieure du circuit. Aussi désignerons-nous cette méthode de couplage par „couplage d'antenne à la partie inférieure du circuit” ou tout simplement „couplage à la base”. Calculons maintenant l'accroissement d'oscillation pour les montages de la fig. 28.

§ 2. Couplage à la partie supérieure du circuit d'accord

a. Couplage au sommet capacitif (voir fig. 28a)

Si on remplace le montage en série de  $C_a$  et de  $C_{k1}$  par un seul condensateur  $C_{k1}'$ , on obtient le schéma représenté fig. 29a. Pour ce montage, l'accroissement de l'oscillation se calcule facilement en utilisant le théorème généra-

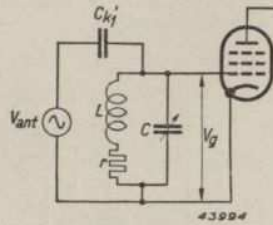


Fig. 29a. Couplage d'antenne au sommet du circuit d'accord à l'aide d'une capacité. Les capacités  $C_a$  (capacité d'antenne) et  $C_{k1}$  (condensateur de couplage) sont remplacées par une seule capacité  $C_{k1}'$ .

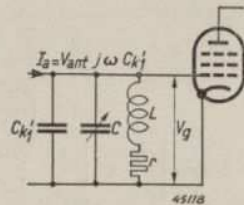


Fig. 29b. Schéma équivalent de la fig. 29a.

lement utilisable: une source de tension, à tension aux bornes  $V$  et d'impédance interne  $Z$  peut être remplacée par une source de courant qui débite un courant d'intensité constante  $I = \frac{V}{Z}$  (intensité du courant de court-circuit) dans une impédance  $Z$  qui shunte la source de courant. Donc, si nous considérons l'antenne comme une source de tension à tension aux bornes  $V_{ant}$  et d'impédance  $\frac{1}{j\omega C'_{k2}}$ , on peut substituer à la fig. 29a la

fig. 29b. Si le circuit, que comporte ce schéma équivalent, est accordé sur la fréquence à recevoir, l'impédance est:

$$Z_0 = \frac{L}{r(C + C'_{k1})} \dots \dots \dots (ID 2)$$

La tension alternative de grille sera donc:

$$V_g = I_a \frac{L}{r(C + C'_{k1})} = V_{ant} j\omega C'_{k1} \frac{L}{r(C + C'_{k1})} \dots \dots \dots (ID 3)$$

Comme seule la grandeur de la tension  $V_g$  nous intéresse et non le déphasage, nous désignerons, par accroissement d'oscillation, le rapport des modules de  $V_g$  et de  $V_{ant}$ , donc:

$$A = \left| \frac{V_g}{V_{ant}} \right| = \frac{C'_{k1}}{C + C'_{k1}} \frac{\omega L}{r} = \frac{C'_{k1}}{C + C'_{k1}} Q \dots \dots (ID 4)$$

Cette équation prouve que l'accroissement d'oscillation est proportionnel au facteur  $Q$  du circuit, c'est-à-dire que l'accroissement d'oscillation augmente avec la qualité du circuit. L'équation (I D 4) prouve aussi que l'accroissement d'oscillation dépend de la capacité du condensateur variable  $C$ . Dans une gamme de longueurs d'onde déterminée, le facteur  $Q$  peut être considéré, par approximation, comme constant. Comme une plus grande valeur de  $C$  correspond à une plus grande longueur d'onde, l'accroissement d'oscillation sera plus faible dans la partie supérieure de la gamme que dans la partie inférieure. La sensibilité du récepteur varie donc avec la longueur d'onde, ce qui est souvent inadmissible, de sorte qu'il faut avoir recours à des dispositions de compensation spéciales. Si nous supposons que le facteur  $Q$  du circuit d'accord est égal à 100, que la capacité du condensateur de couplage d'antenne  $C_{k1} = 20$  pF ( $C_{k1} \ll C_a$ , donc  $C_{k1}' \cong C_{k1}$ ) et que la capacité du condensateur  $C$  varie de 30 à 500 pF, nous trouvons, à la limite inférieure de la gamme de longueurs d'onde, un accroissement d'oscillation:

$$A = \frac{20}{30 + 20} 100 = 40$$

tandis qu'à la limite supérieure de la gamme de longueurs d'onde,

$$A = \frac{20}{500 + 20} 100 = 3,8.$$

En général, cette différence doit être considérée comme un inconvénient inhérent au montage représenté fig. 28.

b. *Couplage par une self-induction (couplage au sommet inductif) (voir fig. 28b).*

Le moyen le plus simple de calculer l'accroissement d'oscillation ou sur la surtension obtainable avec ce montage, consiste à recourir à un schéma équivalent. Tout d'abord, remplaçons l'impédance :

$$j\omega L_{k1} + \frac{1}{j\omega C_a}$$

par 
$$j\omega L'_{k1} = j\omega L_{k1} \left(1 - \frac{\omega_k^2}{\omega^2}\right) \dots \dots \dots (I D 5)$$

expression dans laquelle

$$\omega_k^2 = \frac{1}{L_{k1} C_a} \dots \dots \dots (I D 6)$$

L'utilisation de  $L'_{k1}$  permet donc d'introduire dans les calculs la capacité d'antenne au lieu de  $L_{k1}$  (fig. 30a).

En substituant de nouveau à l'antenne une source de courant, on obtient le schéma représenté fig. 30b.

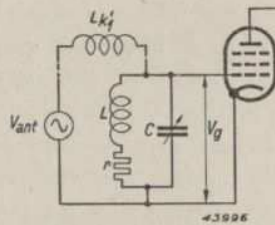


Fig. 30a. Couplage d'antenne au sommet du circuit d'accord à l'aide d'une self-induction. La capacité  $C_a$  et la self-induction  $L_{k1}$  qui se trouvent en série, sont remplacées par la self-induction  $L_{k1}'$ .

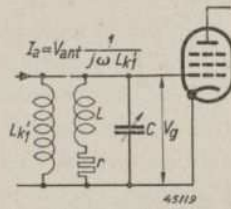


Fig. 30b. Schéma équivalent de la fig. 30a.

Comme l'antenne ne doit provoquer qu'un léger désaccord du circuit, en pratique,  $L_{k1}'$  doit être grand par rapport à  $L$ . L'impédance du circuit de la fig. 30b est donc approximativement égale à  $\frac{L}{rC}$  et la tension alternative de grille est :

$$V_g = \frac{V_{ant} L}{j\omega L_{k1}' rC} \dots \dots \dots (I D 7)$$

L'accroissement d'oscillation est donné par :

$$A = \left| \frac{V_g}{V_{ant}} \right| = \frac{1}{\omega L_{k1}'} \frac{L}{rC} = \frac{L}{L_{k1}'} \frac{1}{\omega C r} \dots \dots \dots (I D 8)$$

ou, comme pour la fréquence d'accord,  $\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}$  :

$$A = \frac{L}{L_{k1}'} \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{L}{L_{k1}'} Q \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_k^2} \dots \dots \dots (I D 9)$$

En pratique, par suite de la grande valeur de  $L_k$ ,  $\omega_k$  est toujours plusieurs fois plus petit que  $\omega_0$ , de sorte que, par approximation, on peut écrire (I D 9) sous la forme :

$$A = \frac{L}{L_{k1}'} Q \dots \dots \dots (I D 10)$$

Si  $Q$  est considéré comme constant, l'accroissement d'oscillation est donc indépendant de la fréquence d'accord. Ce n'est que dans la partie supérieure de la gamme de longueurs d'onde que, suivant l'équation (I D 9), l'accroissement d'oscillation augmentera plus ou moins, car dans cette zone, la différence entre  $\omega_0$  et  $\omega_k$  diminue. Si  $\omega_0 = \omega_k$ , l'accroissement d'oscillation n'est pas infiniment grand, comme le porterait à croire l'équation (I D 9), car un calcul exact prouve que, dans ce cas, par suite de la résistance de  $L_{k1}$  et d'autres grandeurs que nous n'avons pas mentionnées, l'accroissement d'oscillation conserve une grandeur finie. Un choix judicieux de  $\omega_k$  permet donc d'influencer les variations de l'accroissement d'oscillation et de satisfaire ainsi à des conditions déterminées imposées à l'appareil en ce qui concerne les variations de la sensibilité. Pour obtenir un  $\omega_k$  de valeur déterminée, on peut éventuellement monter un condensateur en série ou en parallèle avec  $L_{k1}$ . De ce fait,  $\omega_k$  devient aussi plus indépendant de  $C_a$ , de sorte que la sensibilité sera moins influencée par la grandeur de l'antenne.

§ 3. Couplage à la partie inférieure du circuit d'accord

a. *Couplage capacitif à la base (voir fig. 28c)*

Nous considérerons uniquement le cas le plus important pour la pratique, c'est-à-dire celui dans lequel  $C_{k2}$  est tellement grand par rapport à  $C$  et  $C_a$  ; que l'impédance comprise entre les points  $p$  et  $q$  soit approximativement

égale à  $\frac{1}{j\omega C_{k2}}$ . La tension entre ces deux points est alors :

$$V_k = V_{ant} \frac{C_a}{C_{k2} + C_a} \dots \dots \dots (I D 11)$$

Pour les fréquences d'accord du circuit, on trouve que le rapport de  $V_g$  à  $V_k$  devient égal à  $jQ$  (voir fig. 26).

La tension alternative de grille est donc :

$$V_g = j V_{ant} \frac{C_a}{C_a + C_{k2}} Q \dots \dots \dots \text{(I D 12)}$$

et l'accroissement d'oscillation est :

$$A = \left| \frac{V_g}{V_{ant}} \right| = \frac{C_a}{C_a + C_{k2}} Q \dots \dots \dots \text{(I D 13)}$$

Dans ce montage, l'accroissement d'oscillation est donc, en première approximation, indépendant de la longueur d'onde. C'est ainsi que si  $C_a = 200$  pF,  $C_{k2} = 5000$  pF et  $Q = 100$ , on obtient, pour toute la gamme de longueurs d'onde :

$$A = \frac{200}{200 + 5000} \times 100 = 3,8.$$

A ce point de vue, le montage de la fig. 28c est plus avantageux que celui de la fig. 28a.

Le montage de la fig. 28c présente cependant un inconvénient. Pour obtenir une bonne variation simultanée des circuits, il faut insérer dans les autres circuits un condensateur ayant la même capacité que  $C_{k2}$ . Par contre, dans le montage de la fig. 28, l'influence qu'exerce  $C_{k1}$  sur les autres circuits, peut se compenser à l'aide des condensateurs trimmers que comporte déjà le montage.

b. *Couplage par l'intermédiaire d'une self-induction (couplage inductif à la base) (voir fig. 28d)*

Ici aussi, nous considérerons uniquement le cas dans lequel  $L_{k2}$  est petit par rapport à  $L$ , de sorte que l'impédance comprise entre les points  $s$  et  $t$  est approximativement égale à  $j\omega L_{k2}$ . La tension entre ces points est alors :

$$V_k = V_{ant} \frac{j\omega L_{k2}}{j\omega L_{k2} + \frac{1}{j\omega C_a}} = V_{ant} \frac{1}{1 - \frac{\omega_k^2}{\omega^2}} = - V_{ant} \frac{\omega^2}{\omega_k^2 - \omega^2} \dots \dots \dots \text{(I D 14)}$$

expression dans laquelle

$$\omega_k^2 = \frac{1}{L_{k2} C_a}$$

Comme, dans ce cas aussi, à la fréquence d'accord du circuit ( $\omega = \omega_0$ ),  $V_g/V_k = jQ$ , la tension alternative de grille est :

$$V_g = -j V_{ant} \frac{\omega_0^2}{\omega_k^2 - \omega_0^2} Q \dots \dots \dots \text{(I D 15)}$$

et l'accroissement d'oscillation est donné par :

$$A = \left| \frac{V_g}{V_{ant}} \right| = \frac{\omega_0^2}{\omega_k^2 - \omega_0^2} Q \dots \dots \dots \text{(I D 16)}$$

En pratique, par suite de la faible valeur de  $L_{k2}$ ,  $\omega k$  est toujours grand par rapport à  $\omega_0$ , de sorte que l'équation (I D 16) peut s'écrire sous la forme :

$$A = \frac{\omega_0^2}{\omega_k^2} Q = \frac{1}{\omega_k^2 L C} Q \dots \dots \dots \text{(I D 17)}$$

Dans ce cas, tout comme dans le montage représenté fig. 28a, l'accroissement d'oscillation est donc variable avec la capacité du condensateur variable. L'accroissement d'oscillation sera donc plus petit à la partie supérieure de la gamme de longueurs d'onde qu'à la partie inférieure. Un choix judicieux de  $\omega k$  permet encore d'influencer l'accroissement d'oscillation, mais ceci n'a guère de valeur pratique.

Les montages d'antenne précités ne constituent pas les seuls moyens de connecter le premier circuit d'un appareil récepteur. A l'aide de capacités ou de self-inductions, on peut constituer des montages tels que la loi de variations de l'accroissement d'oscillation en fonction de la fréquence d'accord soit toute autre. On peut aussi combiner les diverses méthodes de couplages, ce qui fournit une combinaison des propriétés.

Cependant, comme nous nous proposons uniquement de donner un bref aperçu des montages, nous ne parlerons pas des schémas plus compliqués. Nous nous contenterons de mentionner un montage courant, à savoir le couplage inductif de l'antenne et du circuit d'accord.

§ 4. Couplage inductif

Dans le montage représenté fig. 31a, l'antenne est couplée par voie inductive, par l'intermédiaire de la bobine de couplage, à la bobine d'accord. La tension induite  $V_{ant}$  et la capacité d'antenne  $C_a$  figurent sur le schéma. A l'aide du théorème précédemment cité, remplaçons le montage de la fig. 31a

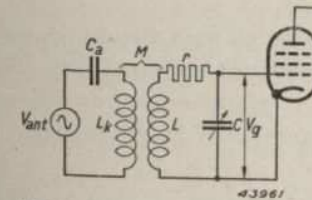


Fig. 31a. Schéma de principe du couplage d'antenne inductif.

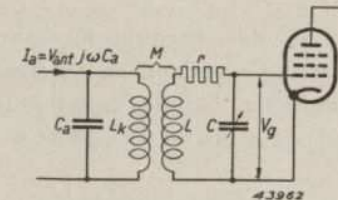


Fig. 31b. Schéma équivalent de la fig. 31a

par celui de la fig. 31b, dans lequel la tension induite est remplacée par une source qui débite un courant d'intensité :

$$I_a = V_{ant} j\omega C_a \dots \dots \dots \quad (\text{I D } 18)$$

et qui est shuntée par  $C_a$ .

On constate que le couplage d'antenne inductif constitue en fait un filtre de bande dont le second circuit est accordé sur le signal désiré et dont le premier circuit est constitué par la capacité de l'antenne  $C_a$  et par la bobine, provisoirement indéterminée,  $L_k$ .

Pour calculer ce montage, nous nous servirons donc de l'équation générale du filtre de bande (I B 10), équation qui, dans ce cas, s'écrit sous la forme :

$$V_g = -V_{ant} \omega C_a \frac{\omega_0^3}{\omega^2} \frac{Q_2 K \sqrt{L_k L}}{j\beta_1 (1 + j\beta_2 Q_2) + K^2 Q_2} \dots \quad (\text{I D } 19)$$

Dans cette équation, on a déjà substitué à  $I_a$  la valeur tirée de (I D 18). En outre, tout comme dans le cas de la fig. 31, nous avons négligé la résistance dans le premier circuit.

D'après l'équation (I D 19), la valeur absolue de la tension  $V_g$  devient :

$$V_g = V_{ant} C_a \frac{\omega_0^3}{\omega} \frac{Q_2 K \sqrt{L_k L}}{\sqrt{(K^2 - \beta_1 \beta_2)^2 Q_2^2 + \beta_1^2}} \dots \quad (\text{I D } 20)$$

Dans cette expression,  $\beta_1$  est le désaccord du circuit fixe  $C_a L_k$  par rapport à la fréquence de signal  $\omega$  et  $\beta_2$ , le désaccord du circuit d'accord.

Or, il s'agit de rendre  $V_g$  aussi grand que possible. On serait porté à croire que, pour atteindre ce résultat, il faudrait faire en sorte que  $\beta_2 = 0$ . Cependant, un examen attentif de l'équation (I D 20) prouve qu'il n'en est pas ainsi. Dans le cas d'un circuit primaire fixe, donc pour une valeur fixe de  $\beta_1$ ,  $V_g$  est maximum lorsque :

$$K^2 - \beta_1 \beta_2 = 0 \dots \dots \dots \quad (\text{I D } 21)$$

Ce n'est que dans le cas où  $K^2$  est très petit qu'on peut dire que  $\beta_2$  doit être égal à zéro. Cependant, en général, pour obtenir l'accroissement d'oscillation maximum, d'après l'équation (I D 21) il sera nécessaire de désaccorder quelque peu le circuit LC. Dans ce cas l'équation (I D 20) devient :

$$A = \left| \frac{V_g}{V_{ant}} \right| = C_a \frac{\omega_0^3}{\omega} \frac{Q_2 K \sqrt{L_k L}}{\beta_1} \dots \dots \dots \quad (\text{I D } 22)$$

Si dans l'équation (I D 22) nous substituons :

la valeur  $K \sqrt{L_k L} = \frac{\omega M}{\omega_0}$  [d'après l'équation (I B 9)]

la valeur  $\frac{1}{\beta_1} = \frac{1}{\omega/\omega_1 - \omega_1/\omega} = \frac{\omega \omega_1}{\omega^2 - \omega_1^2}$ ,

la valeur  $\omega_0^2 = \omega_1 \omega_2$  et  $\omega_1 C_a = \frac{1}{\omega_1 L_k}$ ,

l'accroissement d'oscillation peut s'écrire sous la forme :

$$A = C_a \frac{\omega_0^3}{\omega} \frac{\omega}{\omega_0} M Q_2 \frac{\omega \omega_1}{\omega^2 - \omega_1^2} = \frac{M}{L_k} Q_2 \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_1^2} \frac{\omega_2}{\omega} \dots \dots \dots \quad (\text{I D } 23)$$

Par la suite, nous prouverons que  $\omega$  et  $\omega_2$  sont approximativement égaux, ce qui était d'ailleurs à prévoir. L'accord est pratiquement déterminé par le second circuit. Nous pouvons dès lors poser égale à 1, la quatrième fraction du dernier terme de l'équation (I D 23), ce qui fournit l'équation plus simple :

$$A = \frac{M}{L_k} Q_2 \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_1^2} \dots \dots \dots \quad (\text{I D } 24)$$

Comme nous l'avons déjà mentionné,  $Q$  est pratiquement constant dans toute la gamme de longueurs d'onde; l'accroissement d'oscillation sera donc pratiquement constant pour autant que la dernière fraction du dernier membre de l'équation (I D 24) soit constante, c'est-à-dire pour autant que  $\omega_1$  soit petit par rapport à  $\omega$ . Pour le reste, les variations de l'accroissement d'oscillation en fonction de la fréquence, données par l'équation (I D 24), sont à tout point de vue identiques à celles obtenues dans le cas d'un couplage, par l'intermédiaire d'une self-induction, à la partie supérieure du circuit [voir l'équation (I D 9)]. En général, on choisit pour  $\omega_1$  une valeur beaucoup plus petite que la valeur minimum de  $\omega$  dans la gamme de longueurs d'onde considérée. Si  $\omega_1$  est plus voisin de l'extrémité de la gamme, l'accroissement d'oscillation augmente à cette extrémité.

La fréquence d'accord primaire peut être choisie plus grande que la valeur maximum de  $\omega$ . On obtient alors, pour l'accroissement d'oscillation, des variations en fonction de la fréquence telles que celles données par l'équation (I D 16).

Ce couplage est donc identique à celui représenté fig. 28d. Cependant, il ne s'emploie que très rarement. Le couplage le plus courant est celui à faible

valeur de  $\omega_1$ , obtenu à l'aide d'une valeur assez élevée de  $L_k$ . On parle alors d'un couplage d'antenne superinductif.

Pour ce couplage, il importe de connaître la manière de déterminer l'accord secondaire. En effet, la relation simple  $\omega_2 LC = 1$  n'y est plus applicable.  $L$  et  $C$  peuvent alors se calculer à l'aide de l'équation (I D 21) qui exprime la condition de résonance. On y introduit les valeurs de  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  et  $K^2$  correspondant aux définitions formulées à la page 20, ou tirées de l'équation (I B 9):

$$(\omega/\omega_1 - \omega_1/\omega) (\omega/\omega_2 - \omega_2/\omega) - \frac{\omega^2}{\omega_1 \omega_2} k^2 = 0 \quad \dots \quad (I D 25)$$

Cette expression peut s'écrire sous la forme:

$$\omega_2^2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right) + \omega_1^2 - \omega^2 (1 - k^2) = 0. \quad \dots \quad (I D 26)$$

ou:

$$\omega_2^2 = \frac{\omega^2 (1 - k^2) - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_1^2} \omega^2. \quad \dots \quad (I D 27)$$

Pour une fréquence d'accord primaire  $\omega_1$  donnée, la fréquence  $\omega_2$  requise pour la pulsation  $\omega$  donc le produit  $LC$ , se calcule facilement à l'aide de l'équation (I D 27). Ici de nouveau se rencontre le rapport  $(1 - \omega_1^2/\omega^2)$ . Le fait que nous considérons le montage comme un filtre de bande est logique, car la matière a déjà été traitée et de plus, les résultats donnés par les équations (I D 26) et (I D 27) sont largement suffisants pour la pratique. On pourrait aussi prétendre que, vu l'assez grand désaccord primaire, il serait préférable de considérer le montage représenté fig. 31b comme un circuit simple couplé par l'intermédiaire d'un transformateur. Dans ce cas, il serait plus logique d'adapter le schéma équivalent à cette manière de voir. On s'attendrait alors à une condition de résonance de la forme:

$$\omega^2 L' C' = 1 \text{ ou } \omega^2 = \frac{1}{L' C'}$$

dans laquelle  $L'$  et  $C'$  sont les valeurs corrigées de  $L$  et de  $C$ . L'équation (I D 26) peut aussi être amenée à cette forme, bien que cette transformation soit quelque peu forcée. On écrit alors:

$$\omega^2 (1 - k^2) = \omega_2^2 + \omega_1^2 (1 - \omega_2^2/\omega^2) \quad \dots \quad (I D 28)$$

En multipliant l'équation (I D 25) par  $\frac{\omega_1 \omega_2}{\omega^2}$  on obtient:

$$(1 - \omega_2^2/\omega^2) (1 - \omega_1^2/\omega^2) = k^2 \quad \dots \quad (I D 29)$$

La substitution de l'équation (I D 29) dans l'équation (I D 28) donne:

$$\omega^2 (1 - k^2) = \omega_2^2 + \omega_1^2 \frac{k^2}{1 - \omega_1^2/\omega^2} \quad \dots \quad (I D 30)$$

ou:

$$\omega^2 = \frac{1}{L (1 - k^2)} \left[ \frac{1}{C} + k^2 \frac{L}{L_k} \frac{1}{C_a (1 - \omega_1^2/\omega^2)} \right] \quad \dots \quad (I D 31)$$

Dans cette dernière équation,  $L (1 - k^2)$  est la self-induction secondaire, le primaire de la bobine étant court-circuité; on pourrait désigner cette valeur par  $L'$ . En outre, entre crochets, figure le montage en série  $C'$  de deux capacités, à savoir la capacité d'accord  $C$  et:

$$C_a \frac{1}{\frac{L}{L_k} k^2} (1 - \omega_1^2/\omega^2) = \frac{C_a}{u^2} (1 - \omega_1^2/\omega^2). \quad \dots \quad (I D 32)$$

Comme on le sait,  $\sqrt{\frac{L}{L_k} k^2}$  est le rapport de transformation  $u$  du transfor-

mateur. La correction de  $C$  consiste donc dans le fait que  $C_a$  transformé, multiplié par le facteur  $(1 - \omega_1^2/\omega^2)$  est monté en série avec  $C$ . La fig. 32 représente le schéma équivalent. Le résultat est important pour les variations simultanées du circuit d'antenne de la fig. 31 et d'un autre circuit simple.

Cet autre circuit doit alors aussi comporter, en série avec  $C$ , une capacité déterminée par les valeurs  $L'$  et  $C'$ .

D'ailleurs la fig. 32 montre qu'il n'est possible d'obtenir une variation simultanée rigoureuse dans toute la gamme de longueurs d'onde, que lorsque  $(1 - \omega_1^2/\omega_2^2)$  est suffisamment constant, c'est-à-dire lorsque  $\omega_1^2/\omega_2^2$  reste très petit.

Comme la fréquence de résonance  $\omega_2$  est maintenant fixée, on peut encore corriger par la suite l'équation (I D 24). On peut calculer le rapport manquant  $\frac{\omega_2^2}{\omega^2}$  à l'aide de l'équation (I D 30):

$$\omega_2^2/\omega^2 = 1 - k^2 - k^2 \frac{\omega_1^2}{\omega^2 - \omega_1^2} \quad \dots \quad (I D 33)$$

et introduire cette valeur dans l'équation (I D 23). La sélectivité du montage résulte de l'équation fondamentale (I D 19).

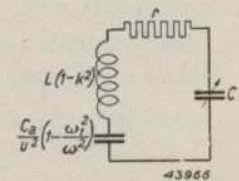


Fig. 32. Schéma équivalent du couplage d'antenne inductif représenté figure 31.

Il est clair que la courbe de résonance n'est pas celle d'un circuit simple ni celle du filtre de bande usuel. Il semble pourtant logique de chercher l'analogie avec un circuit simple. A cet effet, il faut transformer l'équation (I D 19) de

la manière suivante. Lorsqu'on remplace  $K$  par  $\frac{\omega}{\omega_0}k$ , l'équation (I D 19) devient:

$$\left. \begin{aligned} V_g &= - V_{ant} C_a \frac{\omega_0^2}{j\beta_1} \frac{Q_2 k \sqrt{L_k L}}{(1 + j\beta_2 Q_2) - j \frac{K^2 Q_2}{\beta_1}} \\ \text{ou:} \\ V_g &= j V_{ant} C_a \frac{\omega_0^2}{\beta_1} \frac{Q_2 k \sqrt{L_k L}}{1 + j\beta_2' Q_2} \end{aligned} \right\} \text{(I D 34)}$$

Comme dans ces expressions,  $\beta_1$  est en général très grand, la variation relative provoquée par un désaccord hors de la résonance sera petite; la variation de la fréquence dépend donc essentiellement de  $1 + j\beta_2' Q_2$ . Le facteur d'affaiblissement est:

$$a = \left| 1 + j\beta_2' Q_2 \right| \text{ ou } a = \sqrt{1 + (\beta_2' Q_2)^2}$$

Comparons cette expression avec celle trouvée pour un circuit simple. Effectivement, avec une certaine approximation, le montage peut être considéré comme un circuit simple si l'on tient compte de ce que:

$$\beta_2' = \beta_2 - \frac{K^2}{\beta_1} \dots \dots \dots \text{(I D 35)}$$

On peut prouver que cette correction du désaccord correspond avec l'utilisation des constantes de circuit de la fig. 32, c'est-à-dire que la sélectivité pourrait aussi se calculer à l'aide de la relation:

$$Q_2' = \frac{\omega_2 L'}{r} = \frac{\omega_2 L (1 - k^2)}{r}$$

Cette relation permet de conclure que la qualité de la bobine doit se mesurer la bobine primaire étant court-circuitée.

§ 5. Couplage de l'antenne à un filtre de bande

On peut aussi coupler à l'antenne, suivant les méthodes précitées, un filtre de bande. La fig. 33a représente le couplage d'antenne capacitif à la partie

supérieure du circuit. Si l'on remplace de nouveau la source de tension  $V_{ant}$  par une source de courant  $I_a$ , on obtient le schéma de couplage b. L'équation (I B 16) donne, pour la tension  $V_g$ :

$$\begin{aligned} V_g &= + j I_a \frac{Q K}{1 + Q^2 K^2} \sqrt{Z_1 \times Z_2} = \\ &= - V_{ant} \omega C_{k1}' \frac{Q K}{1 + Q^2 K^2} \sqrt{Z_1 \times Z_2} \dots \text{(I D 36)} \end{aligned}$$

Dans cette expression,  $Z_1$  est l'impédance du premier circuit et  $Z_2$  celle du second.

L'accroissement d'oscillation devient donc:

$$A = \left| \frac{V_g}{V_{ant}} \right| = \omega C_{k1}' \frac{Q K}{1 + Q^2 K^2} \sqrt{Z_1 \times Z_2} \dots \text{(I D 37)}$$

Si les deux circuits sont identiques (donc  $L_1 = L_2, r_1 = r_2 = r, C_1 + C_{k1} = C_2 = C$ ) et que le couplage est critique ( $KQ = 1$ ), on obtient:

$$A = \omega C_{k1}' \frac{L}{rC} = \frac{1}{2} \frac{C_{k1}}{C_1 + C_{k1}} Q \dots \dots \dots \text{(I D 38)}$$

On peut donc dire qu'un filtre de bande à couplage critique assure un accroissement d'oscillation égal à la moitié de celui que permettrait d'obtenir l'un des circuits, utilisé comme circuit simple. Ceci est vrai non seulement pour le montage représenté fig. 33 mais aussi, comme on s'en rendra facilement compte, pour les autres méthodes de couplage traitées sous B.

Si le couplage n'est pas critique, ou si les deux circuits ne sont pas identiques, l'accroissement d'oscillation doit se calculer à l'aide de l'équation (I D 37). Comme le montre la fig. 13 (page 26), l'accroissement d'oscillation est maximum lorsque le couplage est critique.

L'accroissement d'oscillation constitue une amplification de tension sans l'intervention de tubes. On s'efforcera donc de porter cet accroissement

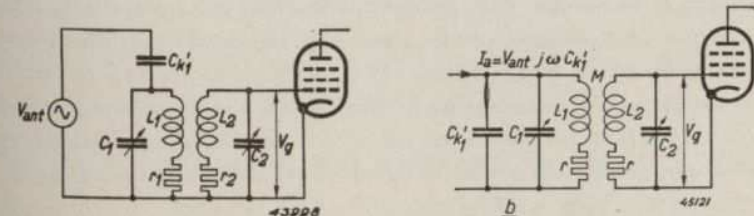


Fig. 33a. Couplage capacitif de l'antenne à un filtre de bande.

Fig. 33b. Schéma équivalent de la fig. 33a



d'oscillation au maximum, tout d'abord pour augmenter d'une manière peu coûteuse, la sensibilité de l'appareil et ensuite pour obtenir un rapport favorable du signal au souffle produit dans les tubes. L'augmentation de l'amplification s'effectue en effet avant le premier tube. L'amplification nécessaire après ce tube est donc moins grande, de sorte que le souffle est moins gênant. Pour obtenir un grand accroissement d'oscillation, il faut utiliser des circuits de bonne qualité, c'est-à-dire des circuits à grand facteur  $Q$ .

L'accroissement d'oscillation dépend non seulement de la qualité du circuit mais aussi d'autres facteurs. C'est ainsi que, dans la fig. 28a, le condensateur  $Ck_1$  (voir équation I D 4) et dans la fig. 31,  $M/L_k$  (voir équation I D 24) doivent être grands. Il importe donc que le couplage de l'antenne au circuit soit aussi serré que possible. Diverses raisons limitent cependant le choix de la qualité du circuit et du facteur de couplage.

L'une des raisons essentielles de cette limitation est l'effet désaccordant et amortissant que, dans le cas d'un couplage serré, l'antenne exerce sur le circuit. Cette influence sera traitée au paragraphe suivant.

§ 6. Influence de l'antenne sur l'accord du circuit d'entrée

Lorsqu'on raccorde un appareil récepteur comportant plusieurs circuits d'accord à une antenne dont la capacité diffère de celle ayant servi à effectuer les réglages lors de l'étalonnage du cadran, il se produit un désaccord du circuit d'entrée, désaccord qui est d'autant plus grand que le couplage entre l'antenne et le circuit est plus serré. Pour compenser ce désaccord, il serait nécessaire de procéder à un nouveau réglage du trimmer du circuit d'antenne. En général, on désire cependant qu'un récepteur puisse se raccorder à n'importe quelle antenne sans qu'il soit nécessaire de procéder à un nouveau réglage. Le couplage entre l'antenne et le circuit doit donc être choisi de manière que le désaccord maximum prévisible ne dépasse pas les limites admissibles. Le fait qu'un désaccord déterminé est admissible ou non se juge au mieux d'après la diminution d'accroissement d'oscillation qui en résulte et d'après la distorsion totale de la courbe de résonance de l'appareil. Dans les appareils superhétérodynes, ce dernier effet n'est pas bien grand, car les circuits M.F. prédominent. Dans ces appareils, la sélectivité avant le tube changeur de fréquence est importante du point de vue de la transmodulation (voir chapitre IV).

Nous considérerons ici uniquement la diminution d'accroissement d'oscillation. L'équation (I A 18) permet de calculer le désaccord admissible correspondant à une qualité de circuit déterminée. D'après cette équation :

$$a^2 = 1 + \beta^2 Q^2 \dots \dots \dots \text{(I A 10)}$$

expression qui peut s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{2 \Delta \omega}{\omega}\right)^2 = \frac{a^2 - 1}{Q^2}$$

Le désaccord relatif admissible est donc :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \pm \frac{1}{2} \frac{\sqrt{a^2 - 1}}{Q} \dots \dots \dots \text{(I D 39)}$$

L'influence désaccordante de l'antenne peut être considérée comme une variation de la capacité et de la self-induction du circuit. La capacité effective ainsi que la self-induction effective peuvent donc différer de  $C$  et de  $L$ . Aussi, dans les calculs ultérieurs, désignerons-nous ces valeurs effectives par  $C'$  et  $L'$ . C'est ainsi que, dans la fig. 29,  $C' = C + C'_{k1}$ .

Une variation de la capacité d'antenne peut donc provoquer aussi une variation de  $C'$  ou de  $L'$ . C'est pourquoi il est utile d'indiquer, au lieu du désaccord admissible, l'écart admissible de  $C'$  ou  $L'$ . Ces écarts peuvent se calculer de la manière suivante :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L'C'}};$$

$$\Delta \omega = -\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{L'C'}} \frac{\Delta C'}{C'} = -\frac{1}{2} \omega \frac{\Delta C'}{C'}$$

Donc  $\left. \begin{aligned} \frac{\Delta C'}{C'} = -2 \frac{\Delta \omega}{\omega} = \pm \sqrt{a^2 - 1} \cdot \frac{1}{Q} \\ \text{D'une manière analogue, on obtient :} \\ \frac{\Delta L'}{L'} = \pm \sqrt{a^2 - 1} \cdot \frac{1}{Q} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \text{(I D 40)}$

La capacité des antennes de réception varie entre d'assez larges limites; c'est ainsi que, pour une petite antenne intérieure, elle peut être de 50 pF par exemple, alors que pour une grande antenne extérieure, à descente blindée, elle peut atteindre 1500 pF. L'impédance d'antenne doit donc pouvoir varier entre de très larges limites, sans qu'il en résulte un trop grand désaccord du circuit d'antenne. De ce point de vue, nous étudierons en détail les deux montages d'antenne les plus intéressants.

a. Couplage capacitif au sommet du circuit (voir fig. 28a)

Il est logique de considérer d'abord une variation depuis zéro jusqu'à l'infini de la capacité d'antenne, donc un désaccord possible du circuit d'entrée

depuis un court-circuit entre la borne d'antenne et la borne de terre jusqu'à une borne d'antenne libre. Lorsqu'on branche le récepteur sur une antenne dont la capacité est égale à celle ayant servi au réglage de l'appareil :

$$C' = C + C_{k1}'.$$

Dans le cas d'une borne d'antenne libre :

$$C' = C;$$

et dans le cas d'un court-circuit entre la borne d'antenne et la borne de terre

$$C' = C + C_{k1}.$$

Comme la capacité des antennes normales est si grande par rapport à  $C_{k1}$ , que  $C'_{k1} \approx C_{k1}$ , le désaccord est maximum lorsque la borne d'antenne est libre; dans ce cas, la variation de  $C'$  est :

$$\Delta C' = C_{k1}' \dots \dots \dots (I D 41)$$

D'après l'équation (I D 40), on a donc :

$$\frac{C_{k1}'}{C'} = \frac{C_{k1}'}{C + C_{k1}'} = \sqrt{a^2 - 1} \cdot \frac{1}{Q} \dots \dots \dots (I D 42)$$

Il en résulte que la valeur maximum admissible pour  $C'_{k1}$  est :

$$\frac{C_{k1}' \text{ max}}{C_{min} + C_{k1}' \text{ max}} = \sqrt{a^2 - 1} \cdot \frac{1}{Q} \dots \dots \dots (I D 43)$$

équation dans laquelle il faut utiliser la valeur minimum de  $C$  ( $C_{min}$  = capacité correspondant à la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde). Comme  $C_{k1}' \approx C_k \ll C_{min}$ , la valeur maximum admissible de  $C_{k1}$  est, avec une certaine approximation :

$$C_{k1 \text{ max}} = C_{min} \sqrt{a^2 - 1} \cdot \frac{1}{Q} \dots \dots \dots (I D 44)$$

Avec ce condensateur de couplage, l'accroissement d'oscillation maximum serait, d'après les équations (I D 4) et (I D 43) :

$$A_{max} = \frac{C_{k1}'}{C_{min} + C_{k1}'} Q = \sqrt{a^2 - 1} \dots \dots \dots (I D 45)$$

Si l'on considère qu'une diminution de  $a = \sqrt{2}$  fois de l'accroissement d'oscillation est admissible, d'après l'équation (I D 45), l'accroissement

d'oscillation dans la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde ne dépasse pas 1. Dans la partie supérieure de la gamme, elle est évidemment plus petite encore.

Si  $Q = 100$  et  $C_{min} = 50$  pF, d'après l'équation (I D 44), l'accroissement d'oscillation précité s'obtient avec une capacité de :

$$C_{k1 \text{ max}} = 50 \times 1 \times \frac{1}{100} = 0,5 \text{ pF.}$$

Cette capacité est donc la variation maximum admissible de la capacité d'accord effective. L'accroissement d'oscillation obtenable serait donc très petit. Si l'on considère que la variation de la capacité d'antenne ne s'étendra pas de zéro jusqu'à l'infini, on peut admettre pour  $C_{k1}$  une valeur plus grande, ce qui permet d'obtenir un plus grand accroissement d'oscillation. Si l'on considère uniquement des antennes dont la capacité est comprise entre 50 et 1500 pF, on peut choisir  $C_{k1} = 6$  pF.

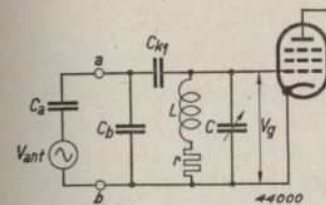


Fig. 34. Schéma du couplage capacitif de l'antenne à un condensateur tampon (Cb).

Dans ce cas, la valeur de  $C_{k1}$  est :

pour  $C_a = 50$  pF :

$$C_{k1}' = \frac{C_a C_{k1}}{C_a + C_{k1}} = \frac{50 \times 6}{50 + 6} = 5,36 \text{ pF;}$$

pour  $C_a = 200$  pF :

$$C_{k1}' = \frac{200 \times 6}{200 + 6} = 5,83 \text{ pF;}$$

pour  $C_a = 1500$  pF :

$$C_{k1}' = \frac{1500 \times 6}{1500 + 6} = 5,98 \text{ pF.}$$

Si l'on règle rigoureusement la variation simultanée du circuit avec une capacité d'antenne de 200 pF, la plus grande variation de capacité est :

$$C' = 5,83 - 5,36 = 0,47 \text{ pF.}$$

Ceci est tout juste inférieur à la valeur maximum calculée de 0,5 pF.

Une antenne de 200 pF fournit alors, dans la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde, un accroissement d'oscillation :

$$A = \frac{C_{k1}'}{C + C_{k1}'} \cdot Q = \frac{5,83}{55,83} 100 = 10,4.$$

Pour permettre d'utiliser pour  $C_{k1}$  des valeurs plus grandes encore, on insère

souvent, entre l'antenne et la borne de terre, un condensateur  $C_b$  (voir fig. 34). Dans ce cas, une variation de  $C_a$  affecte moins  $C'_{k1}$ . Si, par exemple,  $C_b = 100$  pF et  $C_{k1} = 12$  pF, on obtient:

pour  $C_a = 50$  pF:

$$C_{k1}' = \frac{(50 + 100) 12}{50 + 100 + 12} = 11,11 \text{ pF};$$

pour  $C_a = 200$  pF:

$$C_{k1}' = \frac{(200 + 100) 12}{200 + 100 + 12} = 11,53 \text{ pF};$$

et pour  $C_a = 1500$  pF:

$$C_{k1}' = \frac{(1500 + 100) 12}{1500 + 100 + 12} = 11,91 \text{ pF}.$$

Donc, si le récepteur est réglé avec  $C_a = 200$  pF, la variation maximum prévisible de la capacité du circuit est:

$$\Delta C = 11,53 - 11,11 = 0,42 \text{ pF}.$$

Il est facile à voir que, dans ce cas, l'accroissement d'oscillation est:

$$A = \frac{C_a}{C_a + C_b} \cdot \frac{C_{k1}'}{C + C_{k1}'} \cdot Q \dots \dots \dots \text{ (I D 46)}$$

De ce fait, dans la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde ( $C_{min} = 50$  pF), l'accroissement d'oscillation devient:

$$A = \frac{200}{200 + 100} \cdot \frac{11,53}{50 + 11,53} \cdot 100 = 12,5.$$

b. Couplage d'antenne inductif (fig. 31)

Aussi pour cette méthode de couplage, on peut considérer d'abord les cas extrêmes dans lesquels la borne d'antenne est libre ou reliée directement à la borne de terre. Si, dans ce cas, on représente le montage par un condensateur d'accord  $C$  et une self-induction  $L$ , respectivement  $L(1 - k^2)$ , on voit immédiatement que l'équation (I D 40) devient:

$$\frac{\Delta L'}{L} = \frac{1 - (1 - k^2)}{1 - k^2} = \frac{k^2}{1 - k^2} = \sqrt{a^2 - 1} \cdot \frac{1}{Q} \dots \dots \dots \text{ (I D 47)}$$

Si le facteur de couplage est  $k$  et que l'affaiblissement admissible est  $a$ , on

déduit immédiatement la qualité de bobine nécessaire. D'après l'équation (I D 24), l'accroissement d'oscillation obtainable devient alors:

$$A = \frac{M}{L_k} \left( \frac{1}{1 - \omega_1^2/\omega^2} \right) Q \approx \frac{M}{L_k} \frac{1 - k^2}{k^2} \sqrt{a^2 - 1},$$

et comme  $M = k \sqrt{L_k L}$ :

$$A \approx \frac{1}{k} \sqrt{\frac{L}{L_k}} \sqrt{a^2 - 1} \dots \dots \dots \text{ (I D 48)}$$

Un choix judicieux de  $k$  permet donc d'augmenter arbitrairement l'accroissement d'oscillation, du moins tant que la qualité de la bobine satisfait à l'équation (I D 37). Il peut être utile de comparer le couplage inductif avec le montage représenté fig. 34. Ce dernier permet, par un choix judicieux de  $C_b$ , de réduire au minimum l'influence désaccordante de l'antenne. Ici aussi, l'accroissement d'oscillation désirée pourrait s'obtenir par une adaptation de la qualité de la bobine.

Cependant, en pratique, la qualité de la bobine est limitée et il en est donc de même de l'accroissement d'oscillation. De ce fait, il faudra, aussi dans le cas d'un couplage inductif, considérer une gamme plus restreinte de capacités d'antenne et, à l'aide de la qualité de bobine obtainable, fixer le facteur de couplage  $k$ .

Le moyen le plus simple consiste, comme pour le calcul de  $C'$  dans le cas du couplage capacitif, à utiliser le schéma équivalent représenté fig. 32.

Pour une valeur provisoirement estimée de  $u^2$ , c'est à dire de  $k^2 \frac{L}{L'_k}$ ,  $C'$  provo-

que une variation déterminée  $\Delta C'$  (par exemple lorsqu'on porte la capacité d'antenne de 200 pF à 1500 pF). A l'aide de l'équation (I D 40), il faut déterminer si cette variation est admissible.

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 4 du sous-chapitre D (page 68), l'accroissement d'oscillation est pratiquement indépendant de la longueur d'onde lorsque  $\omega_1 \ll \omega_0$ . Comme dans les récepteurs modernes, on s'efforce d'obtenir une sensibilité uniforme, on utilise, de préférence, le couplage inductif. Or,  $\omega_1$  étant facilement influencé par la capacité d'antenne, il faut veiller à ce que  $\omega_1$  soit plus petit que  $\omega$ , même lorsqu'on raccorde l'appareil à une très courte antenne. En général, ce résultat s'obtient en utilisant une bobine  $L_k$  telle que la résonance propre de cette bobine se trouve précisément dans la partie supérieure de la gamme de longueurs d'onde. Dans la gamme d'ondes moyennes, la meilleure solution consisterait

à faire en sorte que la résonance de la bobine de couplage d'antenne se trouve à une longueur d'onde comprise entre 600 et 700 m. Pour obtenir ce résultat, il faut, en général, shunter la bobine  $L_k$  par un condensateur. Si l'on introduit cette capacité  $C_b$  dans le schéma, on obtient la fig. 35.

La résonance primaire se trouve à :

$$\omega_1^2 L_k (C_a + C_b) = 1,$$

et dans le calcul précis de l'accord total, il faut considérer une capacité primaire égale à  $(C_a + C_b)$ .

Dans le montage représenté fig. 35, l'utilisation d'une grande antenne entraîne une faible fréquence de résonance  $\omega_1$ .

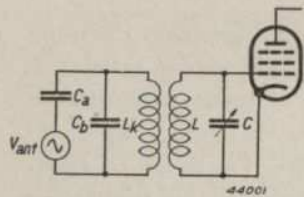


Fig. 35. Couplage d'antenne capacitif dans lequel la bobine primaire du transformateur H.F. est shuntée par une capacité  $C_b$  pour abaisser la fréquence de résonance du circuit primaire (circuit d'antenne).

Lorsque le récepteur est commuté sur les longueurs d'onde moyennes, cette résonance peut se trouver dans la gamme d'ondes longues. Si cette fréquence coïncide avec celle d'une station à ondes longues, il pourrait en résulter une perturbation par cette station. Pour éviter de telles perturbations, le circuit constitué par  $L_k$  et par  $(C_a + C_b)$  doit être si fortement amorti que le sommet de la courbe de résonance soit en palier.

On peut aussi modifier le montage de manière que la résonance primaire ne puisse jamais pénétrer trop profondément dans la gamme d'ondes longues. Ce résultat s'obtient en montant en série avec l'antenne une capacité  $C_1$  et en shuntant la bobine de couplage par un condensateur  $C_2$  (voir fig. 36).

Si, par exemple,  $L_k = 800 \mu\text{H}$ , que la capacité montée en série avec l'antenne  $C_1 = 200 \text{ pF}$  et que la capacité de shuntage est  $C_2 = 125 \text{ pF}$ , la résonance de  $L_k$  avec  $C_2$  se trouve à une longueur d'onde d'environ 600 m. Lorsque la borne d'antenne et la borne de terre sont court-circuitées,  $C_1$  se trouve

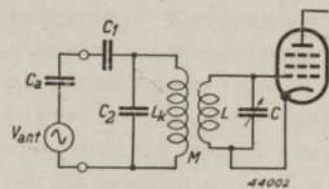


Fig. 36. Schéma d'un couplage d'antenne inductif dans lequel la bobine primaire du transformateur H.F. est montée en série avec un condensateur  $C_2$ , de sorte que, dans le cas d'une longue antenne, la fréquence de résonance ne tombe pas dans la gamme d'ondes longues.

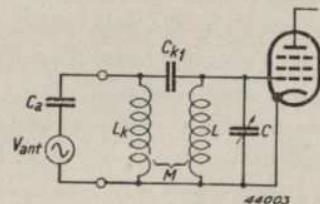


Fig. 37. Combinaison d'un couplage inductif et d'un couplage capacitif pour obtenir un accroissement d'oscillation uniforme dans toute la gamme d'ondes.

en parallèle avec  $C_2$ . La résonance de  $L_k$  avec  $(C_1 + C_2)$  se trouve alors à environ 1000 m.

Une variation de la capacité d'antenne ne permet donc pas de déplacer la résonance hors de ces limites. Si  $\omega_1$  se trouve à proximité de la limite supérieure de la gamme de longueurs d'onde, l'accroissement d'oscillation augmente à cette limite.

Pour obtenir un accroissement d'oscillation plus uniforme, on utilise fréquemment la combinaison d'un couplage inductif et d'un couplage capacitif au sommet du circuit (voir fig. 37). Comme le couplage capacitif fournit le plus grand accroissement d'oscillation dans la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde, un choix judicieux des grandeurs  $L_k$ ,  $M$  et  $C_{k1}$  permet d'obtenir un accroissement d'oscillation très uniforme.

Enfin, il y a lieu de noter encore que dans le cas où l'on utilise un filtre de bande pour le premier tube, le couplage d'antenne peut être plus serré que dans le cas où l'on utilise un circuit simple, l'antenne ne désaccordant que le premier circuit. Le désaccord d'un circuit du filtre de bande exerce en effet une influence moins gênante que celui d'un circuit simple.

### § 7. Amortissement du circuit d'entrée par l'antenne

Comme nous l'avons déjà mentionné, le degré de couplage de l'antenne au circuit est également limité par l'influence amortissante de l'antenne sur le circuit. En effet, l'antenne a non seulement une capacité mais aussi une résistance qui, dans le cas d'un couplage trop serré, pourrait affecter de manière inadmissible la qualité du circuit. Comme résistance de l'antenne, il faut considérer non seulement celle du conducteur en cuivre, mais aussi la résistance de la connexion de terre de l'appareil et en outre la résistance résultant d'un mauvais isolement de l'antenne. Il faut aussi y ajouter la résistance de rayonnement. La résistance d'antenne peut être comprise entre  $20 \Omega$  (bonne antenne avec un bon fil de terre) et environ  $300 \Omega$  (antenne médiocre).

Cette résistance doit être considérée comme montée en série avec la capacité d'antenne  $C_a$ . Par suite de cet amortissement, la loi de variations de l'accroissement d'oscillation en fonction du couplage d'antenne n'est pas rigoureusement en concordance avec les résultats donnés par les calculs précités, pour lesquels  $Q$  est considéré constant.

Si l'on désire tenir compte de la résistance d'antenne dans le calcul, il est bon de prendre pour cette résistance une valeur de  $25 \Omega$ . Cette valeur a aussi été admise pour l'antenne dite étalon (antenne artificielle). Au paragraphe D 2, dans le cas du couplage capacitif de la fig. 28a, la résistance montée en série avec  $C_a$  est d'abord transformée à l'aide de l'équation

(I A 28) en une résistance parallèle à  $C_a$ . Dans la fig. 29b, cette résistance se trouve, tout comme  $C_{k1}'$  en parallèle avec le circuit d'entrée et peut être transformée, à l'aide de l'équation (I A 23), en une diminution de  $Q$ . Dans le cas du couplage d'antenne inductif, il est logique d'additionner d'abord la résistance d'antenne et la résistance de la bobine de couplage, ce qui fournit une résistance  $r_1$ . Dans ce cas, le  $Q$  primaire que nous avons négligé jusqu'à présent devient:

$$Q = \frac{\omega_1 L_k}{r_1}.$$

L'équation (I D 34) devient maintenant:

$$V_g = -V_{ant} C_a \omega_0^2 \frac{Q_1 Q_2 K \sqrt{L_k L}}{(1 + j\beta_1 Q_1)(1 + j\beta_2 Q_2) + Q_1 Q_2 K^2} \dots \dots \dots \text{(I D 49)}$$

La partie, variable avec la fréquence, est le dénominateur de la fraction c'est-à-dire:

$$(1 + j\beta_1 Q_1)(1 + j\beta_2 Q_2) + Q_1 Q_2 K^2$$

A proximité de la résonance,  $\beta_1$  est grand par rapport à  $\beta_2$ , et il varie assez peu avec la fréquence. De ce fait,  $\beta_2$  est la seule variable. Aussi pour le calcul de la sélectivité, pouvons nous à nouveau au paragraphe D 4 considérer le circuit approximativement comme un circuit accordé simple. Ceci implique que nous pouvons reconnaître la forme:

$$1 + j\beta Q \text{ de (I A 9).}$$

En divisant par le facteur constant  $(1 + j\beta_1 Q_1)$  on obtient:

$$1 + j\beta_2 Q_2 + \frac{K^2 Q_1 Q_2}{1 + j\beta_1 Q_1}$$

ou approximativement:

$$1 + j\beta_2 Q_2 + \frac{K^2 Q_1 Q_2 - j K^2 Q_1 Q_2 \beta_1 Q_1}{\beta_1^2 Q_1^2} = \\ = 1 + \frac{K^2 Q_2}{\beta_1^2 Q_1} + j \left( \beta_2 - \frac{K^2}{\beta_1} \right) Q_2$$

Par une division ultérieure, nous disposons de l'expression dans la forme requise:

$$1 + j \left( \beta_2 - \frac{K^2}{\beta_1} \right) \frac{Q_2}{1 + \frac{K^2 Q_2}{\beta_1^2 Q_1}}$$

Nous constatons ainsi que le couplage du circuit d'antenne au circuit secondaire se traduit par une variation du désaccord  $\beta_2$  d'un montant  $\frac{K^2}{\beta}$  et par une diminution du facteur  $Q_2$ . L'analogie peut être poussée plus loin encore, en imaginant un accroissement équivalent  $\Delta r$  de la résistance du circuit secondaire. Nous obtenons alors:

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1 + \frac{K^2 Q_2}{\beta_1^2 Q_1}}{Q_2} = \frac{1}{Q_2} + \frac{K^2}{\beta_1^2} \frac{1}{Q_1} \dots \dots \dots \text{(I D 50)}$$

ou: 
$$\frac{r_{tot}}{\omega_2 L} = \frac{r}{\omega_2 L} + \frac{K^2 r_1}{\beta_1^2 \omega_1 L_k}.$$

comme  $r_{tot}$  est constitué par  $r$  et  $\Delta r$ :

$$\frac{\Delta r}{\omega_2 L} = \frac{K^2 r_1}{\beta_1^2 \omega_1 L_k} = K^2 \frac{1}{(\omega/\omega_1 - \omega_1/\omega)^2} \frac{r_1}{\omega_1 L_k};$$

donc: 
$$\Delta r = K^2 \frac{L}{L_k} \frac{\omega_2}{\omega} \frac{1}{(1 - \omega_1^2/\omega^2)} r_1.$$

Et, comme  $\omega$  est, par approximation égal à  $\omega_2$ :

$$\Delta r = k^2 \frac{L}{L_k} \frac{1}{1 - \omega_1^2/\omega^2} r_1 \dots \dots \dots \text{(I D 51)}$$

La résistance en série  $r_1$  est donc ramenée au secondaire dans le rapport  $u^2 = k^2 \frac{L}{L_k}$ . En outre, l'équation de désaccord joue encore un certain rôle.

Bien que, dans certains cas, il puisse être nécessaire de calculer l'amortissement de l'antenne, en général, comme nous l'avons exposé au paragraphe D 6, le couplage d'antenne considéré est si lâche que l'amortissement d'antenne n'a guère d'importance.

### § 8. Self-induction de l'antenne

L'antenne a non seulement une certaine capacité et une certaine résistance, mais aussi une certaine self-induction. Celle-ci est cependant si faible qu'elle ne joue de rôle qu'aux fréquences élevées. C'est ainsi que pour les longueurs d'onde moyennes, 200 m par exemple, elle peut provoquer un accroissement apparent de la capacité d'antenne. Par contre, en ondes courtes, à certaines fréquences, la combinaison de la self-induction et de la capacité d'antenne peut provoquer de la résonance. Il en résulte que, suivant la longueur d'onde du signal reçu, l'impédance de l'antenne peut être capacitive ou inductive.

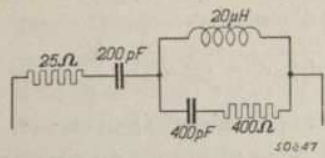


Fig. 38. Schéma de principe d'une antenne artificielle, convenant tant à la gamme d'ondes courtes, qu'à la gamme d'ondes moyennes et à celle d'ondes longues.

Comme l'impédance d'antenne ne constitue pas une grandeur fixe, pour le réglage des appareils, on utilise, en général, une impédance appelée antenne artificielle. Au début, on utilisait à cet effet, pour la gamme d'ondes moyennes et pour la gamme d'ondes longues, le montage en série d'une capacité de 200 pF, d'une self-induction de 20 μH et d'une résistance de 25 ohms. En ondes courtes, une résistance simple de 400 ohms constitue une valeur moyenne favorable de l'impédance d'antenne pour diverses fréquences. Actuellement, on utilise, le plus souvent, une combinaison des deux et les impédances nécessaires pour les diverses gammes de longueurs d'onde s'obtiennent sans la moindre commutation. Le schéma de principe de cette antenne artificielle est donné fig. 38.

§ 9. Influence du couplage d'antenne sur la suppression des fréquences-images dans les récepteurs superhétérodynes

Déterminons maintenant l'influence qu'exerce un mode de couplage d'antenne déterminé sur la suppression de fréquences notablement différentes de la fréquence de résonance du circuit. Ceci est particulièrement important dans les récepteurs superhétérodynes, car, comme on le sait, un émetteur dont la fréquence diffère de celle de l'émetteur désiré d'un montant égal au double de la fréquence moyenne (fréquence-image) peut provoquer d'intenses sifflements. (Voir aussi chapitre IV, paragraphe D 4.) Les équations et les courbes généralement utilisées pour le calcul de la sélectivité concernent toutes une étroite bande flanquant la fréquence de résonance et ne conviennent donc pas au calcul du degré de suppression de la fréquence-image. Bien que les corrections requises puissent se trouver dans la partie A, en général, une étude du schéma de montage permet de déterminer immédiatement le degré de suppression de la fréquence-image. En effet, pour des fréquences notablement plus grandes que la fréquence d'accord, l'impédance de la bobine d'accord L est notablement plus grande que celle du condensateur d'accord C. La fig. 29 montre immédiatement que, dans le cas d'un couplage capacitif au sommet, les fréquences très élevées sont atténuées suivant le rapport  $\frac{C_{k1'}}{C + C_{k1'}}$ . Comme pour la fréquence de l'émetteur désiré, l'accroissement d'oscillation est donné par l'équation (I D 4), à savoir:

$$A = \frac{C_{k1'}}{C + C_{k1'}} Q \dots \dots \dots (I D 4)$$

la fréquence est atténuée environ Q fois.

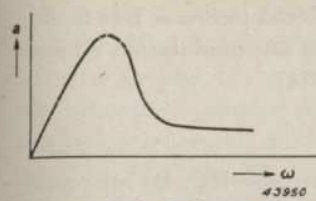


Fig. 39a. Courbe de résonance du couplage d'antenne de la fig. 28c (couplage capacitif au sommet).

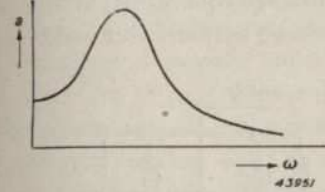


Fig. 39b. Courbe de résonance du couplage d'antenne de la fig. 28c (couplage capacitif à la base).

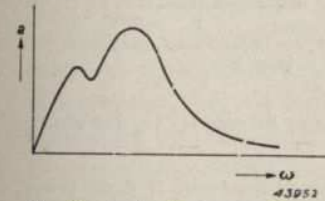


Fig. 39c. Courbe de résonance du couplage d'antenne inductif des fig. 28b, 28d et 31a.

Par contre, les fréquences inférieures sont plus fortement atténuées, car l'impédance de L pour ces circuits est très petite par rapport aux réactances de C et de C<sub>k1'</sub>. Pour autant que l'on ne considère pas uniquement une petite zone voisine du sommet, la courbe de résonance de ce montage affectera donc approximativement la forme de la courbe représentée fig. 39a.

Le couplage capacitif à la partie inférieure du circuit fournit une courbe de résonance tout autre. Comme le montre la fig. 28c les très basses fréquences ne sont atténuées que dans

le rapport  $\frac{C_a}{C_a + C_{k2} + C}$ .

Les hautes fréquences sont beaucoup plus fortement atténuées, car la réactance de C est beaucoup plus petite que celle de L. La courbe de résonance de ce montage affecte donc approximativement la forme représentée fig. 39b.

L'équation exacte (I B 8) prouve que, pour un couplage par filtre de bande, donc aussi pour le couplage inductif traité au paragraphe 4 de la partie D, la tension fournie pour ω = 0 et pour

ω = ∞ tend vers zéro, car dans les deux cas β<sub>1</sub> et β<sub>2</sub> sont infiniment grands. On obtient donc une courbe de résonance telle que celle représentée fig. 39c. Dans le cas de couplage superinductif, cette courbe présente d'ailleurs, à la fréquence de résonance du circuit primaire, un second sommet. Les montages des fig. 28b et 28d, ont donc la même courbe que celle représentée fig. 39c, mais avec un seul sommet.

Comparativement aux couplages d'antenne capacitifs, les couplage d'antenne inductifs offrent l'avantage de permettre de supprimer plus facilement les fréquences perturbatrices de part et d'autre de la fréquence de résonance. Bien que, comme le prouve une étude poussée, le couplage capacitif à la base assure une meilleure suppression des fréquences élevées, ce qui est particulièrement important pour la fréquence-image, ce couplage n'est guère utilisé, par suite de l'inconvénient mentionné au paragraphe 3 de la partie D: il nécessite l'insertion dans les autres circuits H.F. d'un condensateur en série. En outre, ce montage présente un autre inconvénient. Dans des récepteurs tous courants, les basses fréquences (par exemple une tension de ron-

flement induite dans l'antenne par le secteur) peuvent parvenir très facilement à la grille du premier tube et provoquer ainsi une modulation de ronflement dans l'appareil (voir chapitre IV, page 334).

§ 10. Amplification dans le tube H.F.

La fig. 40a montre le montage le plus simple d'un tube HF. Le tube peut être considéré comme une source de courant  $I_a = S V_g$ , shuntée par la résistance interne  $R_i$  du tube. La fig. 40b est donc équivalente à la fig. 40a. Pour simplifier le dessin, on a supprimé dans ce montage équivalent, le condensateur de blocage, ce qui, vu sa capacité, est presque toujours admissible.

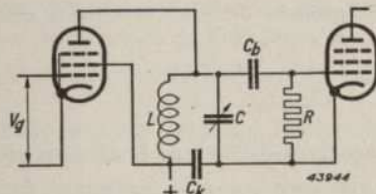


Fig. 40a. Schéma de principe d'un tube amplificateur H.F. dans le circuit anodique duquel est inséré un circuit d'accord.

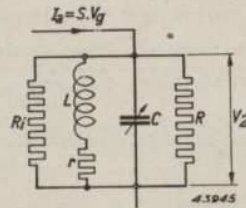


Fig. 40b. Schéma équivalent à celui de la figure 40a.

Pour les mêmes raisons, on a négligé le condensateur de circuit  $C_k$  qui shunte la tension d'alimentation.

Il s'avère que, pour calculer la sélectivité et l'amplification, il faut tenir compte du circuit  $L, r, C$ , shunté par les résistances  $R_i$  et  $R$ .

L'impédance  $Z_0$  et la sélectivité ont été calculées dans le paragraphe 3 de la partie A. Pour l'impédance à la résonance, on pourrait écrire :

$$Z_0 = \frac{L}{rC} // R_i // R.$$

La tension amplifiée devient alors :

$$V_2 = S V_g Z_0 = S V_g \left( \frac{L}{rC} // R_i // R \right).$$

Dans la forme d'exécution pratique du montage 40a, la tension continue anodique appliquée au condensateur variable constitue un danger. Aussi insère-t-on parfois le condensateur de blocage  $C_b$  dans le circuit devant  $C$ . Cependant, en général, le circuit est couplé à l'anode par voie inductive en utilisant, pour la bobine  $L$ , un enroulement bifilaire (voir paragraphe 3 de la partie C). Dans ce cas, l'enroulement relié à l'anode peut être en fil assez mince. Le blocage à l'aide de  $C_b$  et de  $R$  est alors superflu et le second tube acquiert sa tension de polarisation directement du côté de la bobine (voir fig. 23b).

Une autre possibilité consiste à alimenter le tube H.F. par l'intermédiaire d'une bobine de self couplée, par voie capacitive, à la partie supérieure du circuit. Aucune de ces transformations ne modifie notablement le montage de principe représenté fig. 40b. Dans chacun des trois cas, l'amplification est essentiellement déterminée par l'impédance  $L/rC$ . Aussi varie-t-elle fortement avec  $C$ , de sorte qu'elle est le plus faible dans la partie supérieure de la gamme de longueurs d'onde. Cet inconvénient a incité à chercher un couplage égal au couplage d'antenne inductif dont il a été question au paragraphe 4 de la partie D.

Ce montage diffère, à ce point de vue, de celui représenté fig. 23b, uniquement par le fait que la self-induction de la bobine primaire est maintenant grande par rapport à celle de la bobine secondaire et que l'on y admet intentionnellement une capacité parallèle déterminée de la bobine primaire. Dans la fig. 41, cette capacité, généralement constituée par la capacité de l'enroulement et par la capacité du tube, est indiquée par  $C_p$ . Ce montage est identique à celui représenté fig. 31b, mais à l'équation (I D 18) il faut substituer  $I_a = S V_g$ . Il est superflu de répéter l'exposé du calcul. Nous nous contenterons de mentionner le résultat obtenu à l'aide de l'équation (I D 24).

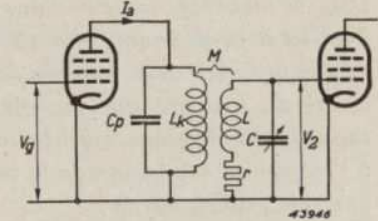


Fig. 41. Schéma de principe d'un tube amplificateur H.F. qui est couplé inductivement au circuit d'accord par l'intermédiaire d'une grande self-induction insérée dans le circuit anodique (couplage inductif).

Il est superflu de répéter l'exposé du calcul. Nous nous contenterons de mentionner le résultat obtenu à l'aide de l'équation (I D 24).

$$A = \left| \frac{V_2}{V_g} \right| = \frac{S \cdot M}{\omega C_p L_k} Q \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_1^2},$$

ou :

$$A = \frac{S}{\omega C_p} \cdot k \sqrt{\frac{L}{L_k}} \cdot Q \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_1^2} \dots \dots \dots \quad (\text{I D 52})$$

Dans le cas, où  $\omega_1$  est suffisamment petit, la dernière fraction est de nouveau pratiquement constante. Comme nous l'avons déjà mentionné,  $Q$  est aussi assez constant, de sorte que l'amplification varie proportionnellement à l'inverse de  $\omega$ .

Dans le montage représenté fig. 40, l'amplification est approximativement :

$$A = S \cdot Z_0 = S \frac{L}{rC} = S Q \omega L \dots \dots \dots \quad (\text{I D 53})$$

Dans cette expression interviennent tant  $\omega$  que  $Q$ , de sorte que, dans ce cas, l'amplification est approximativement proportionnelle à  $\omega$ . Aucun des

deux montages ne fournit l'amplification constante cherché. Le couplage superinductif représenté fig. 41, peut cependant se combiner avantageusement avec le couplage au sommet capacitif entre le circuit d'anode et celui d'entrée, car, dans ce couplage, les variations avec la fréquence sont précisément opposées.

Dans ce montage, on peut compenser suffisamment la diminution de l'amplification à  $\omega$  croissant par un faible couplage capacitif entre les parties supérieures des deux bobines de la fig. 41. Le sens d'enroulement doit être choisi de manière que les effets des deux couplages se renforcent. La capacité de couplage consiste souvent en une simple spire ouverte disposée à l'extrémité supérieures de la bobine secondaire et la distance se détermine par voie expérimentale.

Le choix de la bobine de couplage résulte des considérations suivantes: pour que la dernière fraction de l'équation (I D 52) soit pratiquement constante, l'accord  $\omega_1$  de la bobine de couplage n'est pas choisi trop élevé et d'autre part, pas trop bas, car sinon le produit  $C_p \cdot L_k$ , qui en dépend directement, réduirait proportionnellement l'amplification. La fréquence  $\omega_1$  pourrait être approximativement égale à la moitié de la fréquence la plus basse  $\omega$ .

Le produit  $C_p \cdot L_k$  étant fixé, il nous reste à déterminer le couplage.

Si l'on pose:

$$M = k \sqrt{L_k L},$$

il importe, pour obtenir une grande amplification, que le facteur de couplage  $k$  ait une valeur aussi grande que possible; il faut donc enrouler les bobines l'une à côté de l'autre. En outre, on peut assurer à  $L_k$  une très grande valeur en réduisant au minimum la capacité parallèle. Cette réduction peut être poussée au point que l'on ne soit pas gêné par d'éventuelles tolérances de capacité du câblage ou du tube, pour qu'il ne soit pas nécessaire de procéder à un nouveau réglage du côté primaire.

Une forte amplification H.F. importe beaucoup moins dans les récepteurs superhétérodynes modernes que dans les récepteurs à amplification directe. Au contraire, elle est, en général, limitée par la manifestation de distorsions dans le tube changeur de fréquence. Ceci permet de dimensionner largement le circuit primaire en ce qui concerne la capacité et d'obtenir l'amplification désirée par un choix judicieux du couplage.

L'influence du circuit primaire sur l'accord du circuit secondaire peut se calculer de la manière utilisée au paragraphe 6 de la partie D pour la couplage d'antenne inductif, car les deux montages sont analogues. La capacité anodique se substitue à la capacité d'antenne. En outre, il importe de connaître la contribution de la résistance interne  $R_i$  du tube à l'amortissement total. A cet effet, il faut, contrairement à ce qui a été fait jusqu'à présent,

tenir compte de l'amortissement primaire donné par l'équation (I B 40):

$$\frac{1}{Q_1} = \frac{1}{R_i \omega_1 C_p} \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)^2,$$

comme établi au paragraphe 9 de la partie B.

Par analogie avec le couplage d'antenne inductif, on a de nouveau l'équation (I D 50):

$$\Delta \frac{1}{Q_2} = \frac{K^2}{\beta_1^2} \frac{1}{Q_1};$$

donc:

$$\Delta r = \omega_2 L \frac{\omega^2}{\omega_1 \omega_2} k^2 \frac{1}{(\omega/\omega_1 - \omega_1/\omega)^2} \frac{1}{R_i \omega_1 C_p} \frac{\omega_1^2}{\omega^2}.$$

Comme  $\omega_1^2 L_k C_p = 1$ , on obtient:

$$\Delta r = k^2 \frac{L}{L_k} \frac{1}{(1 - \omega_1^2/\omega^2)^2} \cdot \frac{1}{R_i \omega_1^2 C_p^2} \dots \dots \dots \quad (\text{I D 54})$$

Comme, en général, l'amplification H.F. désirée n'est pas très élevée et que le rapport de transformation  $k^2 \frac{L}{L_k}$  est donc choisi assez petit, l'accroissement de résistance  $\Delta r$  n'est pas très grand. Il suffit de veiller à ce que, à l'extrémité de la gamme de longueurs d'onde, le montant  $(1 - \omega_1^2/\omega^2)$  ne soit pas trop petit. C'est pourquoi la fréquence propre  $\omega_1$  doit être suffisamment basse.



## E. Amplification moyenne fréquence

### Introduction

La réception superhétérodyne offre un grand avantage: l'amplification sélective ne s'effectue qu'à une seule fréquence, ce qui permet d'obtenir, à l'aide de moyens très simples, à savoir des filtres de bande à réglage fixe, des caractéristiques de résonance très favorables. Aussi n'utilisera-t-on guère, en amplification moyenne fréquence, le couplage par un seul circuit. Ce n'est que dans quelques cas, par exemple dans les petits superhétérodynes très bon marché, que le couplage est réalisé à l'aide de circuits simples avec réduction de l'amortissement par un couplage à réaction. En général, on utilise deux filtres de bande comportant chacun deux circuits, donc au total quatre circuits. Le filtre de bande à couplage inductif est le plus fréquemment utilisé, car ce couplage ne nécessite pas d'organes additionnels. Cependant, dans certains cas, par exemple pour les petits superhétérodynes format de poche, le couplage capacitif peut offrir des avantages, car le couplage inductif nécessite beaucoup de place entre les deux bobines de couplage. Suivant que la moyenne fréquence est basse (environ 125 kc/s) ou élevée (environ 475 kc/s), pour autant que l'on utilise des matériaux de bonne qualité, le facteur  $Q$  est d'environ 150 à 200. Une telle qualité de bobine permet d'obtenir des courbes de résonance qui satisfont aux conditions les plus sévères. Toutes les données nécessaires au calcul de la courbe de résonance et de l'amplification de ces filtres de bande figurent dans la partie B de ce chapitre.

Pour les appareils récepteurs de très bonne qualité, dont le prix peut donc être assez élevé, on peut envisager deux améliorations dans l'étage moyenne fréquence. Tout d'abord, on peut s'efforcer d'améliorer la courbe de résonance par l'utilisation de plus de quatre circuits. Ensuite, l'emploi de filtres de bande réglables permet toujours d'adapter la courbe de résonance aux circonstances. Ces possibilités sont décrites en détail dans les paragraphes suivants.

### § 1. Récepteurs superhétérodynes à plus de quatre circuits M.F.

Dans un récepteur à largeur de bande fixe, on obtient, en pratique, un compromis satisfaisant entre la qualité de reproduction et la sélectivité lorsque

l'étage H.F. et l'étage M.F. transmettent uniformément une bande de fréquences d'environ 6-8 kc/s et lorsque les fréquences situées hors de cette bande sont suffisamment atténuées. On s'efforce d'obtenir ce résultat par l'emploi de filtres de bande, ce qui ne permet évidemment que de se rapprocher du cas idéal. Le type de récepteur le plus courant est un appareil superhétérodyne comportant deux filtres de bande M.F. séparés par une penthode amplificatrice. La fig. 42 donne la courbe de résonance pour une telle combinaison de deux filtres de bande (l'influence des circuits H.F. sur la courbe de résonance totale  $y$  est donc négligée). On y a admis que tous les circuits ont le même facteur ( $Q = 150$ )

et que la moyenne fréquence est de 475 kc/s. En outre, le couplage des deux filtres de bande est supposé être critique. Comme le montre la figure, la bande de fréquences transmises n'est pas uniformément reproduite et, de plus, les fréquences situées hors de cette bande, ne sont pas parfaitement supprimées.

On obtient une reproduction plus uniforme dans la bande de fréquences désirée en choisissant pour l'un, ou pour les deux filtres de bande, un couplage légèrement supercritique. Cependant, du même fait, les fréquences situées hors de la bande de fréquence désirée sont moins bien supprimées. Inversement, un couplage plus lâche des circuits assure une meilleure atténuation des fréquences situées hors de la bande de fréquences, mais la reproduction de la bande de fréquences désirée est moins uniforme.

Bien que l'utilisation de quatre circuits M.F. constitue déjà un pas important vers la courbe de résonance rectangulaire idéale, pour des récepteurs de qualité, ce pas est encore insuffisant. De meilleurs résultats peuvent s'obtenir de deux manières.

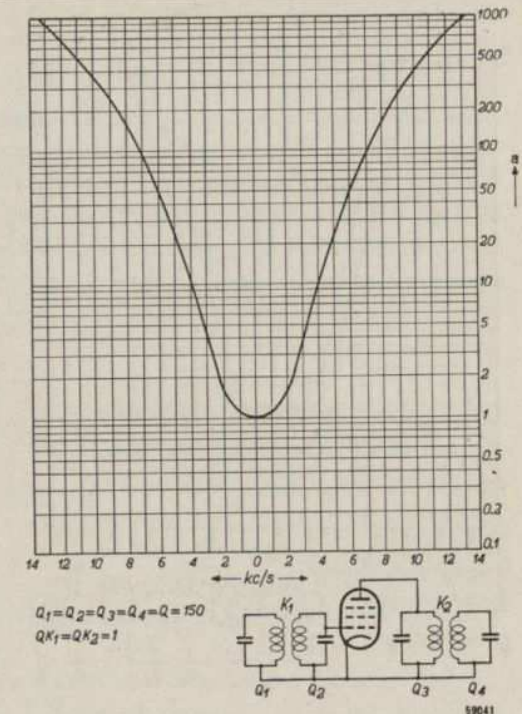


Fig. 42. Courbe de résonance d'une combinaison de deux filtres de bande couplés par une penthode M.F.;  $Q = 150$ .

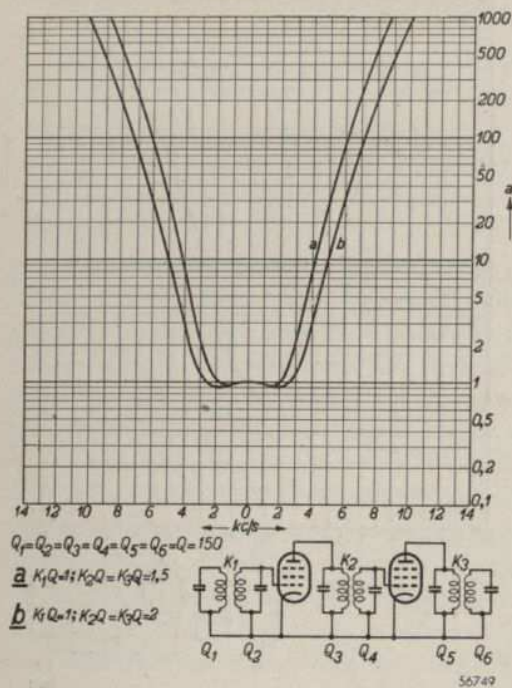


Fig. 43. Courbes de résonance d'une combinaison de trois filtres de bande M.F. constitués par deux circuits;  $Q = 150$ .

La quantité de matière utilisée n'est donc guère plus grande que dans le cas de deux filtres de bande normaux. La solution n'est cependant pas parfaite et nécessite une manipulation plus attentive de l'appareil.

Considérons d'abord l'utilisation de plus de quatre circuits M.F. Il importe d'abord de déterminer la manière la plus avantageuse d'introduire ces circuits additionnels dans le montage. Lorsqu'on passe par exemple de quatre circuits à six, on peut utiliser trois transformateurs M.F. normaux dont chacun est constitué par deux circuits accordés. Les trois transformateurs doivent alors être interconnectés par des tubes amplificateurs M.F. Ce montage nécessite donc un tube amplificateur M.F. supplémentaire. Une autre solution consiste à n'utiliser que deux filtres de bande, mais à constituer chaque filtre de bande par trois circuits. Dans ce cas, le tube M.F. additionnel n'est pas indispensable. Comparons les propriétés des deux montages.

La fig. 43 donne deux courbes de résonance que l'on peut obtenir à l'aide

Tout d'abord, on peut encore se rapprocher de la courbe de résonance idéale, en utilisant un plus grand nombre de circuits. Ceci implique l'utilisation d'une plus grande quantité de matière.

Ensuite, on peut s'en tenir à l'utilisation de quatre circuits M.F. au maximum, mais adapter chaque fois le couplage à la condition la plus importante. Il faut donc utiliser un couplage serré, lorsqu'on désire une reproduction de bonne qualité et que l'absence d'émetteurs perturbateurs le permet et utiliser un couplage plus lâche lorsque, par suite de la présence d'émetteurs perturbateurs, la sélectivité est prédominante, même lorsque cette meilleure sélectivité s'obtient au détriment de la

d'une combinaison de trois filtres de bande M.F. à deux circuits. Ces courbes sont tracées pour une M.F. de 475 kc/s et pour un facteur  $Q = 150$  pour tous les circuits M.F. En outre, nous avons admis que le couplage de l'un des filtres de bande est critique et que celui des deux autres est supercritique. Pour le tracé de la courbe a, le couplage des deux derniers filtres de bande fut réglé à  $QK = 1,5$ , tandis que la courbe b concerne un couplage  $QK = 2$ . Les courbes furent établies à l'aide des équations de filtre de bande de la partie B. La comparaison des fig. 42 et 43 prouve que, dans le second cas, la courbe de résonance satisfait mieux aux conditions imposées de reproduction des fréquences élevées et de sélectivité.

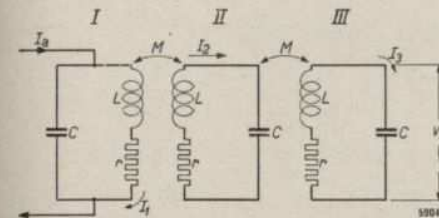


Fig. 44. Représentation de principe d'un filtre de bande constitué par trois circuits.

L'équation de la courbe de résonance d'un filtre de bande constitué par trois circuits s'établit de la manière suivante: Admettons que le premier circuit soit couplé au second, le second au troisième, tandis qu'entre le premier et le troisième circuit, il n'existe aucun couplage. Ceci est approximativement le cas lorsque la bobine du second circuit est montée entre les bobines des autres circuits. Le premier circuit est alimenté par un courant alternatif  $I_a$  (voir fig. 44). Si les trois circuits sont identiques et que le couplage entre les circuits 1 et 2 est aussi serré que celui réalisé entre les circuits 2 et 3, l'équation d'équilibre des tensions pour les trois circuits donne:

$$\left. \begin{aligned} I_1 \left( r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right) + I_2 j\omega M &= I_a \frac{1}{j\omega C} \\ I_2 \left( r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right) + I_1 j\omega M + I_3 j\omega M &= 0 \\ I_3 \left( r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right) + I_2 j\omega M &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I E } 1)$$

En éliminant  $I_1$  et  $I_2$ , on obtient:

$$I_3 = \frac{\omega^2 M^2 \frac{1}{j\omega C}}{\left( r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right) \left\{ 2\omega^2 M^2 + \left( r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right)^2 \right\}} I_a \quad (\text{I E } 2)$$

La tension aux bornes du dernier circuit est :

$$V_3 = I_3 \frac{1}{j\omega C} = \frac{M^2/C^2}{\left( r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right) \left\{ 2 \omega^2 M^2 + \left( r + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \right)^2 \right\}} I_a \dots (I E 3)$$

En substituant

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

$$\beta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega},$$

$$Q = \frac{\omega_0 L}{r},$$

$$K = \frac{\omega M}{\omega_0 L},$$

on obtient :

$$V_3 = \frac{M^2/C^2}{r^3 (1 + j\beta Q) \{ (1 + j\beta Q)^2 + 2 Q^2 K^2 \}} I_a \dots (I E 4)$$

Le module de cette tension est :

$$V_3 = \frac{M^2/C^2}{r^3 \sqrt{(2 Q^2 K^2 - \beta^2 Q^2 + 3)^2 \beta^2 Q^2 + (1 + 2 Q^2 K^2 - 3 \beta^2 Q^2)^2}} I_a \dots (I E 5)$$

A l'accord ( $\beta = 0$ ), cette expression devient :

$$V_{30} = \frac{M^2/C^2}{r^3 (1 + 2 Q^2 K^2)} I_a \dots (I E 6)$$

Hors de la zone d'accord, l'atténuation par rapport à la tension  $V_{30}$  est donc :

$$a = \left| \frac{V_{30}}{V_3} \right| = \frac{\sqrt{(2 Q^2 K^2 - \beta^2 Q^2 + 3)^2 \beta^2 Q^2 + (1 + 2 Q^2 K^2 - 3 \beta^2 Q^2)^2}}{1 + 2 Q^2 K^2} \dots (I E 7)$$

L'équation (I E 7) permet de tracer les courbes de la fig. 45. Ces courbes sont relatives à une combinaison de deux filtres de bande constitués par trois circuits séparés par une penthode. Nous avons de nouveau admis que la

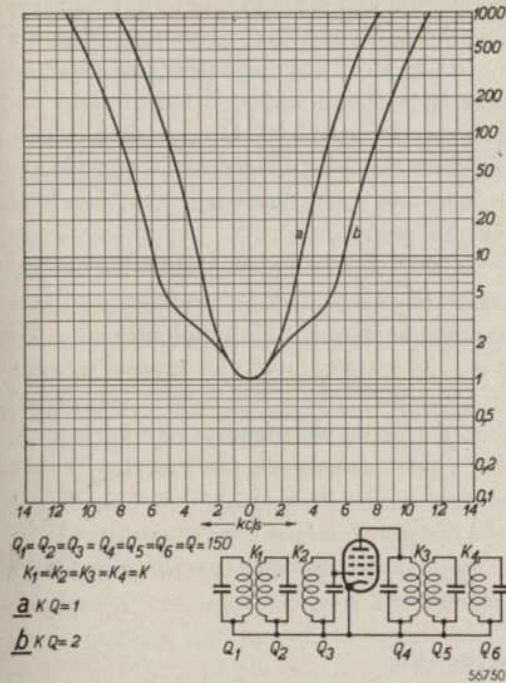


Fig. 45. Courbes de résonance d'une combinaison de deux filtres de bande, couplés par une penthode, constitués par trois circuits;  $Q = 150$ .

moyenne fréquence est de 475 kc/s et que  $Q = 150$ . En outre, nous avons supposé que le couplage entre les circuits des deux filtres est le même; dans le cas de la courbe a :  $QK = 1$ . Il s'avère que la courbe de résonance ainsi obtenue a, il est vrai, des flancs fortement inclinés, mais qu'elle ne comporte pas un sommet en palier. Si l'on utilise un couplage plus serré entre les deux circuits, par exemple  $QK = 2$ , on obtient la courbe b. Celle-ci ne comporte pas non plus de sommet en palier\*.

La comparaison des fig. 43 et 45 fait nettement ressortir le grand avantage de l'utilisation de trois filtres de bande constitués par deux

circuits et d'un tube amplificateur M.F. supplémentaire. Cet agencement fournit une meilleure reproduction des fréquences de modulation élevées et assure en même temps une forte atténuation des émetteurs voisins de la fréquence désirée.

Le montage représenté sur la fig. 43 offre encore un autre avantage : l'amplification par étage peut être beaucoup plus petite. Il en résulte que l'impédance de circuit des trois transformateurs M.F. peut être plus faible (petite self-induction, grande capacité). De ce fait, l'effet amortisseur des résistances shuntant le circuit devient plus faible, ce qui permet d'obtenir plus facilement une bonne qualité de circuit. De plus, l'utilisation d'une plus grande capacité d'accord dans les circuits M.F. offre l'avantage qu'une faible variation de capacité affecte moins l'accord du circuit (par exemple lors du

\* On peut prouver par le calcul qu'on obtiendrait une courbe de résonance à trois coudes de même hauteur si l'amortissement du second circuit des deux filtres de bande était nul ( $Q_2 = Q_3 = \infty$ ). En pratique, cette condition est évidemment irréalisable. La courbe désirée peut cependant s'obtenir aussi en n'accordant pas les trois circuits d'un filtre de bande sur la même fréquence, mais en désaccordant le premier circuit et le troisième symétriquement par rapport au second. Cependant, cet agencement complique notablement le „trimmage” du récepteur.

remplacement des tubes). Si l'amplification de l'étage changeur de fréquence et de l'étage M.F. d'un récepteur superhétérodyne à un seul tube amplificateur M.F. est  $A$ , un amplificateur à deux tubes M.F. par étage ne requiert qu'une amplification  $A' = \sqrt[3]{A^2}$  pour assurer la même amplification totale.

C'est ainsi que pour  $A = 100$  par exemple,  $A' = 22$ . Dans le dernier cas, l'impédance des circuits M.F. peut donc être plus de quatre fois plus petite. Pour un même  $Q$ , ceci implique donc une self-induction quatre fois plus petite et une capacité quatre fois plus grande.

Il va de soi que, lorsqu'on utilise un tube M.F. supplémentaire, il n'est pas nécessaire de diminuer l'amplification par étage de manière telle que l'amplification totale soit égale à celle obtenue sans ce tube supplémentaire. Le montage offre alors un avantage supplémentaire: une plus grande sensibilité de l'appareil récepteur.

Dans le cas d'utilisation d'un filtre de bande constitué par trois circuits, l'amplification est moindre que celle obtenue avec un filtre de bande constitué par deux circuits\*.

Pour obtenir la même sensibilité du récepteur, il faut donc augmenter l'impédance des circuits M.F., de sorte que les amortissements parallèles exercent une plus grande influence sur la sélectivité.

### § 2. Filtres de bande à couplage réglable

Dans l'introduction de ce chapitre, nous avons déjà signalé que, pour la réception d'un émetteur faible, il est parfois nécessaire de choisir une plus petite largeur de bande pour empêcher les perturbations provoquées par de puissants émetteurs voisins. Par contre, lors de la réception d'un émetteur local puissant, on peut, en général, admettre dans la partie H.F. et dans la partie M.F. une grande largeur de bande, ce qui permet d'obtenir une excellente reproduction. En outre, il se peut qu'un émetteur reçu de façon moyenne ne soit que très peu gêné le jour par d'autres émetteurs, de sorte qu'à ce moment, le réglage sur une bande de fréquence suffisamment large assure une excellente reproduction. Par contre, le soir, lorsque les émetteurs plus éloignés se sont mieux, recus la perturbation provoquée par des émetteurs désirables est plus forte, de sorte qu'il sera nécessaire de recevoir avec une bande de fréquences plus étroite.

Pour qu'un même récepteur assure une reproduction optimum dans tous les cas, il est donc nécessaire que la bande de fréquences à transmettre puisse être adaptée à ces cas; la largeur de bande doit donc être réglable et, de

préférence, de manière continue. Cependant, pour des raisons de simplicité, on utilise souvent un réglage échelonné.

Reste encore le cas spécial où l'intensité de l'émetteur peut varier entre de très larges limites par suite du fading, de sorte que la perturbation provoquée par un émetteur voisin peut aussi varier notablement pendant une émission. Dans ce cas, il serait donc désirable que la largeur de bande soit commandée automatiquement par l'intensité de l'onde porteuse désirée. Cette commande nécessiterait un système régulateur automatique de la largeur de bande.

Nous examinerons en détail non seulement le réglage manuel qui permet à l'auditeur de régler à volonté la largeur de bande, mais aussi le réglage automatique.

En pratique, la variation de la largeur de bande s'obtient uniquement par la variation de la courbe de résonance d'un ou de plusieurs filtres de bande M.F. Une première condition est que cette variation n'affecte pas trop fortement l'amplification M.F. La variation admissible de l'amplification M.F. est cependant plus grande que ne le ferait présumer une considération superficielle. En effet, le contrôle automatique du volume (voir à ce sujet le chapitre X) compense en grande partie la variation de l'amplification M.F. Une variation du simple au double de l'amplification M.F. est encore admissible dans la plupart des récepteurs. Examinons d'abord les diverses manières de modifier la courbe de résonance d'un filtre de bande et les variations qui en résultent pour l'amplification M.F.

En principe, la courbe de résonance d'un filtre de bande peut être modifiée de trois manières:

- a) en modifiant le couplage entre les circuits;
- b) en modifiant le facteur  $Q$  des circuits;
- c) en modifiant l'accord des circuits.

Nous étudierons chacune de ces trois méthodes. Nous limiterons d'abord nos considérations à un seul filtre de bande et ensuite nous traiterons l'amplification M.F. dans son ensemble.

### § 3. Modification du couplage entre les circuits d'un filtre de bande

Le facteur  $Q$  et l'accord des deux circuits étant maintenus constants, on peut déduire de la fig. 17 la variation de l'amplification M.F. et de la bande de fréquence transmise lors d'une variation du facteur de couplage  $K$ . Lorsqu'on entend par bande de fréquences transmise, les fréquences pour lesquelles  $a$  est plus petit que 10, il résulte de la fig. 17 qu'une variation du produit  $QK$  de 0,7 à 2 permet de faire varier du simple au double la largeur de la bande M.F. La plus grande variation qui en résulte pour l'amplification M.F. est,

\* Lorsqu'on utilise un tube M.F. de pente  $S$  et une impédance de circuit  $Z$ , dans le cas de la courbe  $a$  de la fig. 45 ( $QK = 1$ ), l'amplification M.F. est égale à  $1/3 S.Z.$ , et pour un filtre de bande, à couplage critique, constitué par deux circuits, elle est de  $1/2 S.Z.$

d'après la fig. 13, égale à  $0,5 : 0,4 = 1,25 : 1$ , donc presque toujours admissible. Aussi la variation des couplages entre les circuits est-elle la méthode la plus logique pour régler la largeur de bande. En général, ce réglage s'obtient en couplant inductivement entre eux deux circuits M.F. et, pour faire varier le couplage, on modifie l'écartement entre les bobines. Cette méthode se prête particulièrement bien à un réglage continu de la largeur de bande; elle présente en outre l'avantage que la variation du couplage n'affecte pas l'accord des circuits, de sorte que le montage peut rester très simple. Les autres méthodes de réglage du couplage présentent souvent l'inconvénient

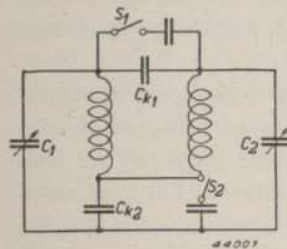


Fig. 46. Filtre de bande à couplage capacitif au sommet et à couplage capacitif à la base combinés.

que le désaccord des circuits qui en résulte doit être compensé. Aussi ces méthodes ne conviennent-elles pas, du moins en général, pour un filtre de bande réglable de manière continue. La fig. 46 représente, à titre d'exemple, le schéma de principe d'un filtre de bande dans lequel le couplage entre les circuits est constitué par la combinaison d'un couplage capacitif à la partie supérieure du circuit et d'un couplage capacitif à la partie inférieure du circuit. Si l'on utilisait uniquement le couplage capacitif à la partie inférieure du circuit

et si l'on modifiait le couplage en faisant varier  $C_{k2}$ , on affecterait en même temps l'accord des circuits. La capacité d'accord est, en effet, constituée par le montage en série respectivement de  $C_1$  et de  $C_{k2}$ , et de  $C_2$  et de  $C_{k2}$ .

Pour compenser ce désaccord, le couplage capacitif peut se trouver partiellement au sommet des circuits et lorsque  $C_{k2}$  augmente (fermeture de  $S_2$ ), on peut diminuer en même temps  $C_{k1}$  (ouverture de  $S_1$ ). Les deux manoeuvres provoquent un couplage plus lâche. Il va de soi que cette méthode convient uniquement pour une modification échelonnée de la largeur de bande.

Comme, dans le cas du réglage sur une grande largeur de bande, le couplage entre les circuits est supercritique, la courbe de résonance comporte deux coudes dont l'influence n'est pas très grande. Les hautes fréquences de modulation que le filtre transmet alors très bien, sont, en général, atténuées de nouveau dans l'appareil récepteur par d'autres causes. Cependant, si l'on s'efforce d'obtenir pour l'appareil récepteur une courbe de résonance dont le sommet soit autant que possible en palier, on peut compenser, pour la plus grande partie du moins, l'influence de la forme coudée de la courbe de résonance en donnant à la courbe de résonance des autres circuits d'accord, une forme appropriée. Nous reviendrons sur cette question dans l'exposé relatif à l'ensemble de l'amplificateur M.F.

#### § 4. Modification du facteur Q des circuits d'un filtre de bande

Comme on le sait, une augmentation des pertes dans un circuit simple provoque une diminution de la sélectivité et par conséquent un élargissement de la bande de fréquences transmise. En même temps, l'amplification que permet d'obtenir ce circuit, diminue. Cette méthode convient moins bien au réglage de la largeur de bande, car elle n'élargit pas essentiellement le sommet de la courbe de résonance comme dans le cas de la fig. 17, où un réglage sur grande largeur de bande ne modifie guère l'inclinaison des flancs, mais donne à l'ensemble de la courbe de résonance une forme plus en palier. Ceci se ramène à une moins bonne sélectivité pour les émetteurs écartés de plusieurs canaux de l'émetteur désiré, tandis que la largeur de bande réglable a uniquement pour but d'élargir le sommet de la courbe de résonance sans modifier l'atténuation des émetteurs très éloignés.

À ce point de vue, un filtre de bande se comporte d'une autre manière. Lorsque, dans un tel filtre, on diminue le facteur Q de l'un des circuits ou des deux, tout en maintenant le couplage constant, le produit  $QK$  diminue. Dans ce cas, la fig. 17 ne montre plus nettement la variation de courbe de résonance que provoque une variation de Q, puisque Q affecte non seulement le paramètre, mais aussi l'échelle des abscisses. Si l'on trace la courbe à échelle des abscisses constante (comme dans l'exemple suivant) on constate que, malgré les plus petites valeurs de  $Q_1$  ou de  $Q_2$ , le sommet devient plus étroit. En même temps aussi, la pente des flancs diminue. Dans ce cas, dans le réglage sur une étroite largeur de bande (qui correspond maintenant à une petite valeur de  $Q_1$  ou de  $Q_2$ , l'atténuation des émetteurs de fréquence fortement éloignée est moins bonne que dans le cas du réglage sur de grandes largeurs de bande. L'atténuation d'un émetteur à une distance d'un canal s'obtient donc au détriment de la sélectivité pour des émetteurs situés assez loin en dehors de l'accord. Cette particularité ne doit pas faire rejeter le système.

Nous montrerons aussi, à l'aide d'un exemple, les résultats que l'on peut obtenir en amortissant l'un des circuits d'un filtre de bande. Soit  $Q_0$  la qualité des deux circuits d'un filtre de bande; donc  $Q_1 = Q_2 = Q_0$ . Le facteur de qualité d'un circuit, par exemple  $Q_1$ , est maintenu constant et celui de l'autre circuit est réduit de  $n$  fois. Pour éviter que la courbe de résonance devienne trop pointue aux petites valeurs de  $QK$ , pour le Q original, donc pour  $n = 1$ , le couplage est notablement plus serré que critique. Dans notre exemple, prenons  $Q_0^2 K^2 = 10$ .

L'équation (I B 34) permet alors de tracer la courbe de résonance pour  $n = 1$ . (Dans la fig. 17, cette courbe manque). Le désaccord est exprimé en  $Q_0$  (voir fig. 47,  $n = 1$ ).

Comme dans le réglage par amortissement,  $Q_1$  et  $Q_2$  sont intentionnellement

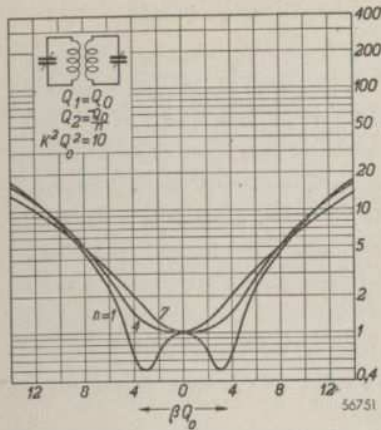


Fig. 47. Courbes de résonance d'un filtre de bande pour divers couplages obtenus par une modification du facteur Q de l'un des circuits.

choisis très différents, il est logique de suivre le raisonnement tenu au paragraphe B 8. Comme amortissement moyen, on considère :

$$\delta = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} = \frac{\delta_0 + n \delta_0}{2} = \delta_0 \frac{n + 1}{2}$$

ou : 
$$Q = Q_0 \frac{2}{n + 1} \quad (\text{I E 8})$$

Cet accroissement de l'amortissement est cependant accompagné d'une diminution apparente du couplage et ce, suivant l'équation (I B 37) :

$$K'^2 = K^2 - \varepsilon^2, \dots \dots \dots (\text{I B 37})$$

dans laquelle, d'après l'équation (I B 38) :

$$\varepsilon = \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} = \frac{n - 1}{2} \delta_0 = \frac{n - 1}{2} \frac{1}{Q_0}, \dots \dots \dots (\text{I E 9})$$

On peut calculer la courbe de résonance par exemple pour  $n = 4$ . A cet effet, il faut d'abord connaître le nouveau couplage relatif  $QK'$ . Cette valeur se déduit des équations (I B 37) et (I E 9) :

$$Q_0^2 K'^2 = Q_0^2 K^2 - \varepsilon^2 Q_0^2 = Q_0^2 K^2 - \frac{(n - 1)^2}{4}$$

En substituant dans cette relation l'équation (I E 8), on obtient :

$$Q^2 K'^2 = Q_0^2 K'^2 \frac{4}{(n + 1)^2} = Q_0^2 K^2 \frac{4}{(n + 1)^2} - \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2} \dots \dots \dots (\text{I E 10})$$

Avec  $Q_0^2 K^2 = 10$ , pour  $n = 4$ , on trouve :

$$Q^2 K'^2 = 10 \times \frac{4}{25} - \frac{9}{25} = \frac{31}{25}$$

ou 
$$QK' = 1.1.$$

Pour cet amortissement, le couplage du filtre de bande est donc approximativement critique et la courbe peut se déduire de la fig. 17. Cependant, pour comparer cette courbe avec la courbe originale, il faut

encore tenir compte du fait qu'il faut modifier en  $\beta Q_0$ , l'étalon du désaccord  $\beta Q$ . Lorsque dans la fig. 17, pour  $\beta Q = 4,5$  on trouve  $a = 10$ , cette valeur de  $a$  est utilisable fig. 47, pour  $\beta Q = 11$  puisque le  $Q$  moyen diminue 2,5 fois. En effet, d'après l'équation (I E 8), pour  $n = 4$ , on a :

$$Q = Q_0 \frac{2}{4 + 1} = \frac{Q_0}{2.5}$$

La fig. 47 prouve qu'à proximité du sommet, la courbe est effectivement devenue plus étroite. Cependant, pour de grands désaccords, la sélectivité est devenue beaucoup plus mauvaise. Pour  $n =$  environ 7, le couplage relatif  $QK'$  est égal à zéro. Cette courbe peut de nouveau se déduire de la fig. 17. Sur la fig. 47, cette courbe est tracée avec  $\beta Q_0$  comme abscisses ; ses flancs sont encore moins abrupts.

Lorsqu'on applique cette méthode, il faut veiller à ce que, lors du réglage sur une petite largeur de bande (petite valeur de  $Q_2$ ), la sélectivité pour des fréquences éloignées soit encore suffisante, ce qui, dans certains cas, nécessitera plusieurs circuits HF accordés. Contrôlons maintenant l'influence du réglage de la largeur de bande sur l'amplification. Pour calculer l'amplification, on peut se servir, même dans le cas de grandes différences d'amortissement, de l'équation (I B 16). Dans ce cas, on a donc :

$$Q = \sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{Q_0 \cdot Q_0/n} = \frac{Q_0}{\sqrt{n}} \dots \dots \dots (\text{I E 11})$$

Si nous représentons par  $Z_0$ , l'impédance de résonance des deux circuits, dans le cas du réglage sur la plus grande largeur de bande ( $n = 1$ )  $Z_1 = Z_0$  et après le réglage,  $Z_2 = Z_0/n$ . D'après l'équation (I B 16), l'amplification devient :

$$A = \left| \frac{V_2}{V_g} \right| = S \frac{\frac{Q_0 K}{\sqrt{n}}}{1 + \frac{Q_0^2 K^2}{n}} \frac{Z_0}{\sqrt{n}}$$

ou 
$$A = S \frac{Q_0 K}{n + Q_0^2 K^2} Z_0 \dots \dots \dots (\text{I E 12})$$

Dans notre exemple  $Q_0^2 K^2 = 10$ , de sorte que l'équation (I E 12) devient :

$$A = S \frac{\sqrt{10}}{n + 10} Z_0 \dots \dots \dots (\text{I E 13})$$

La fig. 48 donne la grandeur  $\frac{\sqrt{10}}{n+10}$ , utilisée dans cette équation, en fonction de  $n$ . Cette figure donne le rapport de l'amplification que l'on peut obtenir avec le filtre de bande et de celle que l'on peut obtenir avec un circuit simple à résistance de résonance  $Z_0$ . Pour une variation de  $n$  de 1 à 10, l'amplification varie environ du simple au double. Ce résultat aussi est donc plus défavorable que celui obtenu par une variation du couplage.

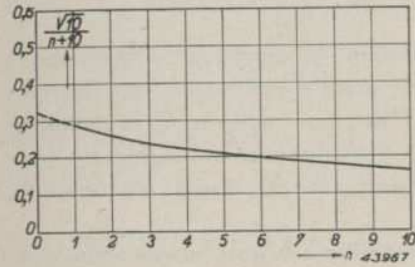


Fig. 48. Le terme  $\frac{\sqrt{10}}{n+10}$  de l'équation (I E 13) en fonction de  $n$ .

Une étude poussée de l'équation considérée prouve que la fig. 47 est applicable non seulement dans le cas d'un  $Q_1$  constant et d'un  $Q_2$  décroissant, mais aussi dans celui d'un  $Q_1$  décroissant et d'un  $Q_2$  constant. On pourrait évidemment modifier aussi simultanément la facteur de qualité des deux circuits.

Les variations de la largeur de bande et de l'amplification seraient cependant du même ordre de grandeur que sur la fig. 47. Il est donc superflu d'insister sur cette question.

Le grand avantage du réglage de la largeur de bande par une modification du facteur de qualité, est qu'il ne nécessite pas d'organes mécaniques mobiles. On peut influencer  $Q_1$  et  $Q_2$  par exemple en amortissant le circuit considéré par la résistance interne d'un tube monté en parallèle et en modifiant cette résistance par le réglage des tensions du tube. A cet effet, on peut monter en parallèle avec un ou plusieurs circuits M.F. un

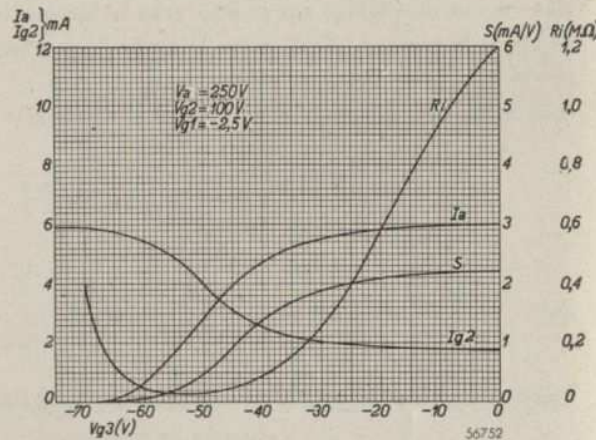


Fig. 49. Intensité du courant de grille, intensité du courant de grille-écran, pente et résistance interne en fonction de la tension négative de la troisième grille du tube amplificateur EF22.

tube supplémentaire. On peut aussi modifier la résistance interne du tube M.F. en faisant varier la tension appliquée à la grille de freinage. C'est ainsi qu'il suffit de modifier cette tension de 0 à -33 V, pour modifier de 1,2 MΩ à 0,2 MΩ la résistance interne du tube amplificateur E.F. 22, sans qu'il en résulte une grande variation de la pente (voir fig. 49). Cette méthode purement électrique convient particulièrement bien à la réalisation d'un réglage automatique de la largeur de bande. Nous en donnerons une description dans le paragraphe 13.

§ 5. Variation de l'accord des circuits d'un filtre de bande

Lorsque les deux circuits d'un filtre de bande sont légèrement désaccordés en sens inverse, il en résulte aussi un élargissement de la courbe de résonance. Comme nous l'avons calculé au paragraphe B 10, la courbe de résonance affecte la même forme que celle d'un filtre de bande à même amortissement, mais à couplage plus serré:

$$K'^2 = K^2 + \beta_v^2 \dots \dots \dots (I B 42)$$

expression dans laquelle  $\beta_v$  est égal à la moitié des désaccords relatifs des deux circuits, donc:

$$\beta_v = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \dots \dots \dots [\text{voir équation (I A 37)}]$$

Pour déterminer la forme de la courbe de résonance, un désaccord symétrique des deux circuits peut donc se transformer immédiatement en un accroissement de  $K$ , comme le prouve une étude plus approfondie de l'équation (I B 41). Cette transformation est cependant impossible par la variation de l'amplification. Lorsque le courant alternatif  $I_a$  est fourni par une penthode amplificatrice de pente  $S$  et de tension alternative de grille  $V_g$ , on a de nouveau  $I_a = S \times V_g$ , de sorte que l'amplification M.F. résulte de l'équation (I B 41):

$$A = \left| \frac{V_{res}}{V_g} \right| = S \frac{\omega_0 Q^2 K \sqrt{L_1 L_2}}{1 + Q^2 K'^2} = S \frac{QK}{1 + Q^2 K'^2} Z \quad (I E 14)$$

Dans l'équation ci-dessus, on a déjà substitué:

$$Z = \sqrt{Z_1 Z_2} = \sqrt{\frac{L_1}{r_1 C_1} \frac{L_2}{r_2 C_2}}$$

Comme  $K'$  ne figure qu'au le dénominateur de l'équation (I E 14), le désaccord des circuits (augmentation de  $K'$ ) exerce sur l'amplification une influence plus grande qu'une augmentation du couplage (augmentation de  $K$ )

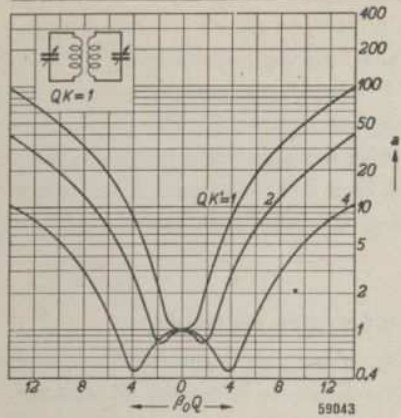


Fig. 50. Courbes de résonance d'un filtre de bande dont la largeur de bande se règle par désaccord de l'un des circuits.

Celles-ci ne figurent donc pas fig. 50.

Pour illustrer les variations de l'amplification en fonction du désaccord, la fig. 51 donne l'expression  $\frac{QK}{1 + Q^2 K'^2}$

utilisée dans l'équation (I E 14), en fonction de  $QK'$ . Comme nous sommes partis d'un filtre de bande à couplage critique,  $QK = 1$ . La fig. 51 donne donc, en ordonnées :

$$\frac{1}{1 + Q^2 K'^2}$$

Il s'avère qu'une variation du simple au double de  $QK'$  provoque déjà une variation de 2,5 fois de l'amplification, ce qui est notablement supérieur au résultat obtenu dans le cas d'une variation de la largeur de bande. Un désaccord des circuits se réalise évidemment facilement par une variation en sens inverse de la capacité du condensateur d'accord des deux circuits.

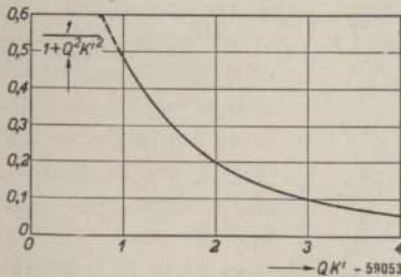


Fig. 51. Le terme  $\frac{QK}{1 + Q^2 K'^2}$  de l'équation (I E 14) (pour le cas où  $QK = 1$ ) en fonction de  $QK'$ .

Ce fait est nettement illustré par l'exemple suivant. Nous partons d'un filtre de bande à couplage critique dont les deux circuits ont des angles de pertes égaux. La largeur de bande est augmentée par un désaccord symétrique des circuits. Les courbes de résonance alors obtenues sont identiques à celles représentées fig. 17 pour un couplage réglable. Pour plus de clarté, elles sont tracées, une fois de plus, fig. 50. Lorsqu'on part d'un filtre de bande à couplage critique, il est évidemment impossible d'obtenir par le désaccord des courbes à  $QK' < 1$ .

L'accord d'un circuit peut cependant aussi être influencé à l'aide d'un tube

électronique. Cette méthode purement électrique convient parfaitement à la réalisation d'un réglage automatique de la largeur de bande; aussi l'étudierons-nous en détail au paragraphe 13.

§ 6. Combinaison d'un filtre de bande fixe et d'un filtre de bande à couplage réglable

A la page 98, nous avons déjà mentionné que, dans le cas de couplage supercritique, nécessaire dans la position large, la courbe de résonance du filtre de bande réglable comporte deux bosses. On s'efforcera évidemment tout d'abord de donner autant que possible au sommet de la courbe de résonance totale de l'appareil récepteur une forme en palier lors de la variation de la largeur de bande, car toutes les différences de modulation sont alors uniformément reproduites. Ce résultat peut s'obtenir en donnant à la courbe de résonance de l'autre partie de l'appareil une forme telle que le creux formé dans la courbe de résonance entre les deux bosses soit rempli aussi uniformément que possible.

Ce résultat s'obtient par exemple par une combinaison d'un filtre de bande réglable et d'un circuit simple dont le facteur  $Q$  est égal à la moitié de celui des circuits du filtre de bande. La fig. 52 donne les courbes de résonance utilisables pour une telle combinaison. Les facteurs de qualité des deux circuits du filtre de bande sont appelés  $Q_0$ ,

de sorte que le facteur de qualité du circuit simple est  $\frac{1}{2} Q_0$ . D'après l'équation (I A 10), la courbe de résonance de ce circuit est alors représentée par :

$$a = \sqrt{1 + \frac{1}{4} \beta^2 Q_0^2} \dots \dots \dots (I E 15)$$

Dans la fig. 52, l'atténuation totale  $a_t$  est donc égale au produit des valeurs

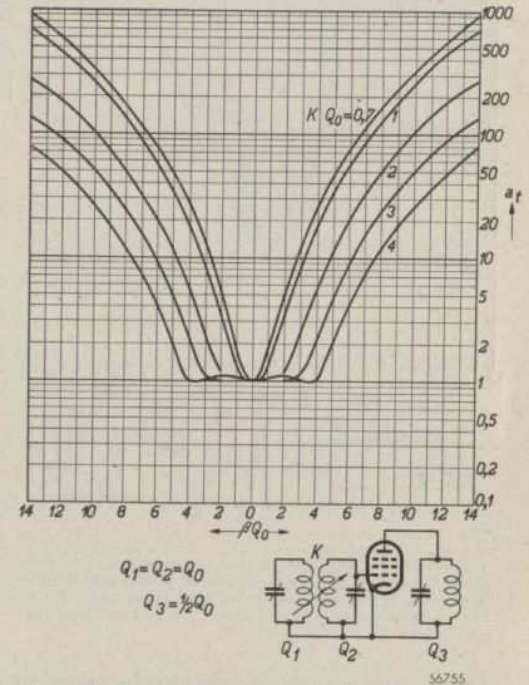


Fig. 52. Courbes de résonance pour une combinaison d'un filtre de bande réglable à un seul circuit, dans lequel le facteur de qualité du circuit simple est égal à la moitié de celui des circuits du filtre de bande.

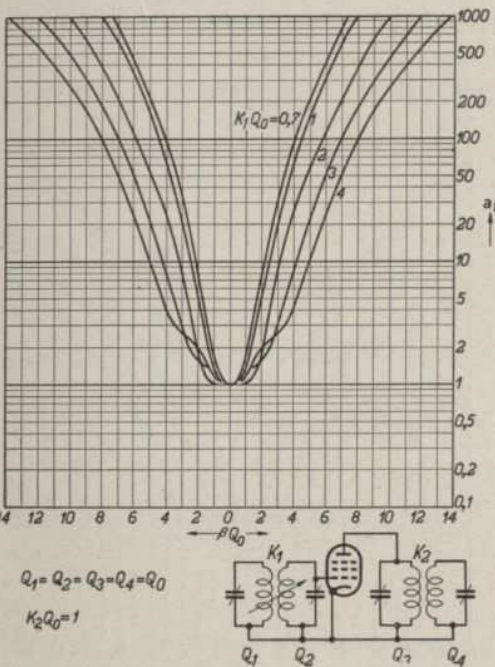


de  $a$  tirées des équations (I B 32) et (I E 15). Cette figure montre que pour  $Q_0 K > 1$ , les courbes de résonance conservent pratiquement un sommet en palier. L'effet dit de bossage du couplage supercritique est donc compensé d'une manière satisfaisante. A ce point de vue, le montage serait idéal pour une largeur de bande réglable. Il présente cependant un inconvénient: seulement trois circuits M.F. accordés, dont un de qualité médiocre, ne permettent pas d'obtenir une sélectivité suffisante. En général, cette sélectivité nécessite au moins deux filtres de bande M.F. à circuits de qualité supérieure. Il est donc logique d'étudier l'influence du couplage variable d'un filtre de bande sur la courbe de résonance totale lorsque ce filtre de bande est utilisé en combinaison avec un autre, à couplage fixe.

La fig. 53 donne les courbes de résonance totale pour deux filtres de bande à même qualité de circuit, dans lequel le couplage de l'un des filtres est réglé à sa valeur critique tandis que celui de l'autre est réglable. On voit que, dans la position large, le sommet de la courbe de résonance n'affecte nullement la forme en palier obtenue fig. 52. En effet, les flancs de la courbe de résonance sont beaucoup plus raides que ceux de la courbe correspondant au circuit simple utilisé pour la fig. 52, de sorte que l'affaiblissement que provoque de filtre de bande fixe exerce une influence plus grande que les bosses de la courbe de résonance du filtre de bande réglable.

Fig. 53. Courbes de résonance pour une combinaison de deux filtres de bande M.F. à même qualité de circuit, dans laquelle le couplage de l'un des filtres de bande est critique et celui de l'autre, réglable.

Nous avons admis que les quatre circuits des filtres de bande ont la même qualité; ceci est pratiquement irréalisable. Les circuits du dernier filtre de bande sont presque toujours amortis par la diode détectrice et par la diode du C.A.V. d'une manière telle que les facteurs  $Q$  de ces deux circuits soient notablement plus petits que ceux du premier filtre de bande. Aussi, fig. 54, les courbes de résonance sont-elles données pour une combinaison



50756

de deux filtres de bande tels que le couplage entre les circuits d'un filtre de bande soit réglable et que les facteurs  $Q$  des circuits de l'autre filtre de bande à couplage critique, soient égaux à la moitié de ceux du filtre de bande réglable (nous déterminerons par la suite lequel des deux filtres de bande doit être réglable).

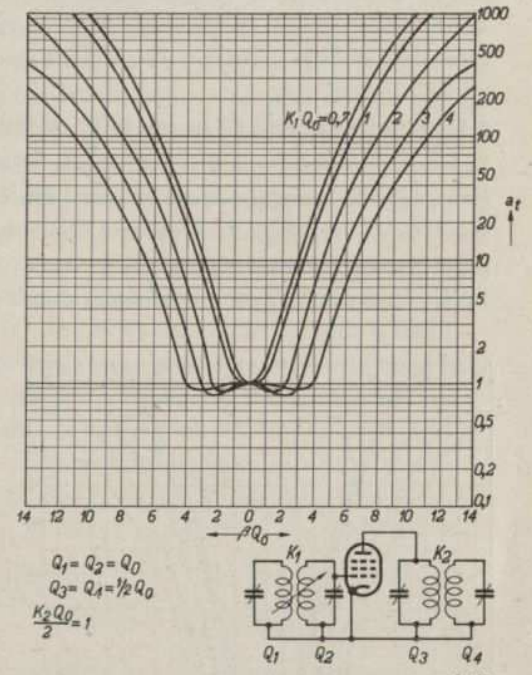
Nous voyons qu'avec ce montage on se rapproche mieux du sommet en palier que dans le cas de la fig. 53.

Comme les courbes de la fig. 54 correspondent mieux aux cas rencontrés en pratique que celles représentées fig. 53, nous pouvons en conclure qu'une variation du couplage des circuits du premier filtre de bande permet un réglage satisfaisant de la largeur de bande.

Si nous considérons à nouveau, comme bande de fréquences transmise, les fréquences pour lesquelles  $a_f = 10$ , la fig. 54 montre qu'une variation de  $Q_0 K_1 = 0,7$  à  $Q_0 K_1 = 3$  du couplage du premier filtre de bande provoque une variation de largeur de bande de 1 : 2. La variation d'amplification qui en résulte est évidemment identique à celle représentée fig. 13.

A la variation précitée du couplage correspond une variation maximum de l'amplification de  $0,5 : 0,3 = 1,67 : 1$ . Cette variation est en général admissible et, de plus, elle est compensée en grande partie par l'effet du contrôle automatique du volume.

Si, dans des montages spéciaux, les circuits du dernier transformateur M.F. ne sont pas amortis par des diodes et que l'on désire néanmoins se rapprocher, de la manière représenté fig. 53, du cas idéal d'un sommet en palier lors du réglage sur la bande de fréquences large, on peut donner aux circuits du filtre de bande non réglable un couplage supercritique. Pour illustrer ce principe, la fig. 55 donne les courbes de résonance d'une combinaison



50757

Fig. 54. Courbes de résonance pour une combinaison de deux filtres de bande M.F. dans laquelle on a admis que le couplage entre les circuits de l'un des filtres de bande est réglable et que la qualité de l'autre filtre de bande, à couplage critique, est égale à la moitié de celle du filtre de bande réglable.

de deux filtres de bande M.F. à circuits de même qualité. Le couplage de l'un des filtres de bande est réglable, tandis que celui de l'autre est réglé à  $Q_0 K_2 = 2$ . Bien que l'on ne se rapproche pas aussi bien du sommet en palier que dans la fig. 54, le résultat est cependant meilleur que dans le cas du filtre de bande fixe à couplage critique représenté fig. 53. Il va de soi qu'un couplage plus serré du second filtre de bande entraîne une réduction de la sélectivité, comme le montre d'ailleurs une comparaison des fig. 53 et 55. Il faut donc éviter de dépasser pour le couplage supercritique du second filtre de bande le montant strictement nécessaire.

§ 7. Choix du filtre de bande M.F. réglable

Lorsque l'un des deux filtres de bande M.F. que comporte un récepteur doit être réglable, une question se pose: Quel filtre doit être réglable? Or, il s'avère que le réglage du premier filtre de bande M.F. offre de notables avantages par rapport au réglage du second.

1) Comme nous l'avons déjà mentionné, par suite de l'influence amortissante de la diode détectrice et de la diode du C.A.V., les facteurs  $Q$  des circuits du second filtre de bande M.F. sont notablement inférieurs à ceux des circuits du premier filtre de bande. Il s'est avéré qu'une variation du couplage entre ces circuits plus fortement amortis ne permet pas de se rapprocher aussi bien de la courbe de résonance à sommet en palier qu'une variation du couplage des circuits moins amortis du premier filtre de bande. En outre, par suite de sa moins bonne qualité de circuit, le second filtre de bande exerce beaucoup moins d'influence sur la courbe de résonance totale du récepteur que les circuits du premier transformateur

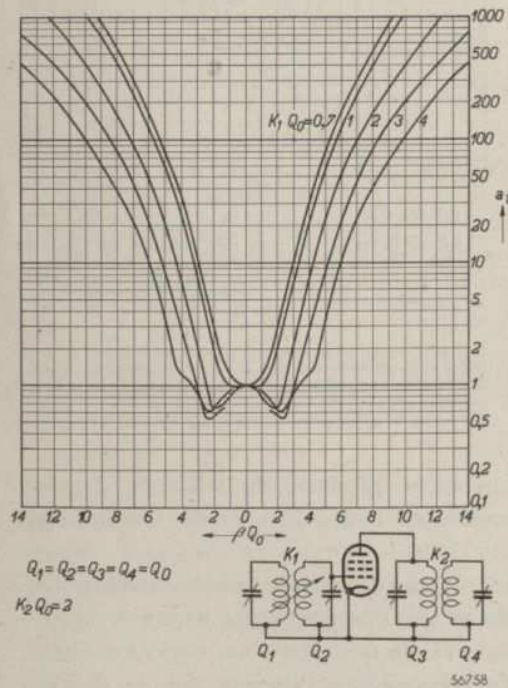


Fig. 55. Courbes de résonance pour une combinaison de deux filtres de bande M.F. à même qualité de circuit. Le couplage de l'un des filtres de bande est réglable, tandis que celui de l'autre est réglé à  $Q_0 K_2 = 2$ .

M.F. Aussi une variation de couplage entre les circuits du second filtre influencera-t-elle moins la courbe de résonance totale. De ce fait, une variation déterminée de la largeur de bande nécessiterait un plus grand couplage du second transformateur M.F. que du premier. Comme la solution dans laquelle la variation de couplage est la plus faible est la meilleure, on utilisera généralement, pour la réalisation d'une largeur de bande variable, le premier filtre de bande M.F.

2) Actuellement, la plupart des récepteurs comportent un étage B.F à faible sensibilité (en ce qui concerne les avantages de ce principe, voir chapitre V, Détection). Cette faible sensibilité s'obtient soit en n'utilisant pas de pré-amplification B.F., de sorte que la diode détectrice est immédiatement suivie du tube de sortie, soit en assurant à l'amplification B.F. une contre-réaction suffisamment grande. De ce fait, la tension de signal M.F. appliquée à la diode détectrice doit être élevée et le tube amplificateur M.F. doit être à même de fournir ces tensions élevées à la diode. Les problèmes que pose cette question sont étudiés en détail au chapitre XIII. On y prouve que le circuit anodique du tube amplificateur M.F. doit avoir une grande impédance pour que la tension appliquée à la diode détectrice soit suffisamment élevée. Or, la grandeur de cette impédance dépend fortement du couplage entre les circuits du transformateur M.F. inséré dans le circuit anodique. Si l'impédance du circuit primaire est  $Z_1$ , l'impédance du côté primaire du filtre de bande est:

$$Z_p = Z_1 \frac{1}{1 + Q^2 K^2} \dots \dots \dots \text{(I E 16)}$$

Cette formule se déduit de l'équation (I B 22) en substituant à  $V_2$  la valeur tirée de (I B 16) et en posant  $Q_1 = Q_2$ .

Dans ce cas,  $Z_p$  est le rapport  $V_1/I_a$ .

La formule (I E 16) montre que  $Z_p$  diminue lorsque  $QK$  augmente (couplage serré, donc grande largeur de bande). Comme, en général, le réglage à grande largeur de bande s'utilisera dans le cas de tensions de signal élevées — qui peuvent donc facilement provoquer une surcharge du tube M.F. — il faut tenir compte, dans l'étude du récepteur, d'une impédance de charge fortement variable du tube M.F. La pratique a prouvé que ceci peut provoquer de sérieuses difficultés, difficultés qui ne se présenteront pas lorsque c'est le couplage du premier transformateur qui est réglable. En effet, les tensions alternatives y sont beaucoup plus basses, de sorte que le danger de surcharge du tube changeur de fréquence est moindre.

3) Actuellement, la diode du C.A.V. se connecte, en général, au circuit primaire du dernier transformateur M.F. (voir chapitre X). Or, une modification du couplage entre les circuits de ce transformateur influence aussi la forme de la courbe de réglage du récepteur. Comme le rapport de la tension secondaire à la tension primaire est proportionnel à  $QK$ , la tension du détecteur qui provoque la commande automatique du volume est aussi proportionnelle à ce facteur.

La sensibilité du récepteur est proportionnelle à : 
$$\frac{QK}{1 + Q^2 K^2}$$

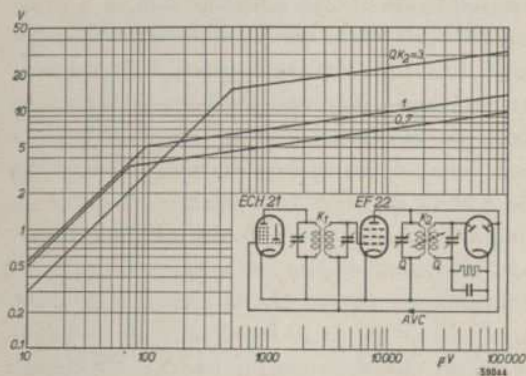
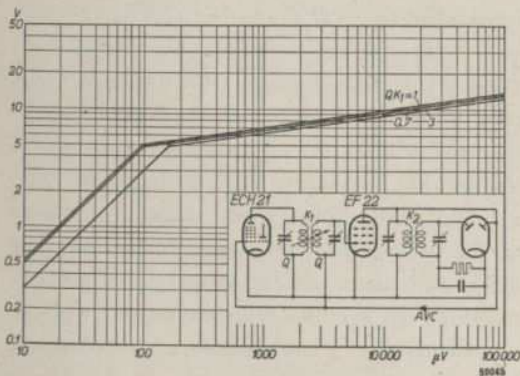


Fig. 56. Courbes de réglage d'un appareil récepteur à sensibilité du détecteur de 0,5 V, dans lequel la modulation totale du tube de sortie nécessite un signal de détection de 5 V modulé jusqu'à 30%, et à sensibilité d'antenne de 10  $\mu$  V. La tension de retardement est réglée de façon que, dans le cas de couplage critique et d'un taux de modulation de 30%, le réglage automatique du volume entre en fonctionnement exactement à la pleine modulation du tube de sortie.  
a. Le couplage entre les circuits du second filtre de bande M.F. est réglable.



b. Le couplage entre les circuits du premier filtre de bande M.F. est réglable.

La fig. 56 donne, pour un cas pratique, quelques courbes de réglage correspondant à certaines valeurs de  $QK$  et ce, pour un appareil à sensibilité de détection de 0,5 V, dans le cas d'un signal au détecteur de 5 V, modulé à 30%, nécessaire pour assurer la modulation complète du tube de sortie et une sensibilité d'antenne de 10  $\mu$  V. Si nous admettons que la tension retardatrice du régulateur automatique du volume est réglée de manière que le réglage automatique agisse dès que le couplage du filtre de bande est critique et que le tube de sortie soit pleinement modulé (taux de modulation 30%), alors que le réglage s'effectue sur une triode-heptode ECH 21 et sur le tube M.F. EF 22, on obtient approximativement les courbes de la fig. 56a.

Pour un signal d'antenne de quelques  $mV$ , la tension du détecteur est pratiquement proportionnelle à  $QK$ .

L'accroissement de la largeur de bande par le réglage du second filtre de bande provoque un accroissement du signal du détecteur et partant, du volume.

Lorsque c'est le couplage entre les circuits du premier transformateur M.F. qui est réglable, la variation du signal du détecteur est beaucoup plus faible, puisque le régulateur automatique du volume entre toujours en fonctionnement pour le même signal du détecteur. La fig. 56b donne quelques courbes de réglage de l'appareil auquel se rapporte la fig. 56a, mais cette fois c'est le couplage entre les circuits du premier filtre de bande M.F. qui est réglable. On voit qu'à partir d'une certaine valeur — étant entendu que cette valeur est plus grande que le signal pour lequel débute le réglage automatique — le signal du détecteur, et par conséquent le volume, sont pratiquement indépendants de la largeur de bande réglée. Comme, en général, on préfère que le volume reste constant pendant le réglage de la largeur de bande, ceci constitue un avantage précieux de la variation de couplage dans le premier transformateur M.F.

Si la diode du régulateur automatique du volume est connectée au circuit secondaire, la variation de couplage dans le second transformateur M.F. permet aussi d'obtenir des courbes de réglage analogues à celles représentées fig. 56b, de sorte que, dans ce cas, l'avantage précité disparaît.

Les divers inconvénients de ce montage pour le réglage automatique du volume, à savoir une médiocre netteté d'accord et une plus grande distorsion, sont étudiés en détail au chapitre X. Nous pouvons donc conclure qu'en général il est recommandable de connecter la diode de réglage automatique du volume au circuit primaire et d'effectuer le réglage de la largeur de bande à l'aide du premier transformateur M.F.

### § 8. Influence des circuits H.F.

Les courbes de résonance dont il a été question jusqu'à présent concernent uniquement la partie M.F. du récepteur. Il ne faut cependant pas perdre de vue que le tube changeur de fréquence est précédé d'un ou de plusieurs circuits H.F. qui, eux aussi, influencent les courbes de résonance totales du récepteur. Lorsque la partie H.F. de l'appareil est réalisée de manière qu'elle ne transmette qu'une étroite bande de fréquences, il n'y a évidemment pas lieu d'élargir la courbe de résonance de la partie M.F., puisque les fréquences de modulation sont déjà atténuées dans la partie H.F. Or, la largeur de la courbe de résonance des circuits H.F. dépend de la fréquence d'accord du récepteur. La courbe de résonance est d'autant plus étroite que la fréquence

accordée est plus basse.\* L'effet de la largeur de bande réglable sera donc le plus marqué dans la partie supérieure de la gamme d'ondes longues. Pour illustrer l'influence des circuits H.F. sur cet effet, la fig. 57 donne la courbe de résonance totale d'un récepteur.

Pour le tracé de cette courbe de résonance, nous avons admis que la partie M.F. est celle que représente la fig. 54. Le facteur de qualité des circuits du second transformateur M.F. à couplage critique est donc égal à la moitié de celui des circuits du premier transformateur M.F.; le couplage entre les circuits du premier transformateur M.F. est réglable. En outre, pour la fig. 57, on a admis que le tube changeur de fréquence est précédé de deux circuits H.F. séparés par un tube H.F. Nous supposons que le rapport  $r/L$  est égal à celui des circuits du second transformateur H.F., ce qui est souvent le cas dans la partie supérieure de la gamme d'ondes longues. Les facteurs

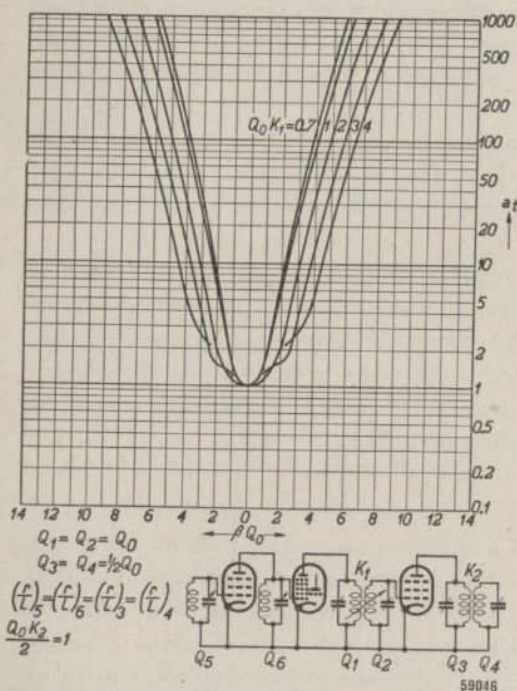


Fig. 57. Courbes de résonance totale d'un appareil récepteur avec, avant le tube changeur de fréquence, deux circuits H.F. couplés par un tube H.F. La partie M.F. est égale à celle dont le principe est représenté fig. 54. Le rapport  $r/L$  pour les circuits H.F. est choisi égal à celui du second filtre de bande M.F.

\* Le rapport  $r/L$  diminue avec la fréquence; il détermine la valeur absolue du désaccord pour un affaiblissement déterminé. Voir à ce sujet le paragraphe B 13 de ce chapitre.

de qualité de ces circuits ne sont cependant pas égaux, puisque ces circuits sont accordés sur des fréquences différentes. Pour comparer leur influence sur la courbe de résonance, on peut cependant considérer que les circuits H.F. et ceux du second transformateur M.F. sont accordés sur la même fréquence, et que leurs facteurs de qualité sont égaux. En effet, pour l'affaiblissement, le produit  $\beta Q$  est déterminant et celui-ci peut se ramener à

$$\frac{2 \Delta \omega}{\omega_0} \cdot \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{2 \Delta \omega}{r/L}$$

Cette expression ne comporte ni  $\omega_0$  ni le facteur de qualité  $Q$ .

Le tracé des courbes de la fig. 57 tient compte de toutes

ces considérations. Cette figure prouve que la forme en palier désirée dont on se rapproche assez bien, est de nouveau perdue, du moins en grande partie, par l'adjonction du circuit H.F. Dans un récepteur réalisé suivant le projet esquissé ci-dessus, l'utilisation d'une largeur de bande réglable n'aurait donc guère de sens. De meilleurs résultats s'obtiennent en ne séparant pas les circuits H.F. par un tube H.F. mais en les couplant entre eux de manière à constituer un filtre de bande H.F. Le sommet de la courbe de résonance d'un filtre de bande est mieux en palier que celui de la courbe de deux circuits simples, de sorte que le sommet en palier se conserve mieux dans la courbe de résonance totale. La fig. 58 donne la courbe de résonance d'un récepteur comportant les mêmes circuits que celui de la fig. 57, mais les circuits H.F. y sont constitués par un filtre de bande à couplage symétrique. La comparaison des fig. 57 et 58 prouve que le montage représenté fig. 58 est de loin plus avantageux pour le réglage de la largeur de bande.

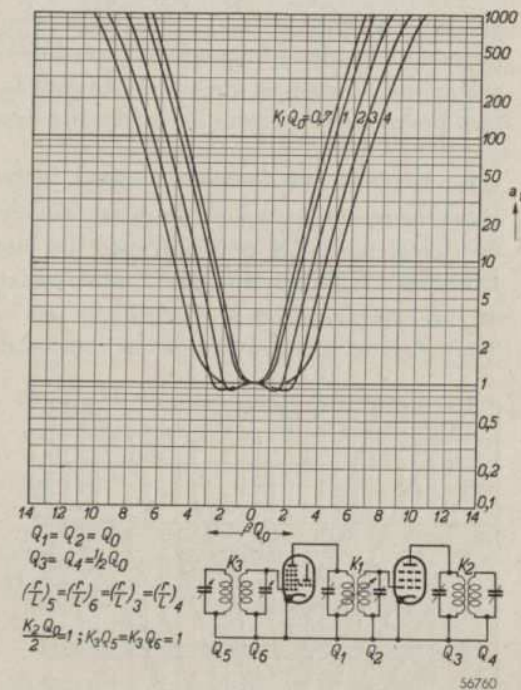


Fig. 58. Courbes de résonance totale d'un appareil récepteur comportant les mêmes circuits que dans la fig. 57, mais dans lequel les deux circuits H.F. sont réunis en un filtre de bande à couplage critique.

Si l'on désirait néanmoins rendre réglable la largeur de bande du montage représenté fig. 57, il faudrait veiller à ce que, dans la position „large”, la bande de fréquences désirée soit suffisamment transmise par les circuits H.F. Ce résultat peut s'obtenir en faisant en sorte que l'élargissement de la courbe de résonance de la partie M.F. soit accompagnée d'un amortissement ou de désaccords de sens inverses des circuits H.F. Ces solutions compliquent évidemment le récepteur.

Cet inconvénient de l'emploi de deux circuits H.F. montés l'un derrière l'autre se manifeste particulièrement dans la gamme d'ondes longues. En ondes plus courtes, le rapport  $r/L$  des circuits H.F. est plus grand, de

sorte que ces circuits y influencent moins la courbe de résonance totale. Nous avons admis que, dans les réalisations montrées aux fig. 57 et 58, les deux circuits H.F. sont exactement accordés sur les signaux H.F. à recevoir. Cependant, comme l'alignement des circuits H.F. et du circuit de l'oscillateur s'effectue à l'aide d'un condensateur „padding”, la différence d'accord ne sera exacte qu'en trois points de la gamme de longueurs d'onde. Aux autres fréquences d'accord, les fréquences du signal H.F. reçu différeront plus ou moins de la fréquence d'accord des circuits H.F. Nous n'insisterons pas ici sur l'asymétrie qui en résulte pour la courbe de résonance. La distortion provoquée par cette asymétrie est exposée au chapitre V.

### § 9. Variation du couplage de deux filtres de bande M.F.

Dans un récepteur équipé de deux transformateurs M.F., on peut évidemment régler aussi le couplage entre les circuits des deux transformateurs. Etudions l'influence de cette double variation sur la courbe de résonance et sur l'amplification M.F. de l'appareil.

Tout d'abord, la fig. 59 donne les courbes de résonance pour une combinaison

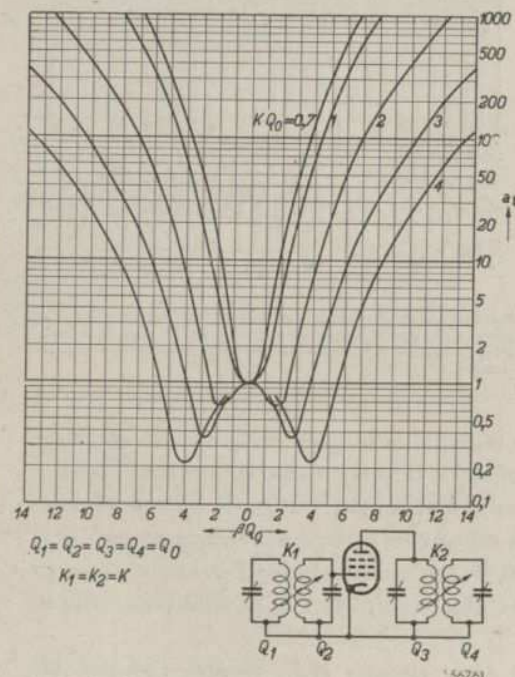


Fig. 59. Courbes de résonance pour une combinaison de deux filtres de bande M.F. comportant des circuits de même qualité. Le couplage entre les deux circuits des deux filtres de bande est le même.

à circuits de même qualité et dont les couplages sont identiques. L'effet de bosse est évidemment plus marqué que dans le cas où la variation de couplage ne s'effectue que sur un seul filtre de bande. Aussi, si l'on désire régler la largeur de bande à l'aide de deux filtres de bande de même qualité de circuit, est-il recommandable de ne pas modifier également le couplage des deux filtres de bande. (Abstraction faite de l'inconvénient du grand effet de bosse dans la courbe de résonance, les inconvénients mentionnés à la page 109 sous 2) et 3), à savoir les inconvénients inhérents à la variation du couplage dans

le second transformateur M.F. peuvent aussi jouer un certain rôle.) Une variation différente des couplages entre les circuits de l'un des deux transformateurs permet de faire en sorte que les bosses des deux courbes de résonance ne coïncident pas, de sorte que, dans la courbe de résonance totale, l'effet de bosse est moins marqué. Il va de soi que le second transformateur M.F. sera celui dont le couplage des circuits varie le moins. A titre

d'illustration, la fig. 60 donne des courbes de résonance pour une combinaison de deux transformateurs M.F. constitués par des circuits de même qualité. On y a admis que, dans la position la plus sélective, le couplage des circuits des deux filtres de bande est tel que  $Q_0 K_1 = Q_0 K_2 = 0,7$  et que l'accroissement de  $Q_0 K_1$  est trois fois plus grand que celui de  $Q_0 K_2$ . La fig. 60 montre nettement qu'on se rapproche mieux de la courbe à sommet en palier que sur la fig. 59. Une augmentation  $Q_0 K_1$  de 0,7 à 2,5 assure une variation de la bande de fréquences transmises de 1 : 2, ce qui peut aussi s'obtenir en portant  $Q_0 K_2$  de 0,7 à 1,3. La comparaison des fig. 60 et 53 prouve immédiatement la grande amélioration que permet d'obtenir cette variation de couplage additionnelle dans le second transformateur M.F. Les inconvénients mentionnés au paragraphe 7 E en ce qui concerne la variation du couplage dans le second transformateur M.F. subsistent évidemment.

Cependant, comme la variation de couplage dans le second transformateur est très faible, en général ces inconvénients ne pèsent pas lourd. Tout comme nous l'avons fait pour l'étude de la variation de couplage dans un transformateur M.F., déterminons l'influence de la qualité, en général assez médiocre,

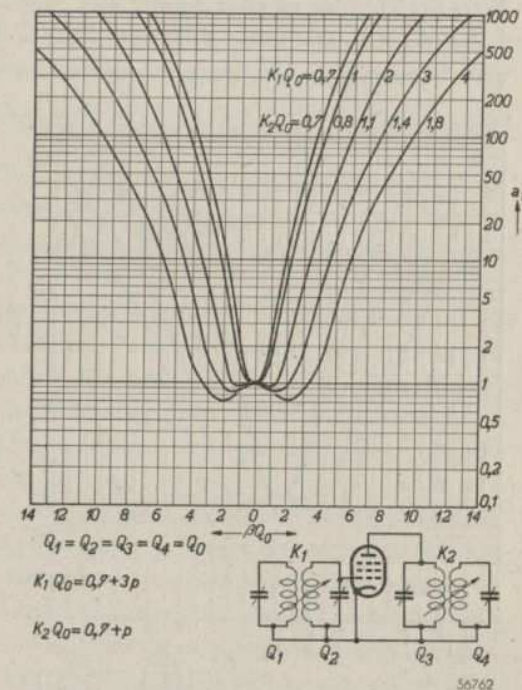


Fig. 60. Courbes de résonance pour une combinaison de deux filtres de bande M.F. comportant des circuits de même qualité. Le couplage entre les circuits des deux filtres de bande est choisi, dans la position la plus sélective, de façon que  $Q_0 K_1 = Q_0 K_2 = 0,7$  tandis que l'accroissement de  $Q_0 K_1$  est trois fois plus grand que celui de  $Q_0 K_2$ .

des circuits du second transformateur M.F. sur la courbe de sélectivité. A cet effet, admettons de nouveau que les facteurs de qualité des circuits du second transformateur M.F. sont égaux à la moitié de ceux des circuits du premier. Il est recommandable de régler la variation de couplage du second transformateur M.F. de manière que, dans la position „large”, le couplage critique ne soit pas trop dépassé.

Nous préférierions en effet donner aux courbes de résonance du second filtre de bande H.F. une forme telle que, dans la position „large”, les deux bosses dans la courbe de résonance du premier transformateur soient compensées

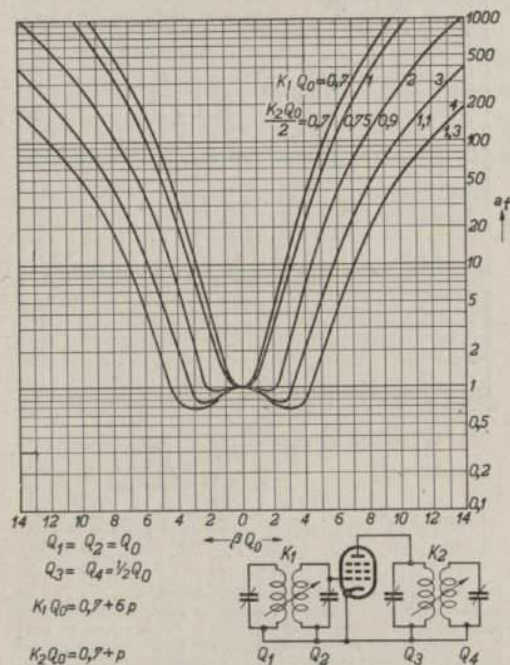


Fig. 61. Courbes de résonance pour une combinaison de deux filtres de bande M.F. réglables tels que la qualité des circuits du second filtre de bande soit égale à la moitié de celle des circuits du premier filtre de bande. Dans la position la plus sélective, les deux filtres de bande sont réglés de façon que  $Q_0 K_1 = \frac{1}{2} Q_0 K_2 = 0,7$  tandis que l'accroissement de  $Q_0 K_1$  est six fois plus grand que celui de  $Q_0 K_2$ .

bande sont réglés de manière que  $Q_0 K_1 = \frac{1}{2} Q_0 K_2 = 0,7$  tandis que, pour un élargissement de bande donné, la variation de  $Q_0 K_1$  nécessaire est six fois plus grande que celle de  $\frac{1}{2} Q_0 K_2$ .

La comparaison des fig. 54 et 61 prouve que la variation du couplage du second filtre de bande M.F. n'affecte que très peu la bande de fréquences

aussi bien que possible. La fig. 54 montre que cette compensation est déjà satisfaisante lorsque le couplage du second transformateur M.F. est critique. Dans le cas d'un couplage plus serré, on se rapproche moins bien d'un sommet en palier. Comme le couplage du second filtre de bande M.F. ne peut pas être trop supercritique dans la position „large”, ni trop souscritique dans la position „étroite” (sinon la perte de sensibilité serait trop grande), dans le cas d'un second transformateur M.F. à circuits de qualité médiocre, le réglage de la largeur de bande devra s'effectuer essentiellement à l'aide du premier transformateur M.F.

Dans l'exemple illustré par la fig. 61, dans la position „étroite”, les deux filtres de

passante. Nous pouvons en conclure que des variations simultanées des couplages des deux transformateurs M.F. n'ont de sens que si la qualité des circuits du second transformateur M.F. est aussi bonne que possible. Pour obtenir ce résultat, la diode détectrice et celle du C.A.V. doivent être raccordées à des prises des bobines M.F., tandis que les résistances de fuite de ces diodes doivent être choisies de manière à réduire au minimum l'amortissement des circuits M.F.

### § 10. Détails de construction des filtres de bande M.F. réglables

Comment réaliser pratiquement le couplage variable entre les circuits d'un filtre de bande? Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 3 E, en général, on utilise un couplage assuré par induction mutuelle réglable, car ce genre de couplage ne désaccorde pas les circuits. Pour la réalisation pratique de ce système, il faut établir une différence entre les deux gammes de fréquences dans lesquelles se trouve en général la moyenne fréquence: entre la moyenne fréquence dite basse (environ 125 kc/s) et la moyenne fréquence dite élevée (environ 470 kc/s). Pour les basses moyennes fréquences, l'écartement entre les bobines d'un transformateur M.F. est assez petit (par exemple 10 mm). Il n'est pas difficile de faire varier cet écartement de manière à provoquer une variation suffisante de la self-induction mutuelle. Il va de soi que la modification du couplage ne doit affecter ni la self-induction, ni la capacité du circuit M.F. dont fait partie la bobine mobile. Une variation de ces grandeurs pourrait se produire par exemple si, dans l'une de ses positions, la bobine variable se trouvait trop près de la paroi du boîtier du blindage du transformateur M.F. Dans ce cas, par suite du désaccord de ces circuits, la courbe de résonance totale deviendrait asymétrique. Il faut donc veiller à ce que la courbe de résonance totale reste symétrique pendant la variation de la largeur de bande. Pour l'étude des modèles d'essai, on peut par exemple, observer les courbes de résonance sur l'écran d'un tube à rayons cathodiques.

Il n'est guère possible de donner des directives générales pour l'écartement des bobines, car cet écartement dépend de la qualité des circuits, du diamètre des blindages, etc. Cependant, pour donner une idée de l'ordre de grandeur, on peut dire que, dans le cas d'une basse moyenne fréquence et de transformateurs M.F. à capacité d'accord de 100 pF, l'écartement des bobines doit être réglable entre 6 et 12 mm environ. Si le couplage du second transformateur M.F. doit, lui aussi être réglable, la variation nécessaire de l'écartement des bobines du premier transformateur M.F. est évidemment plus petite.

Dans le cas d'une moyenne fréquence élevée, le couplage entre les bobines doit être plus lâche que dans le cas d'une basse moyenne fréquence\*.

Le grand écartement nécessaire entre les bobines amène souvent des difficultés d'ordre mécanique. C'est ainsi que l'une des bobines peut être montée, de manière à pouvoir tourner, d'une façon telle que dans la position correspondant au couplage le plus lâche, les axes des deux bobines soient perpendiculaires entre eux. Ce procédé est effectivement utilisé; il occasionne souvent des difficultés par le fait

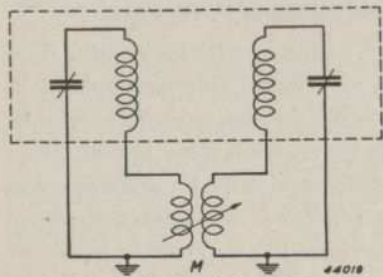


Fig. 62. Principe d'un filtre de bande M.F. réglable dans lequel les bobines fixes assurent un couplage très lâche. Cependant, dans les deux circuits sont insérées deux petites bobines dont le couplage est réglable.

qu'une self-induction et la capacité propre de la bobine sont assez facilement sujettes à des variations lorsqu'on modifie la direction de cette bobine dans un blindage. Une autre méthode qui donne d'excellents résultats, consiste à fixer les bobines M.F., avec un couplage très lâche, et à insérer dans les deux circuits deux bobines plus petites entre lesquelles le couplage est réglable. Lorsqu'on relie ces petites bobines à la partie inférieure du circuit, la tension M.F. qui y est appliquée est si faible que rien ne s'oppose à placer ces bobines à l'extérieur du blindage (voir fig. 62). Ces bobines peuvent être constituées par exemple par 40 spires de fil de Litze enroulé sur un noyau de 15 mm de diamètre (enroulement croisé).

### § 11. Largeur de bande réglable combinée avec le réglage de la tonalité

Lorsque la bande de fréquences passante peut varier entre des limites assez larges, le régulateur de la largeur de bande permet évidemment aussi de régler la tonalité. Pour couper suffisamment les notes aiguës, dans la position de sélectivité maximum, la bande de fréquences devrait être si étroite que la qualité des circuits M.F. nécessaire à cet effet ne peut pratiquement pas être obtenue. C'est pourquoi, bien souvent, on insère encore un régulateur de tonalité supplémentaire dans la partie B.F. Pour simplifier la manoeuvre, ce régulateur peut être combiné avec le régulateur de la largeur de bande, de manière que les deux réglages s'effectuent à l'aide d'un seul bouton. Cette combinaison fonctionne alors de la manière suivante: La rotation du bouton

\* Tant dans le cas d'une basse moyenne fréquence que dans celui d'une moyenne fréquence élevée, une même sélectivité nécessite à peu près le même rapport  $r/L$ . Dans le cas d'une moyenne fréquence élevée, le facteur de qualité  $Q = \omega L/r$  est donc plus grand que dans celui d'une basse moyenne fréquence. Comme pour le couplage critique, le facteur de couplage  $K$  est égal à l'inverse du facteur de qualité des circuits, il faut donc que dans le cas d'une moyenne fréquence élevée, celui-ci soit plus petit.

dans un sens déterminé rétrécit d'abord la largeur de bande et, une fois la sélectivité maximum atteinte, la rotation poursuivie dans le même sens met en circuit le régulateur de tonalité B.F. Si les deux réglages sont jumelés, un profane peut manoeuvrer le régulateur de la largeur de bande et le régulateur de la tonalité comme un régulateur de tonalité ordinaire.

Dans le cas d'un récepteur à largeur de bande déterminée, la combinaison précitée offre l'avantage, par rapport à un régulateur de tonalité indépendant que, dans des circonstances favorables, elle permet d'obtenir une meilleure reproduction des notes aiguës. Un autre avantage de l'utilisation simultanée d'un régulateur de tonalité B.F. est que, pour la reproduction des disques phonographiques dans laquelle la largeur de bande n'exerce évidemment aucune influence, on dispose d'un régulateur de la tonalité.

### § 12. Couplage des circuits à l'aide de tubes

La variation de couplage entre les circuits d'un filtre de bande obtenue en modifiant l'écartement entre les bobines convient moins bien au réglage automatique de la largeur de bande. Pour cette application, un système de couplage sans organes de commande mécaniques est évidemment préférable. Or, des circuits accordés peuvent se coupler à l'aide de tubes de manière que le résultat obtenu soit identique à celui fourni par un couplage inductif ou par un couplage capacitif. La variation du couplage s'obtient alors en faisant varier la pente de ces tubes. Il existe plusieurs procédés pour coupler deux circuits accordés à l'aide de tubes de manière à obtenir des propriétés de filtres de bande. Voici quelques unes des méthodes les plus importantes. Il ne sera évidemment pas question de couplage de deux circuits à l'aide d'un tube amplificateur, comme dans un étage amplificateur H.F. par exemple, car, abstraction faite du couplage parasite, ce genre de couplage n'est qu'unilatéral, à savoir du premier vers le second circuit. La courbe de résonance de l'ensemble est alors constituée par le produit des courbes de résonance des circuits simples. Pour obtenir des propriétés de filtre de bande, un couplage doit aussi exister entre le second circuit et le premier;

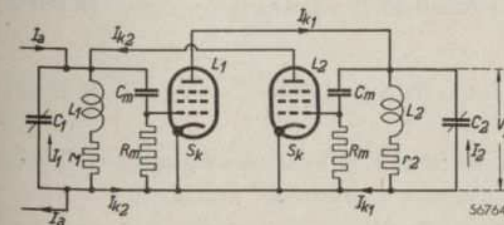


Fig. 63. Schéma de principe d'un transformateur M. F., dans lequel le couplage mutuel entre les circuits s'effectue à l'aide de deux pentodes à pente S et d'un élément de couplage RC.

aussi bien le couplage du premier circuit vers le second, que le couplage du second circuit vers le premier doivent en outre satisfaire à des conditions déterminées en ce qui concerne l'intensité et la phase. C'est ainsi que le couplage rétroactif peut s'ob-

tenir à l'aide du même tube et du même couplage qu'un couplage progressif. Ce montage, que nous étudierons en premier lieu, est représenté fig. 63.

Le couplage mutuel entre les circuits s'effectue ici à l'aide de deux penthodes, chacune de pente  $S$ , et d'un élément de couplage  $RC$ ; ce couplage assure automatiquement le rapport nécessaire des phases. L'impédance du montage en série de  $C_m$  et de  $R_m$  est supposée si grande que le courant qui la traverse est négligeable par rapport à l'intensité des courants dans les circuits.

Etablissons, pour ce montage, l'équation de la tension de signal  $V_2$  aux bornes du circuit secondaire. Supposons que l'on alimente le circuit primaire par un courant alternatif d'intensité  $I_a$ . De l'équilibre des tensions dans le circuit primaire il résulte que :

$$I_1 \frac{1}{j\omega C_1} + (I_1 + I_a + I_{k2})(r_1 + j\omega L_1) = 0,$$

ou :

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) + I_{k2} (r_1 + j\omega L_1) = -I_a (r_1 + j\omega L_1),$$

ou, comme  $r_1 \ll \omega L_1$  :

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) + I_{k2} j\omega L_1 = -I_a j\omega L_1 \dots \dots \dots \text{(I E 71)}$$

Pour le circuit secondaire, nous trouvons de même :

$$I_2 (r_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}) + I_{k1} j\omega L_2 = 0 \dots \dots \dots \text{(I E 18)}$$

Si nous admettons que la réactance des condensateurs  $C_m$  est grande par rapport aux résistances  $R_m$  et que la résistance interne de la penthode utilisée est grande par rapport à l'impédance des circuits, nous pouvons écrire pour  $I_{k1}$  et pour  $I_{k2}$  :

$$I_{k1} = I_1 \frac{1}{j\omega C_1} j\omega C_m R_m S = I_1 \frac{C_m R_m S}{C_1} \dots \dots \text{(I E 19)}$$

$$I_{k2} = I_2 \frac{1}{j\omega C_2} j\omega C_m R_m S = I_2 \frac{C_m R_m S}{C_2} \dots \dots \text{(I E 20)}$$

En substituant les équations (I E 19) et (I E 20) dans les équations (I E 17) et (I E 18), nous obtenons :

$$I_1 (r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) + I_2 j\omega L_1 \frac{C_m R_m S}{C_2} = -I_a j\omega L_1 \dots \dots \text{(I E 21)}$$

$$I_2 (r_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}) + I_1 j\omega L_2 \frac{C_m R_m S}{C_1} = 0 \dots \dots \dots \text{(I E 22)}$$

Si les deux circuits sont accordés sur la même fréquence

( $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ ), on tire des équations (I E 21) et (I E 22), pour des fréquences ne différant que très peu de la fréquence d'accord ( $\omega/\omega_0 \approx 1$ ) (voir aussi pages 22 et 23) :

$$I_2 = -I_a \frac{Q_1 Q_2 \frac{C_m R_m S}{C_1}}{(1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + \frac{C_m^2 R_m^2 S^2}{C_1 C_2} Q_1 Q_2} \dots \dots \text{(I E 23)}$$

La tension aux bornes du circuit secondaire est alors égale à :

$$V_2 = I_2 \frac{1}{j\omega C_2} = -I_a \frac{Q_1 Q_2 \frac{C_m R_m S}{j\omega C_1 C_2}}{(1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + (\frac{C_m R_m S}{\sqrt{C_1 C_2}})^2 Q_1 Q_2}$$

ou :

$$V_2 = I_a \frac{j\omega_0 Q_1 Q_2 \frac{C_m R_m S}{\sqrt{C_1 C_2}} \sqrt{L_1 L_2}}{(1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + (\frac{C_m R_m S}{\sqrt{C_1 C_2}})^2 Q_1 Q_2} \dots \dots \text{(I E 24)}$$

En comparant cette formule avec la formule (I B 14) on constate qu'elles sont identiques si :

$$K = \frac{C_m R_m S}{\sqrt{C_1 C_2}} \dots \dots \dots \text{(I E 25)}$$

Pour le couplage capacitif à l'extrémité supérieure, on a :

$$K = \frac{C_{k1}}{\sqrt{C_1 C_2}}$$

Il en résulte que le montage de la fig. 63 (voir formule (I B 27)) fournira une courbe de résonance identique à celle d'un filtre de bande dans lequel les sommets des circuits sont couplés à l'aide d'une capacité

$$C_{k1} = R_m C_m S \dots \dots \dots \text{(I E 26)}$$



Le facteur de couplage de ce circuit peut donc être modifié à l'aide de la pente S.

Pour donner une idée de l'ordre de grandeur des éléments de couplage à utiliser, nous calculerons les valeurs de  $R_m$ ,  $C_m$  et S nécessaires pour le couplage critique de deux circuits identiques. Posons par exemple  $C_1 = C_2 = 100$  pF et  $Q_1 = Q_2 = 100$ . Pour que le couplage soit critique ( $K\sqrt{Q_1Q_2} = 1$ ), il faut que

$$R_m C_m S = K \sqrt{C_1 C_2} = \frac{1}{100} \cdot 100 \cdot 10^{-12} = 10^{-12}.$$

A cette équation satisfont par exemple les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} R_m &= 250 \Omega, \\ C_m &= 4 \text{ pF}, \\ S &= 1 \text{ mA/V}; \end{aligned}$$

Ce sont là des valeurs facilement réalisables en pratique. L'influence amortissante des résistances  $R_m$  sur les circuits est très faible. Si nous remplaçons le montage en série  $C_m$ ,  $R_m$  par un montage parallèle équivalent de la manière décrite dans la paragraphe 4 A, la résistance équivalente est égale à  $R_m \left( \frac{1}{\omega C_m R_m} \right)^2$  pour une moyenne fréquence élevée (470 kc/s par exemple):

$$250 \left( \frac{1}{2\pi \cdot 470,000 \cdot 4 \cdot 10^{-12} \cdot 250} \right)^2 \Omega = 28,3 \text{ M}\Omega.$$

Ce calcul prouve que l'influence de  $R_m$  sur les circuits M.F. est négligeable. Le montage représenté fig. 63 ne sera guère utilisé en pratique, car il nécessite deux tubes supplémentaires. On peut cependant modifier le couplage entre les circuits à l'aide d'un seul tube additionnel. Dans ce cas, les circuits sont non seulement couplés à l'aide de ce tube, mais aussi de la manière normale, de sorte que l'ensemble acquiert des propriétés autres. C'est ainsi que si l'on remplace sur la fig. 63 le tube  $L_1$  par un couplage inductif entre les bobines  $L_1$  et  $L_2$ , on obtient la fig. 64. Pour ce montage aussi, nous

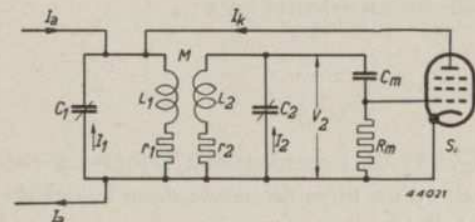


Fig. 64. Schéma de principe d'un filtre de bande M.F., dans lequel le couplage entre les circuits s'effectue à l'aide d'induction mutuelle et d'une pentode.

calculerons la tension alternative  $V_2$  obtenue aux bornes du circuit secondaire lorsque le circuit primaire est alimenté par un courant alternatif d'intensité  $I_a$ . L'équilibre des tensions dans le circuit primaire donne:

$$I_1 \frac{1}{j\omega C_1} + (I_1 + I_k + I_a)(r_1 + j\omega L_1) + I_2 j\omega M = 0,$$

ou:

$$I_1(r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) + I_2 j\omega M + I_k(r_1 + j\omega L_1) = -I_a(r_1 + j\omega L_1),$$

ou, comme  $r_1 \ll \omega L_1$ :

$$I_1(r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) + I_2 j\omega M + I_k j\omega L_1 = -I_a j\omega L_1 \dots \text{(I E 27)}$$

D'une manière analogue, nous trouvons pour le circuit secondaire:

$$I_2(r_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}) + I_1 j\omega M = 0 \dots \text{(I E 28)}$$

L'intensité du courant  $I_k$  est donnée par:

$$I_k = I_2 \frac{1}{j\omega C_2} j\omega C_m R_m S = I_2 \frac{C_m R_m S}{C_2} \dots \text{(I E 29)}$$

En substituant cette équation dans l'équation (I E 27), on obtient:

$$I_1(r_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}) + I_2(j\omega M + j\omega L_1 \frac{C_m R_m S}{C_2}) = -I_a j\omega L_1 \text{ (I E 30)}$$

Dans le cas où les deux circuits sont accordés sur la même fréquence, ( $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ ), il résulte des équations (I E 28) et (I E 30), pour des fréquences différant peu de la fréquence d'accord ( $\omega/\omega_0 \approx 1$ ):

$$I_2 = -I_a \frac{Q_1 Q_2 M / L_2}{(1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + \left( \frac{M^2}{L_1 L_2} + \omega_0^2 M C_m R_m S \right) Q_1 Q_2} \text{ (I E 31)}$$

La tension aux bornes du circuit secondaire est:

$$V_2 = I_2 \frac{1}{j\omega C_2} = I_a \frac{j \frac{M}{\omega L_2 C_2} Q_1 Q_2}{(1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + \left( \frac{M^2}{L_1 L_2} + \omega_0^2 M C_m R_m S \right) Q_1 Q_2} \text{ (I E 32)}$$

Si l'on ne tient pas compte du couplage assuré par la penthode, le facteur de couplage entre les deux circuits est  $M/\sqrt{L_1 L_2}$ .

Si nous appelons :

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}},$$

et

$$K'^2 = K^2 + \omega_0^2 M C_m R_m S. \quad (\text{I E } 33)$$

l'équation (I E 32) devient :

$$V_2 = I_a \frac{j\omega_0 Q_1 Q_2 K \sqrt{L_1 L_2}}{(1 + j\beta Q_1)(1 + j\beta Q_2) + Q_1 Q_2 K'^2}. \quad (\text{I E } 34)$$

D'après les équations (I E 33) et (I E 34), le couplage à l'aide d'une penthode s'exprime comme une variation du facteur de couplage dans le dénominateur de l'équation (I E 34). Le numérateur reste inchangé. Ceci correspond à ce qui a été établi au paragraphe 10 B au sujet du désaccord en sens opposé de deux circuits (voir formule (I B 41)). Le couplage à l'aide d'un seul tube exercera donc le même effet que ce désaccord, c'est-à-dire un couplage serré élargira la courbe de résonance de la même manière que lorsqu'on augmente l'induction mutuelle  $M$ .

Cependant, la variation d'amplification qui en résulte est plus grande que dans le cas d'une variation de  $M$ .

L'équation (I E 33) prouve en outre que, suivant le signe de  $M$ , une diminution de la pente  $S$  peut provoquer un agrandissement ou une diminution de  $K'^2$ . En principe, le montage représenté fig. 64 permet donc de régler la largeur de bande de deux manières, à savoir :

- en donnant au couplage inductif entre les circuits une valeur aussi petite que le permet la largeur de bande minimum désirée et en choisissant le sens de l'induction mutuelle de manière qu'un agrandissement de la pente  $S$  du tube de couplage provoque un agrandissement de  $K'$ . Dans ce cas, la plus grande largeur de bande s'obtient lorsque le tube de couplage est réglé à son point de fonctionnement normal. Lorsqu'on augmente la tension négative de grille du tube, la bande de fréquence passante se rétrécit;
- en utilisant un couplage inductif aussi serré que le permet la bande de fréquences la plus large désirée et en choisissant le sens de l'induction mutuelle d'une manière telle qu'un agrandissement de la pente  $S$  provo-

que une diminution de  $K'$ . La bande de fréquences passante sera la plus étroite lorsque la penthode de couplage est réglée à son point de fonctionnement normal. Une augmentation de la tension négative de grille provoque un agrandissement de la largeur de bande.

Les différences entre les montages a) et b) s'expriment non seulement par une variation de sens opposé de la largeur de bande en fonction de la tension de polarisation de la grille, mais aussi d'une autre manière. L'équation (I E 34) donne, pour la tension obtenue aux bornes du circuit secondaire, pour une fréquence sur laquelle les deux circuits sont accordés :

$$V_{2(\omega = \omega_0)} = j I_a \frac{\omega_0 Q_1 Q_2 K \sqrt{L_1 L_2}}{1 + Q_1 Q_2 K'^2}$$

$$\text{ou : } V_{2(\omega = \omega_0)} = j I_a \sqrt{Z_1 Z_2} \frac{K \sqrt{Q_1 Q_2}}{1 + Q_1 Q_2 K'^2}. \quad (\text{I E } 35)$$

Dans cette dernière expression,  $Z_1$  et  $Z_2$  représentent les résistances de résonance du circuit primaire et du circuit secondaire; donc  $Z_1 = L_1/r_1 C$  et  $Z_2 = L_2/r_2 C_2$ .

Comme, dans la méthode a, une valeur déterminée de  $K'$  correspond à une plus faible valeur de  $K$  que dans le système b, nous pouvons conclure de la formule (I E 35) que, pour un courant alternatif appliqué d'intensité donnée et pour une courbe de résonance de même largeur, la tension alternative obtenue aux bornes du circuit secondaire sera plus petite lorsqu'on utilise le système a que lorsqu'on utilise le système b. De ce fait, dans le montage représenté fig. 63 avec le système b, on obtiendra, dans le circuit anodique du tube M.F. ou du tube changeur de fréquence une amplification M.F. ou une amplification de conversion plus grande que dans le cas du système a.

Les équations (I E 33) et (I E 35) montrent encore une seconde particularité remarquable. Dans le cas d'une valeur négative de  $M$  (système b), d'après l'équation (I E 33), un accroissement de  $S$  provoque une diminution de  $K'^2$ . Lorsque  $S$  atteint une valeur telle que :

$$|\omega_0^2 M C_m R_m S| > K^2,$$

$K'^2$  devient même négatif. Pour  $K'^2 = \frac{1}{Q_1 Q_2}$ , le dénominateur de l'équation (I E 35) devient nul.

Dans ce cas, pour une intensité déterminée du courant  $I_a$ , la tension aux bornes du circuit secondaire devient infiniment grande, tandis que, pour  $I_a = 0$ , cette tension peut avoir une valeur finie, c'est-à-dire que le montage oscille. Dans le système b, il y a donc lieu de veiller à ce que le limite précitée ne soit pas dépassée, même dans le cas où  $S$  atteint son maximum. Dans le système a, le danger d'oscillation est exclu, car dans ce montage,  $K'^2$  est toujours plus grand que  $K^2$  et a donc toujours une valeur positive.

Les montages des fig. 63 et 64 permettent plusieurs variantes. En principe, toutes ces variantes reviennent au même, à savoir à fournir un courant, par l'intermédiaire d'un tube, au primaire ou au circuit secondaire. Ce courant doit avoir une intensité proportionnelle à la tension aux bornes du circuit secondaire ou à celle aux bornes du circuit primaire et il doit être décalé d'un angle déterminé par rapport à cette tension.

### § 13. Réglage automatique de la largeur de bande

Comme nous l'avons déjà mentionné dans l'introduction, le couplage de circuits à l'aide de tubes est particulièrement intéressant pour le réglage automatique de la largeur de bande.

Le montage serait idéal s'il réglait toujours automatiquement la largeur de la bande de fréquences à sa valeur optimum. Cependant, cette valeur constitue non seulement une grandeur physique, mais elle dépend aussi du goût de l'auditeur, de sorte qu'il est évidemment impossible de réaliser techniquement un système qui fonctionne d'une manière satisfaisante dans tous les cas. Même s'il fallait uniquement tenir compte des données physiques, il serait extrêmement difficile et pratiquement impossible de réaliser un système qui, dans toutes les circonstances, règle la largeur de bande à sa valeur optimum. Cette largeur de bande optimum, par laquelle il faut entendre une largeur de bande qui, quelles que soient les conditions de réception, est toujours aussi large que possible, dépend non seulement de la puissance de l'émetteur désiré, mais aussi de la puissance de l'émetteur perturbateur, du timbre et du taux de modulation des plus hautes fréquences de modulation que rayonne l'émetteur perturbateur. C'est ainsi que lorsque l'émetteur perturbateur diffuse une conférence, l'émetteur désiré pourra être reçu avec une bande de fréquences plus large que dans le cas où l'émetteur perturbateur donne un concert. Un système qui tiendrait compte de tous ces faits, deviendrait tellement compliqué que, dans l'état actuel de la fabrication des récepteurs, il serait irréalisable. Aussi limiterons-nous nos considérations ultérieures à un système dans lequel la largeur de bande est uniquement influencée par la puissance de l'émetteur désiré et ce de manière que, lors de la réception d'un émetteur faible, seule une étroite bande de

fréquences soit transmise. De cette manière, le montage peut, en général, être assez simple.

Par suite de l'utilisation du réglage automatique du volume, on dispose en plusieurs endroits dans l'appareil de courants et de tensions de réglage qui varient avec l'intensité du signal d'antenne. Ces courants ou tensions peuvent s'utiliser pour commander un dispositif qui modifie la largeur de bande.

En principe, le réglage automatique de la largeur de bande, peut s'obtenir à l'aide de trois systèmes :

- a) modification du couplage entre les circuits;
- b) modification du facteur de qualité des circuits;
- c) modification de l'accord des circuits.

Tout comme le réglage non automatique, le réglage par variation du couplage constitue le système le plus efficace. Comparativement aux autres méthodes, la modification du facteur de qualité des circuits présente le grand inconvénient que, pour des émetteurs de fréquence très éloignée de la fréquence à recevoir, dans la position „étroite", la sélectivité est défavorablement influencée. Cette méthode offre cependant un avantage: elle permet d'obtenir un certain réglage de la largeur de bande, faible il est vrai, sans nécessiter de tubes supplémentaires. En effet, l'influence amortissante d'une diode détectrice diminue lorsque l'intensité du signal augmente. De ce fait, le facteur de qualité du circuit secondaire varie avec l'intensité du signal. En outre, en appliquant à la grille de freinage du tube M.F. une tension de réglage, on peut régler la résistance interne de ce tube entre de très larges limites, alors que la pente ne varie que légèrement. (Voir fig. 49.) De cette manière, les facteurs de qualité des circuits du dernier transformateur M.F. peuvent être influencés automatiquement par l'intensité du signal. Cependant, une difficulté se présente pour la tension de réglage à appliquer à la grille de freinage, on ne peut pas simplement utiliser la tension du régulateur automatique de volume. Le circuit connecté doit être moins amorti aux grandes intensités du signal. Ceci se ramène au fait que la tension négative de la grille de freinage doit alors être plus petite, tandis que, pour des signaux de faible intensité, la tension de réglage négative doit précisément être plus grande. Cependant, comme ce montage est peu efficace, nous n'insisterons pas sur les possibilités de le réaliser.

Le désaccord en sens opposés des deux circuits d'un filtre de bande, peut aussi s'obtenir sans moyen mécanique par l'utilisation de tubes supplémentaires. A cet effet, il faut un tube de plus par circuit. Nous avons déjà mentionné que les résultats que l'on peut obtenir par le désaccord des circuits d'un filtre de bande peuvent aussi s'obtenir à l'aide d'un montage tel qu'en

représente la fig. 64. Ce montage ne nécessite, par filtre de bande, qu'un seul tube supplémentaire, de sorte que l'on préférera ce schéma à ceux dans lesquels chaque circuit nécessite un tube. Etudions donc en détail le schéma représenté fig. 64.

Comme nous l'avons déjà mentionné, ce principe peut être réalisé de deux manières. Le système b offre un grand avantage: la plus petite largeur de bande nécessite la plus forte pente de sorte que, dans ce cas, la tension du régulateur automatique du volume convient sans plus comme tension de réglage pour la penthode de couplage. Dans l'exemple considéré introduisons les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_2 = 100, \\ C_1 &= C_2 = 100 \text{ pF}, \\ C_m &= 4 \text{ pF}, \\ R_m &= 500 \Omega. \end{aligned}$$

Lorsque le tube de couplage est le tube EF 22 réglé à une pente de 1,4 mA/V (pour  $V_{g_2} = 75 \text{ V}$ ) et que la self-induction mutuelle entre les circuits est réglée de manière que

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{3}{100},$$

on obtient:

$$\begin{aligned} K' &= \sqrt{K^2 - \omega_0^2 M C_m R_m S} = \sqrt{K^2 - \frac{M C_m R_m S}{L_1 C_1}} = \\ &= \sqrt{9,10^{-4} - \frac{3}{100} \cdot \frac{4}{100} \cdot 500 \cdot 1,4 \cdot 10^{-3}} = \frac{0,77}{100}. \end{aligned}$$

Donc:

$$K' \sqrt{Q_1 Q_2} = 0,77.$$

Le couplage entre les circuits est donc moins que critique. Or, lorsqu'on applique à la grille de commande du tube EF 22 une tension de réglage de -8 V par exemple, la pente de ce tube diminue approximativement dans le rapport de 10 : 1, de sorte que:

$$K' = \sqrt{9,10^{-4} - \frac{3}{100} \cdot \frac{4}{100} \cdot 500 \cdot 0,14 \cdot 10^{-3}} = \frac{2,85}{100}.$$

Donc:

$$K' \sqrt{Q_1 Q_2} = 2,85.$$

Dans la plupart des récepteurs, aux fortes intensités de signal, le régulateur automatique du volume pourra facilement fournir une tension de réglage de -8 V.

D'après l'équation (I E 35), à la résonance ( $\beta = 0$ ), la tension de signal aux bornes du circuit secondaire, sera égale à:

$$V_2 = j I_a \cdot \frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \cdot 2 \frac{K \sqrt{Q_1 Q_2}}{1 + Q_1 Q_2 K'^2} \dots \dots \dots \text{ (I E 35)}$$

D'après l'équation (I B 17), pour un filtre de bande à couplage critique normal, cette tension serait:

$$V_2 = I_a \cdot \frac{1}{2} \sqrt{Z_1 Z_2} \dots \dots \dots \text{ (I E 36)}$$

de sorte que le facteur  $2 \frac{K \sqrt{Q_1 Q_2}}{1 + Q_1 Q_2 K'^2}$  est le rapport de l'amplification

M.F. obtainable avec un filtre de bande tel que représenté fig. 64 à celui que permet d'obtenir le filtre de bande normal à couplage critique.

Dans notre exemple,  $K \sqrt{Q_1 Q_2} = 3$ , tandis que, pour des signaux de faible intensité,  $K' \sqrt{Q_1 Q_2} = 0,77$ . Le facteur précité est donc égal à

$$2 \times \frac{3}{1 + 0,77^2} = 3,76. \text{ Pour les signaux de faible intensité, l'amplification}$$

M.F., et donc aussi la sensibilité du récepteur, sont presque quatre fois plus petites que dans un récepteur muni d'un filtre de bande normal à couplage critique. Pour des signaux de forte intensité,  $K' \sqrt{Q_1 Q_2} = 2,85$ , de sorte que

$$\text{le facteur en question est alors ramené à } 2 \times \frac{3}{1 + 2,85^2} = 0,66. \text{ L'ampli-}$$

fication M.F. diminuera donc plus fortement par le réglage de la penthode de couplage que par l'action du régulateur automatique du volume seul, c'est-à-dire que le réglage automatique de la largeur de bande assurera à la courbe de réglage de l'appareil récepteur une forme plus en palier.

A la fin du paragraphe 12, page 125, nous avons déjà mentionné que le montage oscille lorsque  $K'^2 = -\frac{1}{Q_1 Q_2}$ . Dans notre exemple, cette oscillation

se produirait déjà lorsque la pente de la penthode de couplage serait  $S = 1,66 \text{ mA/V}$ . Il faut donc veiller à ce que, pour des signaux de faible intensité, la pente ne se rapproche pas trop de cette valeur. Il faut aussi tenir compte de la tolérance de pente, qui pourrait intervenir lors d'un remplacement éventuel de la penthode de couplage. D'autre part, la pente du tube ne doit pas être trop faible, sinon, pour les signaux de faible intensité, la bande de fréquences ne deviendrait pas suffisamment étroite. La petite tolérance admissible pour la pente du tube supplémentaire constitue la plus grande

difficulté pour l'utilisation. C'est pourquoi il peut être avantageux d'utiliser un couplage à contre-réaction grâce auquel la pente dynamique devient moins dépendante des propriétés du tube même. Un tel couplage peut être obtenu par l'emploi d'une résistance cathodique non découplée. Il faut alors tenir compte du fait que la tension de réglage nécessaire est plus élevée. Le principe du couplage à contre-réaction est traité au chapitre IX. Le montage suivant le système a ne donne pas une valeur critique pour la pente (page 124). Comparativement au système b, la méthode a présente cependant quelques inconvénients :

- 1) Par suite de la plus petite valeur de  $M$ , l'influence de  $S$  sur  $K'$  est moindre. Il faut donc disposer d'une plus grande valeur de  $S$ , donc d'une tension de réglage plus élevée. En outre, soit la valeur nécessaire de  $C_m$  soit celle de  $R_m$  est plus élevée. C'est ainsi que si nous utilisons les circuits dont il a été question dans l'exemple précédent, que nous rendons le couplage inductif si faible que  $K = M/\sqrt{L_1 L_2} = 0,006$  et qu'en outre nous choisissons  $C_m = 4$  pF et  $R_m = 2000 \Omega$ , nous obtenons, pour une pente  $S = 1,8$  mA/V du tube de couplage :

$$K' = \sqrt{0,6^2 \cdot 10^{-4} + \frac{0,6}{100} \cdot \frac{4}{100} \cdot 2000 \cdot 1,8 \cdot 10^{-3}} = 0,03.$$

de sorte que  $K' \sqrt{Q_1 Q_2} = 3$ . Si la pente devient 10 fois plus petite,  $K' = 0,011$  donc  $K' \sqrt{Q_1 Q_2} = 1,1$ ; le couplage est donc encore toujours supercritique. Pour faire en sorte que le couplage soit légèrement moins que critique, il faut donc réduire encore la pente. Pour  $S = 0,018$  mA/V,  $K' = 0,0067$  et  $K' \sqrt{Q_1 Q_2} = 0,67$ .

Pour une même variation de couplage que dans l'autre système, la variation de la pente du tube de couplage doit être 10 fois plus grande, de sorte que la tension de réglage nécessaire est plus élevée (environ -19 V dans le cas du tube EF 22).

- 2) Nous avons déjà mentionné que dans le cas du système a, par suite de la plus petite valeur de  $K$ , l'amplification M.F. est moins élevée. Le rapport de l'amplification à celle que permettrait d'obtenir un filtre de bande à couplage critique est, dans le cas du couplage le plus serré (plus forte intensité du signal) :

$$2 \frac{K \sqrt{Q_1 Q_2}}{1 + Q_1 Q_2 K'^2} = 2 \times \frac{0,6}{1 + 9} = 0,12,$$

et, dans le cas du couplage le plus lâche (plus faible intensité du signal) :

$$2 \times \frac{0,6}{1 + 0,67^2} = 0,82.$$

L'amplification M.F. est donc notablement plus petite que celle obtenue avec le système b. Les variations de cette amplification en fonction de l'intensité du signal est ici aussi telle que la plus faible amplification se produit pour la tension de signal la plus élevée, de sorte que la courbe de réglage du régulateur automatique du volume est mieux en palier.

- 3) Lorsqu'on utilise le système a, on ne peut pas simplement se servir de la tension de réglage du régulateur automatique du volume, car c'est précisément pour les signaux de faible intensité que la tension négative de grille du tube de couplage doit être grande. Une telle tension peut s'obtenir de plusieurs manières.

On peut par exemple tirer parti du fait que la tension de grille-écran d'un tube réglé par la régulateur automatique du volume augmente avec l'intensité du signal.

Considérons un tube M.F. type EF 22 alimenté par l'intermédiaire d'un potentiomètre dont les résistances ont les valeurs spécifiées fig. 65. Pour des signaux faibles, lorsque le régulateur automatique du volume

n'est pas encore entré en action, la tension appliquée à cette grille-écran est de 100 V environ. Pour un signal de très forte intensité pour lequel, par suite de l'action du régulateur automatique du volume, l'intensité du courant de grille-écran du tube M.F. est devenue très faible, la tension de

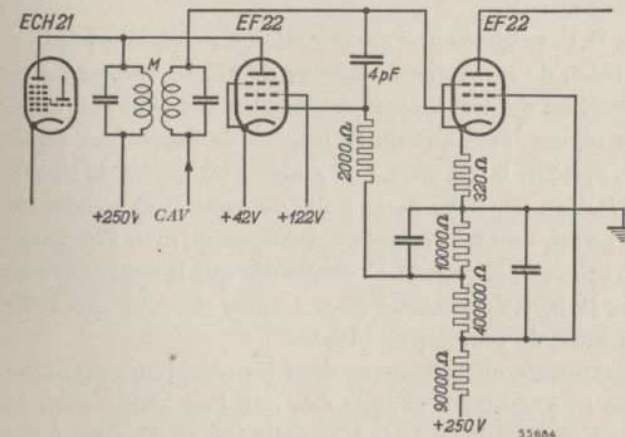


Fig. 65. Réalisation pratique du schéma de principe représenté fig. 64. L'intensité du couplage inductif correspond à la plus étroite largeur de bande, tandis que le tube de couplage EF 22 est monté de manière qu'un agrandissement de la pente  $S$  entraîne un accroissement du facteur de couplage  $K'$ . La tension de la grille de commande du tube de couplage pour la variation requise de la pente  $S$  se prélève d'un potentiomètre d'une façon telle que la tension de polarisation négative du tube de couplage soit maximum pour la plus faible intensité du signal d'antenne.

grille-écran s'est élevée jusqu'à 200 V environ. Si la grille de commande du tube de couplage est connectée de la manière représentée fig. 65, la tension appliquée à cette grille varie entre approximativement +20 et +40 V. Si la cathode du tube EF 22 se trouve à un potentiel de +42 V, la tension entre la cathode et la grille-écran pourra donc varier entre -22 V et -2 V. La tension négative de grille sera la plus grande lorsque l'intensité du signal d'antenne est la plus faible. Il faut encore veiller à ce que, pendant le réglage des circuits de filtres de bande M.F., couplés suivant le schéma de la fig. 64, le couplage soit aussi lâche que possible. Le trimmage de l'appareil doit s'effectuer avec une faible tension de signal. Eventuellement, pendant le réglage, on peut appliquer au tube de couplage une grande tension négative de grille. Un réglage automatique du couplage entre les circuits peut-il se réaliser sans tubes supplémentaires? Nous répondrons immédiatement qu'un tel effet se produit déjà, d'une manière indésirable, dans de nombreux récepteurs, notamment par suite d'une disposition peu favorable des divers organes. En effet, un faible couplage capacitif entre l'anode du tube M.F. et le sommet du circuit primaire du filtre de bande précédant ce tube provoque entre les circuits de ce filtre de bande un couplage qui crée à peu près les mêmes propriétés que celles obtenues avec le montage représenté fig. 63. Suivant le sens du couplage inductif, on peut donc augmenter ou réduire l'amplification M.F. et simultanément, la largeur de bande diminue ou augmente.

Le réglage du tube M.F. entraîne une modification du couplage par l'intermédiaire de ce tube, de sorte que la largeur de bande variera aussi. Si, dans un récepteur, on rendait intentionnellement cet effet si intense qu'on obtienne un réglage suffisant de la largeur de bande, on serait astreint à utiliser le système b. En effet, aux grandes intensités de signal, la tension de polarisation négative de la grille du tube M.F. augmente. On obtiendra, il est vrai, une très grande amplification, mais l'inconvénient du système b subsiste: le tube M.F. oscille dès que la pente dépasse d'un léger montant la pente nécessaire pour assurer un couplage suffisamment lâche du filtre de bande précédent.

Ce phénomène se manifeste effectivement dans les récepteurs mal conçus. Cette difficulté se présentera chaque fois que l'on utilise pour la variation du couplage des tubes appelés à remplir encore d'autres fonctions et qui sont donc réglés par le régulateur automatique du volume. Nous pouvons donc conclure qu'il est très difficile d'obtenir une variation automatique du couplage sans faire usage de tubes supplémentaires.

## BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE I

1. *Amos, S. W.* Aerial coupling circuits. *Electronic Engineering* Vol. XVIII, fév. 1945.
2. *Austin, C. & Oliver, A. L.* Some notes on iron-dust cored coils at radio frequencies. *Marconi Review* 1938, No. 70.
3. *Butterworth, S.* Effective resistance of inductance coils at radio frequency *Experimental Wireless & Wireless Engineer* 1926, page 203.
4. *Hermanspann, P.* Die Vorausberechnung der Selektionskurven von H. F. Verstärkern. *Telefunken Zeitung* 12, 1931, page 53.
5. *Mesny, R.* Représentation nouvelle des propriétés de deux circuits couplés. *L'onde électrique* 13, 1934, page 289.
6. *Mezey, M.* Etude du circuit d'entrée d'un poste récepteur radiophonique. *L'onde électrique* 12, 1933, page 149.
7. *Tellegen, B. D. H.* Eenige beschouwingen over gekoppelde kringen. *Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap* X, 1943, page 147.
8. *Wheeler, H. A.* Image suppression in superheterodyne receivers. *Proceedings I.R.E.* 23, 1935, page 569.
9. *Wheeler, H. A. & Kelly Johnson, J.* High fidelity receivers with expanding selectors. *Proceedings I.R.E.* 23, 1935, page 594.

## II. CHANGEMENT DE FREQUENCE

### A. Le changement de fréquence

Au chapitre I, nous avons fait ressortir, à diverses reprises, les avantages du montage superhétérodyne. Dans ce montage, toutes les fréquences d'entrée sont transformées en une fréquence fixe, appelée moyenne fréquence. Cette méthode permet de réaliser, avec des moyens assez simples, des récepteurs dont la sélectivité donne toute satisfaction. En outre, pour cette fréquence fixe qui, bien souvent, est inférieure à celle des signaux à recevoir, les circuits peuvent, en général, avoir une impédance élevée, ce qui permet d'obtenir une grande amplification. Aussi, actuellement, pratiquement tous les récepteurs sont-ils réalisés suivant le principe superhétérodyne; l'amplification directe n'est plus guère utilisée que pour les tout petits appareils, prévus pour la réception d'un émetteur local.

Dans les récepteurs-superhétérodynes, l'oscillation à moyenne fréquence s'obtient en mélangeant l'oscillation reçue avec une oscillation auxiliaire dont la fréquence est réglable et ce, de manière que la différence de ces deux fréquences ait une valeur fixe, à savoir celle de la moyenne fréquence choisie. Chaque étage changeur de fréquence doit donc comporter, outre le tube changeur de fréquence, un tube oscillateur qui engendre l'oscillation auxiliaire précitée\*. En général, le tube oscillateur est combiné avec le tube changeur de fréquence et ce tube combiné assume les deux fonctions.

Dans la première partie de ce chapitre, nous traiterons les problèmes relatifs au changement de fréquence même. Dans la seconde partie, nous passerons en revue les divers montages oscillateurs et enfin, nous examinerons encore divers effets secondaires qui se produisent pendant le changement de fréquence.

#### § 1. Le processus du changement de fréquence

En principe, le signal d'entrée H.F.  $V_i \sin \omega_i t$  est appliqué, en même temps qu'un signal auxiliaire  $V_h \cos \omega_h t$  à une ou à deux électrodes d'un tube électronique dont la caractéristique  $i_a = f(v_g, v_g')$  n'est pas linéaire et dont les tensions de grille  $v_g$  et  $v_g'$  dépendent de la tension d'entrée H.F.  $v_i$  et de la tension auxiliaire  $v_h$ . Nous pouvons dire que:

$$i_a = f(v_h, v_i)$$

\* Aussi, la tension auxiliaire sera-t-elle souvent appelée tension d'oscillateur ou tension d'oscillation.

Lorsque, dans ce cas, on écrit  $i_a$  sous forme d'une série exponentielle, on obtient entre autres le produit:

$$V_i \sin \omega_i t \cdot V_h \cos \omega_h t = \frac{1}{2} V_i V_h \sin (\omega_i + \omega_h) t - \frac{1}{2} V_i V_h \sin (\omega_h - \omega_i) t \quad (\text{II A } 1)$$

L'origine de ce produit s'explique à l'aide de l'équation (II A 5), dont il sera question par la suite. On obtient donc, dans le circuit anodique du tube changeur de fréquence, entre autres, une oscillation de fréquence égale à la moyenne fréquence:

$$\omega_o = \omega_h - \omega_i, \dots \dots \dots (\text{II A } 2)$$

qui est amplifiée par la suite.

Le courant anodique de fréquence  $\omega_o$  varie avec  $V_i$  et  $V_h$  et, en outre, avec la tension d'anode qui varie avec la tension M.F.  $V_o$ . Or, en pratique,  $V_i$  et  $V_o$  sont petits par rapport à  $V_h$ ; le courant anodique peut donc s'écrire sous forme d'une série de Taylor dont les premiers termes sont:

$$i_a = f(v_h, 0, 0) + v_i \frac{\partial f}{\partial v_i} + v_o \frac{\partial f}{\partial v_o} + \dots \dots \dots (\text{II A } 3)$$

Le premier terme de cette série,  $f(v_h, 0, 0)$  représente le courant anodique commandé directement par la tension auxiliaire  $V_h$  lorsque la tension d'entrée H.F.  $V_i$  et la tension M.F.  $V_o$  sont nulles. Sur ce courant sont superposés les courants représentés par les deux autres termes.

Le second terme est le produit de la valeur instantanée de la tension d'entrée H.F.  $V_i$  et de la valeur instantanée de la pente de la caractéristique  $i_a = f(v_i)$ . Cette caractéristique concerne l'anode et la grille à laquelle est appliquée la tension d'entrée H.F. La pente varie au rythme de la tension auxiliaire  $V_h$ , de sorte que nous pouvons écrire:

$$\frac{\partial f}{\partial v_i} = s_i = S_o + S_1 \cos \omega_h t + S_2 \cos 2 \omega_h t \dots \dots (\text{II A } 4)$$

expression dans laquelle  $S_o, S_1$  etc. dépendent encore de la grandeur de  $v_h^*$ .

Le produit  $v_i \frac{\partial f}{\partial v_i}$  devient alors:

$$v_i \frac{\partial f}{\partial v_i} = S_o V_i \sin \omega_i t + V_i \sin \omega_i t \cdot S_1 \cos \omega_h t + V_i \sin \omega_i t \cdot S_2 \cos 2 \omega_h t \dots$$

\* Dans cette équation, on utilise la fonction cosinus et non la fonction sinus parce que cette manière de faire simplifie le développement des calculs.

Pour l'amplification de la tension M.F., seuls importent les termes qui comportent une fréquence  $\omega_o$ . C'est donc uniquement le terme:

$$V_i \sin \omega_i t \cdot S_1 \cos \omega_h t = \frac{1}{2} S_1 V_i [-\sin (\omega_h - \omega_i) t + \sin (\omega_h + \omega_i) t] = -\frac{1}{2} S_1 V_i \sin \omega_o t + \dots \dots \dots \quad (\text{II A } 5)$$

La modulation de la pente  $S_i$  à la fréquence  $\omega_2$  provoque donc dans le circuit anodique un courant de fréquence moyenne d'intensité:

$$I_{o1} \sin \omega_o t = \frac{1}{2} S_1 V_i \sin \omega_o t$$

ou:  $I_{o1} = \frac{1}{2} S_1 V_i = S_c V_i \dots \dots \dots \quad (\text{II A } 6)$

en substituant à  $\frac{1}{2} S_1$  la pente de conversion  $S_c$ . Comme  $I_{o1}$  résulte de la modulation de la pente, le tube changeur de fréquence est aussi appelé tube modulateur.

Dans le troisième terme du second membre de l'équation (II A 3),  $\frac{\partial f}{\partial v_o}$  représente la valeur inverse de la résistance interne. Cette admittance  $Y$  est elle aussi modulée à la fréquence  $\omega_h$ , de sorte que:

$$Y = Y_o + Y_1 \cos \omega_h t + Y_2 \cos 2 \omega_h t + Y_3 \cos 3 \omega_h t + \dots$$

En multipliant par  $V_o \sin \omega_o t$ , on n'obtient la fréquence  $\omega_o$  que dans le premier terme; donc:

$$I_{o2} \sin \omega_o t = Y_o V_o \sin \omega_o t$$

ou:  $I_{o2} = Y_o V_o \dots \dots \dots \quad (\text{II A } 7)$

Le premier terme de la série de Fourier,  $Y_o$ , est la valeur moyenne de  $Y$  modulée par la fréquence  $\omega_h$ .

Pour le courant total M.F. de l'équation (II A 3), on peut écrire:

$$I_o = I_{o1} - I_{o2} = \frac{1}{2} S_1 V_i - Y_o V_o \dots \dots \dots \quad (\text{II A } 8)$$

Le signe moins est attribuable au fait que  $V_o$  est en opposition de phase avec  $I_{o1}$  et que l'équation est relative à des amplitudes.

Comme le prouve cette équation, le tube changeur de fréquence se comporte entièrement comme un tube amplificateur H.F. lorsqu'on remplace la pente par la pente de conversion et la résistance interne normale par la résistance

interne  $R_i = \frac{1}{Y_o}$  du tube utilisé comme changeur de fréquence.

Si ces grandeurs sont connues, l'amplification de conversion  $A_c$  se déduit de l'équation:

$$A_c = S_c \frac{R_i \cdot Z_o}{R_i + Z_o} \dots \dots \dots \quad (\text{II A } 9)$$

Dans cette équation,

- $S_c$  = pente de conversion;
- $R_i$  = résistance interne du tube utilisé comme tube changeur de fréquence;
- $Z_o$  = impédance du circuit.

Pour obtenir une grande amplification, la résistance interne  $R_i$  doit être grande par rapport à l'impédance du circuit. Dans les appareils récepteurs modernes, l'impédance du filtre de bande est d'environ 160 à 200 k $\Omega$ .

La résistance interne du tube doit donc être de l'ordre de grandeur de 1 M $\Omega$ . La sélectivité est influencée par la résistance interne de la même manière que l'amplification. Comme on le sait, celle-ci est déterminée par le facteur de qualité  $Q =$

$\frac{\omega L}{r}$  Une résistance, montée en parallèle avec le circuit, réduit le facteur  $Q$

(voir chapitre IA, paragraphe 3).

Le  $Q$  en parallèle est:

$$Q_{\text{par}} = \omega R_i C,$$

Dans cette expression,  $C$  est la capacité totale du circuit.

Pour une valeur  $C = 100$  pF, et une moyenne fréquence de 475 kc/s, une résistance interne de 1 M $\Omega$  constitue une diminution du facteur  $Q$  de:

$$Q_{\text{par}} = 10^6 \times 10^{-10} \times 3 \times 10^6 = 300.$$

La fig. 66 montre l'influence de  $Q_{\text{par}}$  sur un circuit à

$$Q = 50.$$

Elle donne l'affaiblissement  $\alpha$  en fonction du désaccord. I est la courbe

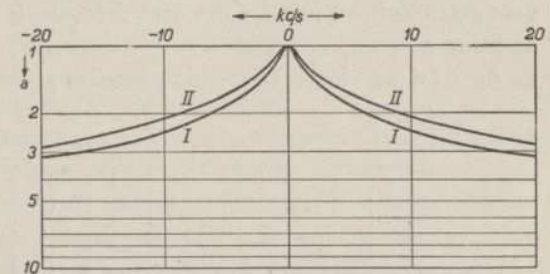


Fig. 66. Influence de la résistance interne du tube changeur de fréquence sur la sélectivité d'un circuit. I est la courbe de sélectivité du circuit à  $Q = 50$ ; II est la courbe de sélectivité lorsqu'un tube changeur de fréquence à  $R_i = 1 \text{ M}\Omega$  shunte le circuit.



de résonance pour le cas où la résistance interne du tube est infiniment grande et II, pour le cas où cette résistance est de 1 M Ω.

§ 2. Calcul de la pente de conversion

Lorsque la forme de la caractéristique  $s_i/v_h$  du tube est une fonction mathématique connue (par exemple une fonction logarithmique), on peut, dans le cas d'une tension auxiliaire cosinusoidale  $v_h$ , écrire aussi  $s_i$  en fonction de  $x = \omega_h t$ . On peut alors calculer exactement  $S_1$ . En effet:

$$S_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} s_i \cos x \, dx \dots \dots \dots \text{(II A 10)}$$

Cependant, en général, la courbe donnant  $s_i$  en fonction de  $v_h$  ne répond pas à une expression mathématique déterminée. Il faut alors déterminer par voie graphique ou par des mesures directes, le coefficient précité de la série de Fourier.

La fig. 67 donne la pente  $s_i$  de la première grille du tube UCH 21 en fonction

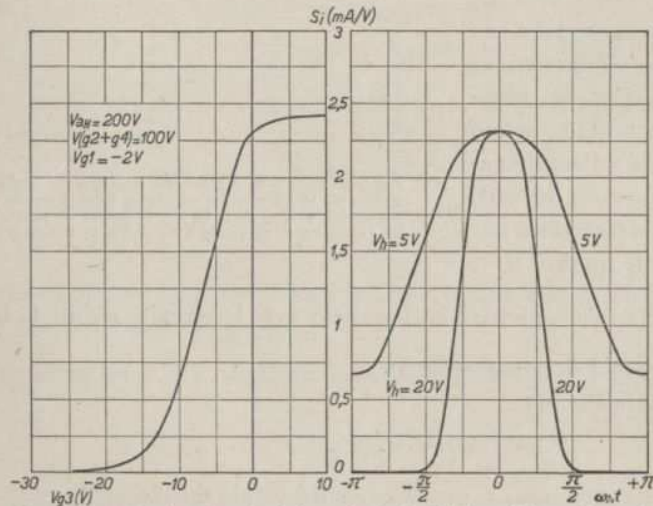


Fig. 67. A gauche:  $S_i$  en fonction de la tension appliquée à la troisième grille pour le tube UCH 21. A droite:  $S_i$  en fonction du temps pour une tension auxiliaire de respectivement 5V et 20 V.

de la tension négative  $v_{g3}$  de la troisième grille. Les autres électrodes sont portées aux tensions stipulées dans la figure. La partie de droite de la même figure, partie qui est déduite de la caractéristique  $s_i/v_h$  donne les variations de la pente en fonction du temps pour deux valeurs de l'amplitude de la

tension auxiliaire  $V_h$  et pour la tension de polarisation correspondante \*. Pour déduire de ces courbes de temps, qui ne sont pas sinusoidales, la pente de conversion, nous diviserons une période de la tension auxiliaire  $V_h$  en  $4N$  parties égales.

De la caractéristique  $s_i/v_h$ , on déduit la pente pour les valeurs suivantes de la tension du modulateur:

$$V_0 = -V_{g3} + V_h; V_1 = -V_{g3} + V_h \cos \frac{\pi}{2N} \text{ etc.};$$

$$V_{2N} = -V_{g3} + V_h \cos \frac{2N \pi}{2N}.$$

$V_{g3}$  est la tension de polarisation négative précitée de la grille de modulation;  $V_h$  est l'amplitude de la tension auxiliaire (tension alternative de l'oscillateur). Désignons par:

$$S_0, S_I, S_{II}, S_{III} \dots \dots \dots S_{2N}.$$

les valeurs de la pente correspondant à ces tensions. L'intégrale qui détermine l'amplitude de l'onde fondamentale dans la série de Fourier est approximativement égale à la somme de  $4N$  termes dans lesquels les valeurs de  $S_I, S_{II}, S_{III}$ , etc., sont multipliées par les valeurs correspondantes de cosinus  $x$ , l'élément  $dx$  étant pris égal à la  $4N$  ième partie de la période totale  $2\pi$ . En outre, la somme des  $2N$  premiers éléments est égale à celle des  $2N$  derniers, ce qui permet d'écrire:

$$S_1 = \frac{2}{\pi} \sum_p^{2N} S_p \frac{\pi}{2N} \cos \frac{p\pi}{2N},$$

ou:

$$S_1 = \frac{1}{N} \sum_p^{2N} S_p \cos \frac{p\pi}{2N} \dots \dots \dots \text{(II A 11)}$$

Comme la pente de conversion est égale à la moitié de  $S_1$ :

$$S_c = \frac{1}{2N} \left\{ \frac{S_0}{2} + S_I \cos \frac{\pi}{2N} + S_{II} \cos \frac{2\pi}{2N} + S_{III} \cos \frac{3\pi}{2N} + \dots \frac{S_{2N}}{2} \right\} \dots \dots \dots \text{(II A 12)}$$

(Dans cette somme, le premier et le dernier terme sont réduits de moitié, car si l'on considère que chaque élément  $dx$  ou  $\pi/2N$  est symétrique par rapport au  $x$  correspondant, il ne subsiste pour le premier terme et le dernier

\* La tension de polarisation négative de grille s'obtient à l'aide d'un condensateur de grille, et d'une résistance de fuite; à chaque valeur de  $V_h$  correspond alors une valeur déterminée  $V_{g3}$  de la tension de polarisation (voir chapitre II B paragraphe 9).

qu'un demi élément). Le terme général de cette série est:  $S_p \cos \frac{p\pi}{2N}$ ; si nous prenons  $N = 16$ ,  $p$  pourra avoir toutes les valeurs de 0 à 16. On trouve alors pour  $\cos \frac{p\pi}{2N}$  les valeurs suivantes:

$p$	$\cos \frac{p\pi}{32}$	$p$	$\cos \frac{p\pi}{32}$	$p$	$\cos \frac{p\pi}{32}$	$p$	$\cos \frac{p\pi}{32}$
0	1,000	5	0,882	9	0,634	13	0,295
1	0,995	6	0,832	10	0,557	14	0,195
2	0,981	7	0,773	11	0,471	15	0,098
3	0,957	8	0,707	12	0,382	16	0
4	0,925						

Or, si l'on admet que la tension négative de grille est de  $-19,3 V$  et que la valeur de crête de la tension alternative auxiliaire est de  $20 V$ , on trouve, pour  $S_p \cos \frac{p\pi}{2N}$ :

$p$	$V_{g1}$	$S_p$	$S_p \cos \frac{p\pi}{32}$	$p$	$V_{g1}$	$S_p$	$S_p \cos \frac{p\pi}{32}$
0	+ 0,7	2,34	1,17	17	-21,3	—	—
1	+ 0,6	2,33	2,32	18	-23,2	—	—
2	+ 0,3	2,31	2,26	19	-25,1	—	—
3	- 0,2	2,29	2,19	20	-27,0	—	—
4	- 0,8	2,25	2,08	21	-28,7	—	—
5	- 1,7	2,15	1,89	22	-30,4	—	—
6	- 2,7	2,00	1,66	23	-31,9	—	—
7	- 3,9	1,75	1,36	24	-33,5	—	—
8	- 5,1	1,55	1,10	25	-34,7	—	—
9	- 6,7	1,25	0,79	26	-35,9	—	—
10	- 8,2	0,95	0,53	27	-36,9	—	—
11	- 9,9	0,65	0,31	28	-37,8	—	—
12	-11,6	0,45	0,17	29	-38,5	—	—
13	-13,5	0,20	0,08	30	-39,0	—	—
14	-15,4	0,10	0,03	31	-39,3	—	—
15	-17,3	0,05	0,01	32	-39,4	—	—
16	-19,3	—	—				

De ce tableau on déduit que:

$$S_c = \frac{1}{32} 17,95 = 0,56 \text{ mA/V.}$$

De manière analogue, on peut calculer la pente de conversion pour une tension d'oscillateur d'amplitude égale à 15, 10, 5 et 2,5 V; on trouve: 0,605,

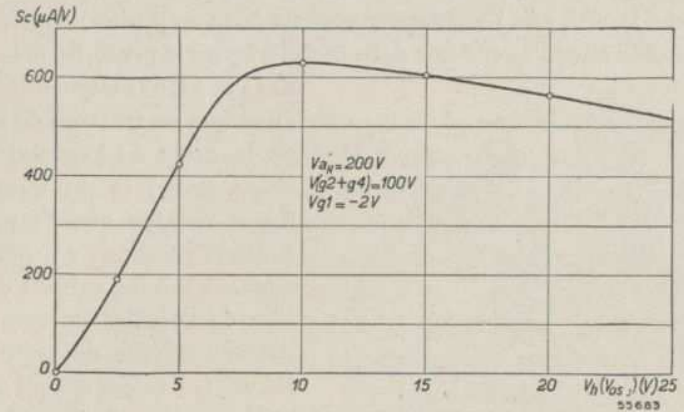


Fig. 68. Pente de conversion du tube UCH 21 en fonction de la tension auxiliaire ou tension d'oscillateur.

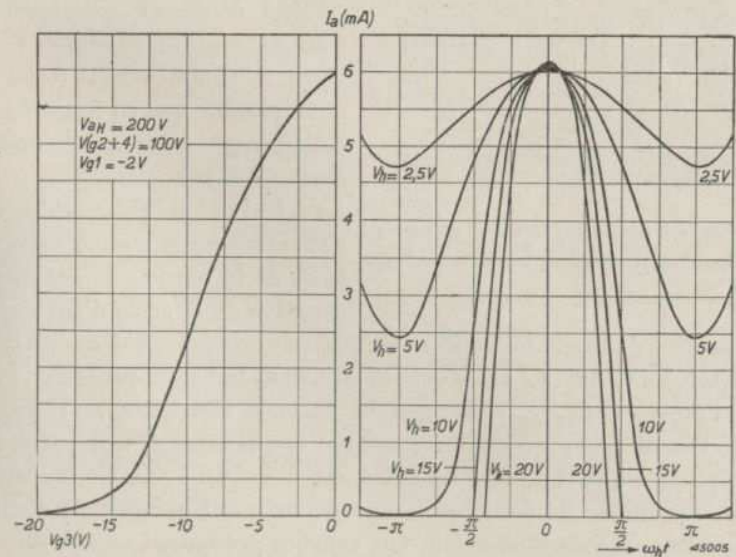


Fig. 69. A gauche: Intensité du courant anodique du tube UCH 21 en fonction de la tension à la troisième grille. A droite: Intensité du courant anodique du tube UCH 21 en fonction du temps, pour une tension auxiliaire de 2,5 V, 5 V, 10 V, 15 V et 20 V.

0,630, 0,425 et 0,190 mA/V. Si l'on représente graphiquement cette valeur en fonction de la tension d'oscillateur, on obtient la courbe représentée fig. 68. Cette figure montre nettement que, pour de petites valeurs de la tension de l'oscillateur, la pente de conversion augmente très rapidement. Pour une valeur déterminée de la tension, la pente de conversion accuse un maximum, et pour des valeurs plus grandes encore, la pente diminue lentement, car la grille de l'oscillateur devient beaucoup plus négative.

Tout comme nous l'avons fait dans la fig. 67 pour la pente, nous avons tracé

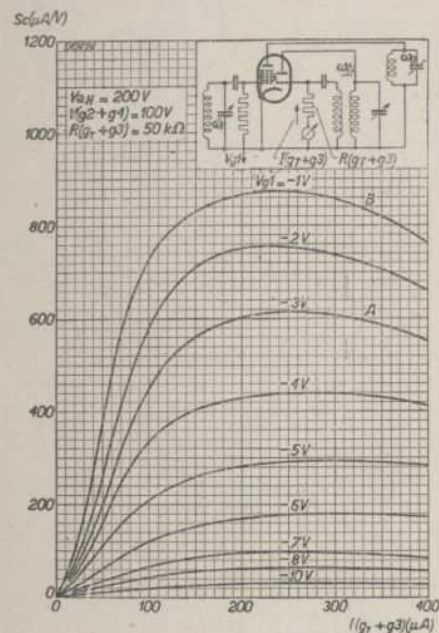


Fig. 70. Pente de conversion du tube UCH 21 en fonction de l'intensité du courant de grille de l'oscillateur, pour diverses valeurs de la tension négative de la grille de commande.

ce qui permet de tracer les courbes  $S_c/V_{osc}$  pour diverses valeurs de la tension négative de grille. Ce tracé est effectué dans la fig. 70 qui donne, au lieu de  $V_{g3}$ , l'intensité  $I(g_1+g_2)$  du courant dans la résistance de fuite de la grille de l'oscillateur; ce courant constitue une mesure de la tension auxiliaire appliquée à  $g_3$  et se relève facilement. La courbe montre immédiatement les conditions de fonctionnement du tube qui permettent d'obtenir la plus forte pente de conversion. Ces courbes présentent encore un autre intérêt, car, dans une gamme de longueurs d'onde déterminée, la tension de l'oscillateur n'est pas constante, elle peut même varier notablement. Pour

dans la fig. 69 l'intensité du courant anodique en fonction de la tension de la grille de l'oscillateur (troisième grille) et du temps. Cette figure montre que l'intensité du courant anodique est plus grande pour de faibles valeurs de la tension de l'oscillateur que pour des valeurs élevées de cette tension. En effet, à valeur encore croissante de la tension de l'oscillateur, les pointes de courant des courbes intensité du courant/temps sont plus étroites, de sorte que l'intensité du courant continu anodique tombe. Dans le chapitre XIII (tome III) nous verrons que ce fait est particulièrement intéressant pour le souffle des tubes.

Le calcul précité peut évidemment s'effectuer aussi pour d'autres valeurs de la tension de polarisation négative de la grille d'entrée H.F.,

le tube UCH 21, deux raisons ont incité à publier pour le courant dans la résistance de fuite une intensité de  $190 \mu A$  c'est-à-dire

- 1°) la pente de conversion est alors maximum
- 2°) autour de cette valeur, la pente de conversion est pratiquement indépendante de la grandeur de la tension auxiliaire.

Enfin, les courbes de la fig. 70 se prêtent encore au calcul du réglage automatique du volume sonore et à la détermination des effets de distorsion du tube.

§ 3. Mesure de la pente de conversion et de la résistance interne

Comme le prouve la chapitre précédent, le calcul de la pente de conversion à partir de la caractéristique  $s_i/v_h$  est assez compliqué et de plus, peu précis; en pratique, on préfère généralement mesurer cette pente. La fig. 71 montre le schéma utilisé pour la mesure de la pente de conversion d'une triode-heptode. A la première grille on applique une tension  $V_i \cos \omega_i t$  de 0,1 V par exemple; la tension négative de grille peut se régler à l'aide d'une batterie B. A la troisième grille, on applique la tension d'oscillateur  $V_h \cos \omega_h t$ ;

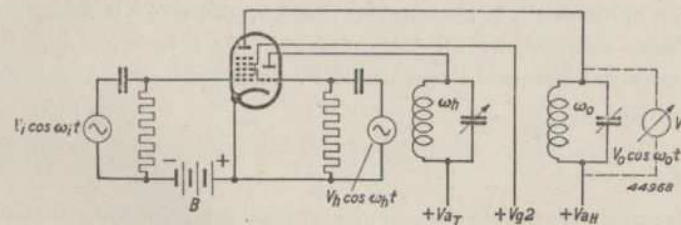


Fig. 71. Montage pour relever la pente de conversion et la résistance interne d'un tube changeur de fréquence.

la tension négative de grille étant obtenue à l'aide du condensateur de grille et de la résistance de fuite de la partie triode. Le circuit anodique de la partie changeuse de fréquence comporte un circuit oscillant à impédance  $Z_o$  rigoureusement connue, accordé sur la moyenne fréquence  $\omega_o = \omega_h - \omega_i$ . Par un choix judicieux de  $V_i$  et de  $Z_o$ , la tension alternative  $V_o$  obtenue dans le circuit anodique est maintenue très faible, ce qui permet de négliger l'influence de cette tension sur  $I_o$ . On peut mesurer directement la tension aux bornes du circuit et l'intensité  $I_o$  du courant anodique se déduit alors de  $I_o = \frac{V_o}{Z_o}$ . La pente de conversion est  $\frac{I_o}{V_i}$ .

Pour certains tubes changeurs de fréquence, par exemple, pour la pentagride et l'octode, il est nécessaire d'inclure dans ces mesures la partie oscilla-

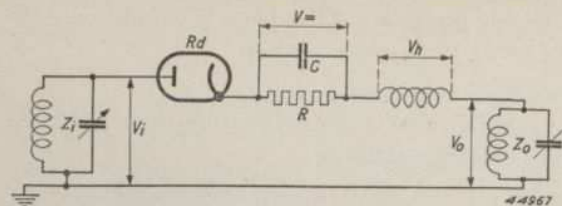


Fig. 72. Montage de la diode comme tube changeur de fréquence.

trance, car le courant de l'oscillateur influence l'intensité du courant dans la partie changeuse de fréquence. Le schéma de la fig. 71 tient compte de ce fait. Pour mesurer la résistance interne, on applique au tube les tensions continues prescrites et la tension d'oscillateur requise et l'on modifie la tension continue d'un montant  $\Delta V_a$ , ce qui entraîne une variation  $\Delta I_a$  de l'intensité du courant anodique. La résistance interne est alors  $R_i = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a}$ .

§ 4. Montages changeurs de fréquence

Les montages utilisés dans les appareils récepteurs peuvent se répartir en deux groupes, à savoir:

- 1) montages comportant un tube changeur de fréquence dans lequel la tension auxiliaire et la tension H.F. sont appliquées à la même électrode;
- 2) montages comportant un tube changeur de fréquence dans lequel la tension auxiliaire et la tension H.F. sont appliquée à des électrodes différentes.

a. Diode

Le montage le plus simple du premier groupe est celui dans lequel le tube changeur de fréquence est une diode. Dans ce cas, il n'existe qu'un seul circuit de courant;  $V_i$ ,  $V_h$  et  $V_o$  sont donc montés en série (fig. 72).

Si la tension auxiliaire  $V_h$  n'est pas trop petite, par exemple de l'ordre de 2 volts, la caractéristique de la diode est une droite (fig. 73). Le calcul de la pente de conversion et de l'amplification de conversion ne présente alors pas de difficultés.

Comme nous le prouverons par la suite, il est utile de donner à la diode une certaine tension de polarisation négative  $V_{-}$ . Cette tension de polarisation s'obtient de façon très simple aux bornes de la résistance  $R$  par redressement de  $V_h$ .

Si  $R$  est grand par rapport à la résistance

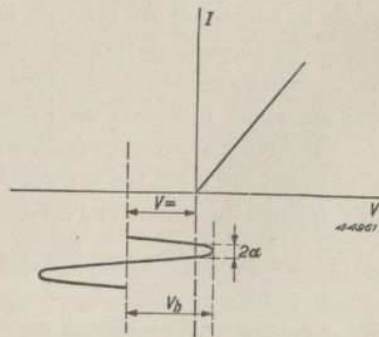


Fig. 73. Caractéristique courant — tension d'une diode.

interne, on applique au tube les tensions continues prescrites et la tension d'oscillateur requise et l'on modifie la tension continue d'un montant  $\Delta V_a$ , ce qui entraîne une variation  $\Delta I_a$  de l'intensité du courant anodique. La résistance interne est alors  $R_i = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a}$ .

trance, car le courant de l'oscillateur influence l'intensité du courant dans la partie changeuse de fréquence. Le schéma de la fig. 71 tient compte de ce fait.

interne  $R_d$  de la diode, la valeur de  $V_{-}$  se rapprochera de celle de  $V_h$  (voir chapitre V). Dans ces conditions, pendant un temps déterminé, indiqué fig. 73 par l'angle  $2\alpha$ , la diode est le siège d'un courant; pendant ce temps, la pente est égale à  $\frac{1}{R_d}$ . Pendant le reste de la période, la pente est nulle.

Pour calculer la pente de conversion, déterminons de nouveau l'onde fondamentale de la pente dans la série de Fourier:

$$S_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} S \cos x \, dx \dots \dots \dots \text{(II A 10)}$$

Comme  $S$  ne diffère de zéro qu'entre les moments  $x = -\alpha$  et  $x = +\alpha$ , on peut aussi écrire:

$$S_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{1}{R_d} \cos x \, dx \dots \dots \dots \text{(II A 13)}$$

ou:

$$S_1 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{R_d} \sin x \Big|_{-\alpha}^{+\alpha} = \frac{2 \sin \alpha}{\pi R_d} \dots \dots \dots \text{(II A 14)}$$

La pente de conversion est donc  $S_c = \frac{\sin \alpha}{\pi R_d}$ .

Pour calculer la tension M.F.  $V_o$ , il faut d'abord connaître l'intensité du courant M.F. A cet effet, la pente de conversion n'est pas seule déterminante; Comme  $R_d$  a une valeur assez faible, le second terme de l'équation (II A 8) acquiert aussi de l'importance. Il nous faudra donc déterminer aussi la valeur moyenne de la résistance interne du tube.

Pendant la période  $2\pi$ , la résistance interne n'est égale à  $R_d$  que pendant le temps  $2\alpha$ . On en déduit:

$$\frac{1}{Y_o} = R_d \frac{2\pi}{2\alpha} = \frac{\pi R_d}{\alpha} \dots \dots \dots \text{(II A 15)}$$

La tension M.F.  $V_o$  de l'équation (II A 8) s'obtient sous forme d'une chute de tension dans le circuit M.F.,  $Z_o$ ; l'équation (II A 8) peut donc aussi s'écrire sous la forme:

$$I_o = \frac{1}{2} S_1 V_i - Z_o Y_o I_o \dots \dots \dots \text{(II A 16)}$$

ou: 
$$I_o = V_i \frac{\frac{1}{2} S_1}{1 + Z_o Y_o} \dots \dots \dots \text{(II A 17)}$$

L'amplification de conversion est donc:

$$A_c = \frac{V_o}{V_i} = \frac{I_o Z_o}{V_i} = \frac{\frac{1}{2} S_1 Z_o}{1 + Z_o Y_o} \dots \dots \dots \text{(II A 18)}$$

L'amplification est maximum lorsque  $Z_o Y_o$  est grand par rapport à 1. Le montant 1 est alors négligeable, et l'amplification devient:

$$A_c = \frac{1}{2} \frac{S_1}{Y_o},$$

ou, après substitution des équations (II A 14) et (II A 15):

$$A_c = \frac{1}{2} \frac{2 \sin \alpha}{\alpha} = \frac{\sin \alpha}{\alpha} \dots \dots \dots \text{(II A 19)}$$

L'amplification de conversion augmente donc à angle d'ouverture  $\alpha$  décroissant et tend vers 1 pour  $\alpha = 0$ . Ceci montre nettement l'avantage d'une tension de polarisation élevée; en effet, sans tension de polarisation, on aurait  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  et  $A_c = \frac{2}{\pi}$ . Pour que le produit  $Z_o Y_o$  soit aussi grand que possible par rapport à 1, il faut choisir  $Z_o$  de manière que:

$$Z_o \gg \frac{1}{Y_o} \text{ ou } Z_o \gg \frac{\pi}{\alpha} R_d \dots \dots \dots \text{(II A 20)}$$

L'angle d'ouverture est uniquement déterminé par le rapport  $\frac{R}{R_d}$  (voir II B paragraphe 9). Pour un petit angle d'ouverture,  $\frac{R}{R_d}$  doit être grand. En effet, dans ce cas, s'applique l'équation (II B 56) (ce qui est établi et expliqué à la page 204):

$$\text{tg } \alpha - \alpha = \pi \frac{R_d}{R}.$$

Comme le circuit d'entrée et le circuit de sortie sont insérés directement dans le circuit du courant de la diode, ils seront tous deux fortement amortis. En ce qui concerne l'amortissement du circuit de sortie, on s'attendrait de prime abord, à ce qu'il soit égal à  $Y_o$ . Ce serait effectivement le cas si le

circuit d'entrée était une source de tension sans résistance interne, ce qui n'est pas le cas. Pour déterminer l'amortissement  $R_o$  du circuit de sortie, on considère que le circuit M.F. est remplacé par une tension M.F. de valeur  $V_o$  et on détermine l'intensité  $I_o$  du courant M.F. que provoque  $V_o$  dans le circuit de la diode. L'amortissement est alors:

$$R_o = \frac{V_o}{I_o} \dots \dots \dots \text{(II A 21)}$$

La tension  $V_o$  provoque non seulement directement un courant M.F. dont l'intensité est déterminée par l'admittance  $Y_o$ , mais aussi, par mélange, un courant de fréquence égale à la fréquence d'entrée, courant qui traverse le circuit d'entrée  $Z_i$ . Comme le montage est symétrique, ce courant additionnel est donné par:

$$\Delta I_i = V_o \frac{\frac{1}{2} S_1}{1 + Z_i Y_o} \dots \dots \dots \text{(II A 22)}$$

Il se produit alors, dans le circuit d'entrée, une chute de tension de fréquence égale à la fréquence d'entrée et qui, par mélange, fournit de nouveau un courant M.F. On perçoit ainsi la réaction du circuit d'entrée sur l'amortissement du circuit de sortie.

En tenant compte de cette chute de tension  $V_i = -\Delta I_i Z_i$ , l'équation (II A 8) donne:

$$I_o = V_o \left( Y_o - \frac{1}{2} S_1 Z_i \frac{\frac{1}{2} S_1}{1 + Z_i Y_o} \right);$$

$$\frac{1}{R_o} = \frac{I_o}{V_o} = Y_o - \frac{Z_i S_1^2}{4(1 + Z_i Y_o)}.$$

En y substituant les valeurs de  $S_i$  et de  $Y_o$  tirées des équations (II A 14) et (II A 15), on obtient:

$$\frac{1}{R_o} = \frac{1}{\pi R_d} \left( \alpha - \frac{\sin^2 \alpha}{\pi R_d / Z_i + \alpha} \right) \dots \dots \dots \text{(II A 23)}$$

Pour calculer l'amortissement du circuit d'entrée, il suffit de remplacer  $Z_i$  par  $Z_o$ , donc:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{1}{\pi R_d} \left( \alpha - \frac{\sin^2 \alpha}{\pi R_d / Z_o + \alpha} \right) \dots \dots \dots \text{(II A 24)}$$

La résistance interne  $R_d$  de la diode est de l'ordre de grandeur de 5000  $\Omega$ . Des équations (II A 23) et (II A 24) on déduit que, pour limiter les amor-

tissements, il importe de maintenir  $\alpha$  petit. Certaines causes limitent cependant cette réduction de  $\alpha$ . Pour que  $\alpha$  reste petit, il faudrait que le rapport  $R/R_d$  soit grand. Cependant, à mesure que  $\alpha$  diminue, la partie balayée de la caractéristique de la diode devient plus petite, de sorte que la résistance  $R_d$  (en réalité un remplacement de la caractéristique incurvée) augmente. De ce fait, il devient donc de plus en plus difficile de réduire encore  $\alpha$ , à moins d'utiliser des valeurs anormalement élevées de  $V_h$ .

En outre, la réduction de  $\alpha$  et l'augmentation simultanée de  $R_d$  présentent un autre inconvénient : il devient difficile de satisfaire à l'équation (II A 20) et de plus, l'amplification diminue. Or, en pratique, la situation est la suivante : pour des valeurs pratiques de  $\alpha$ , les résistances d'amortissement  $R_i$  et  $R_o$  sont déjà si petites que cette considération a fait renoncer au changement de fréquence par diodes dans la technique de la radiodiffusion. Enfin, un autre inconvénient est le couplage assez serré entre le circuit d'entrée et le circuit oscillateur, couplage par suite duquel l'appareil rayonne à une fréquence  $\omega_h$ . Le changement de fréquence par diode offre cependant un avantage : le faible souffle (voir chapitre XIII).

b. Triode, tétrode et penthode

L'emploi d'une triode ou d'un tube multigrille, au lieu d'une diode, permet de réduire notablement les amortissements. La résistance interne  $\frac{1}{Y_o}$  d'une triode est encore assez petite. Aussi ce tube convient-il à peine comme changeur de fréquence dans les récepteurs de radiodiffusion. Par contre, dans les premiers récepteurs superhétérodynes, la tétrode et la penthode étaient couramment utilisées comme tubes changeurs de fréquence. Dans ces tubes à grilles-écran, la réaction du circuit anodique sur le circuit d'entrée est pour ainsi dire complètement supprimée, de sorte que l'amortissement de l'anode est déterminée par la valeur élevée de  $\frac{1}{Y_o}$ . Celle-ci est, en général, de l'ordre de 1 M $\Omega$ .

Dans le circuit de grille, qui comporte, montés en série,  $V_i$  et  $V_h$ , on peut éviter la circulation de courant de grille en utilisant une tension de polarisation suffisamment élevée, de sorte que le circuit d'entrée est peu amorti. Dans le calcul de l'amplifica-

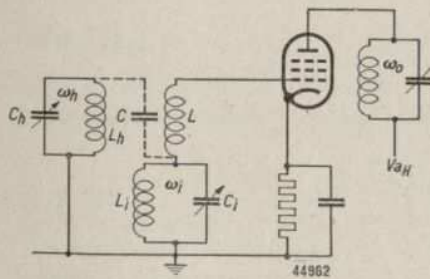


Fig. 74. Montage d'une penthode comme tube changeur de fréquence.

tion de conversion exposé au paragraphe 1, il suffit donc de tenir compte de la première harmonique de la pente, à savoir  $S_1$ .

La fig. 74 donne, à titre d'exemple, un montage comportant un tel tube. Dans le circuit de grille, le circuit d'entrée  $L_i C_i$  est monté en série avec une bobine qui est couplée au circuit oscillateur  $L_h C_h$ . Il existe cependant une capacité déterminée  $C$  entre les bobines  $L_h$  et  $L$ , donc aussi entre les circuits  $L_h C_h$  et  $L_i C_i$ . Ce couplage entre les deux circuits d'accord provoque tout d'abord une influence mutuelle de l'accord des deux circuits et ensuite un rayonnement, de fréquence  $\omega_h$ , dans l'antenne. Si l'on interverse la bobine  $L$  et le circuit  $L_i C_i$ , on affaiblit, il est vrai, le couplage entre les circuits

d'accord, mais ceci susciterait un inconvénient d'ordre constructif : le condensateur  $C_i$  n'est plus relié au châssis.

Le montage représenté fig. 75 constitue une autre solution. Les deux tensions  $V_i$  et  $V_h$  sont mises à la terre. On évite ainsi le couplage capacitif entre les bobines, mais il se produit un couplage par la capacité grille-cathode du tube. Ce couplage est cependant plus faible que

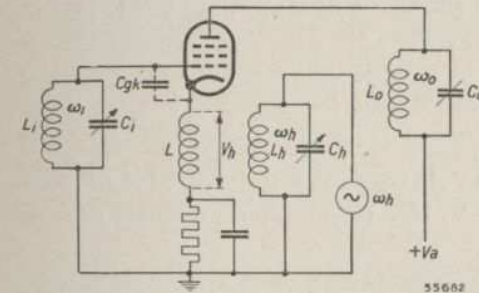


Fig. 75. Autre montage d'une penthode comme tube changeur de fréquence.

dans le cas précédent. La tension de fréquence  $\omega_h$  obtenue au circuit d'entrée se calcule facilement à l'aide de l'équation établie au chapitre I D pour un circuit à couplage capacitif. Si la fréquence de la tension auxiliaire  $V_h$  était égale à la fréquence d'accord du circuit d'entrée, la tension perturbatrice  $V_s$  aux bornes du circuit d'entrée serait, d'après l'équation (I D 4) :

$$V_s = V_h \frac{C_{gk}}{C_i + C_{gk}} \cdot \frac{\omega_i L_i}{r} \dots \dots \dots \text{(II A 25)}$$

Mais  $V_h$  est notablement désaccordé par rapport à  $\omega_i$ , de sorte, qu'en réalité,  $V_s$  est plus petit. D'après l'équation (I A 9), l'affaiblissement  $a$  est :

$$a = |1 + j\beta Q| \approx \beta Q.$$

La tension perturbatrice  $V_s$  réellement induite dans le circuit d'entrée est donc :

$$V_s = \frac{C_{gk}}{C_i + C_{gk}} \cdot \frac{\omega_i L}{r} \frac{1}{\beta Q} V_h = \frac{C_{gk}}{C_i + C_{gk}} \frac{1}{\beta} V_h \text{ (II A 26)}$$

expression dans laquelle :

$$\beta = \frac{\omega_h}{\omega_i} - \frac{\omega_i}{\omega_h}$$

La tension perturbatrice  $V_s$  est la plus grande au début de la gamme de longueurs d'onde, car  $C_i$  et  $\beta$  y sont les plus petits. En outre, pour une même capacité du condensateur variable, la tension induite est plus grande dans la gamme d'ondes moyennes que dans la gamme d'ondes longues, car  $\beta$  y est plus petit. Nous illustrerons ce fait à l'aide d'un exemple. Supposons que la moyenne fréquence soit de 475 kc/s; à la longueur d'onde de 200 m, ( $\omega_i = 9,4 \cdot 10^6$ ),  $\omega_h = 12,4 \cdot 10^6$ . Il en résulte que  $1/\beta = 1,8$ .

Si, en outre la capacité grille-cathode du tube changeur de fréquence est de 5 pF, et que la capacité d'accord à 200 m est de 80 pF, la tension perturbatrice est :

$$V_s = \frac{5}{85} \cdot 1,8 V_h = \text{env. } 0,1 V_h.$$

Si la tension oscillatrice est de 10 V, la tension perturbatrice induite dans le circuit d'entrée sera d'environ 1 V. Une telle tension provoque déjà un notable rayonnement de l'antenne.

Comme la fréquence  $\omega_h$  est plus grande que  $\omega_i$ , dans la gamme d'ondes moyennes et dans celle d'ondes longues, pour  $\omega_h$  l'impédance du circuit d'entrée a, par approximation, un caractère capacitif. C'est pourquoi la tension  $V_h$  se répartit sur deux capacités, de sorte qu'il subsiste entre la grille et la cathode  $0,9 V_h$ .

A la longueur d'onde de 15 m,  $\beta = 0,0475$  et la tension perturbatrice est alors :

$$V_s = \frac{5}{85} \times \frac{1}{0,0475} V_h = 1,24 V_h.$$

A première vue, ce résultat paraît bizarre. La très grande tension perturbatrice est nettement provoquée par un accroissement d'oscillation et, contre toute attente, le circuit d'entrée présente un caractère inductif. Il faut cependant considérer que le circuit, y compris la capacité en parallèle  $C_{gk}$ , est accordé sur  $\omega_i$ . La fréquence d'accord du circuit lui-même peut donc facilement être plus élevée que la fréquence  $\omega_h$ .

La valeur précitée de la tension perturbatrice est évidemment inadmissible; ce montage ne convient pas en ondes courtes.

La fig. 76 montre une variante de ce montage dans laquelle on utilise les tubes changeurs de fréquence Philips type ECH 21 et UCH 21. La tension d'oscillateur de la partie triode est appliquée au conducteur cathodique

par l'intermédiaire d'une résistance non shuntée d'environ 500 ohms. L'amplitude de cette tension doit, d'une part, ne pas être si grande qu'il pourrait en résulter du courant de grille, car il pourrait en résulter en même temps du changement de fréquence diode dont l'effet est opposé à celui du changement de fréquence désiré et, d'autre part, pour obtenir une pente de conversion suffisante, elle doit être aussi grande que possible. A ce point de vue, il est désirable que le point de fonctionnement de la triode oscillatrice se trouve dans la partie droite de la courbe (fonctionnement en régime A).

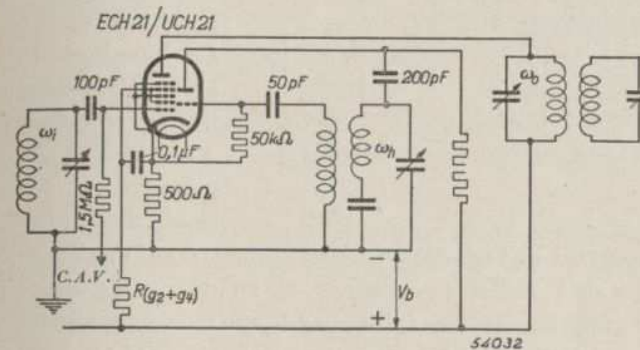


Fig. 76. Montage d'une triode-heptode comme changeuse de fréquence additive.

Faute de dispositions spéciales, il se produirait dans le circuit d'antenne des tensions d'induction qui, à 1500 kc/s pourraient atteindre environ 0,1 V et à 20 Mc/s, environ 0,5 V. Cette tension d'induction provoquerait un trop fort rayonnement de l'antenne. Cependant, on peut compenser assez facilement la tension de rayonnement en couplant le conducteur menant à l'anode de la triode, derrière le commutateur d'ondes, à celui du circuit d'entrée de la partie heptode. De cette manière, la tension d'induction dans le circuit d'antenne

est ramenée à environ 1 à 2 mV dans la gamme d'ondes moyennes et dans celle d'ondes longues, et à environ 5 à 10 mV dans la gamme d'ondes courtes.

La cathode étant connectée au blindage extérieur auquel s'applique aussi la tension de rayonnement, il est nécessaire d'en-

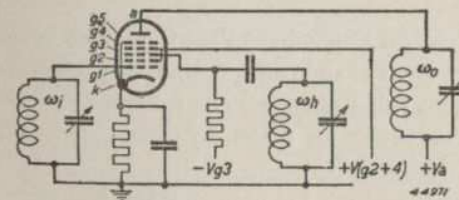


Fig. 77. Montage d'une heptode comme tube changeur de fréquence.

tourer le tube d'un blindage. Enfin, il est bon de connecter le condensateur de découplage de la grille-écran à la cathode et non au châssis.

Bien que, dans ce montage, la pente de conversion du tube ECH 21 et du tube UCH 21 soit plus faible (environ  $550 \mu\text{A/V}$ ) que celle obtenue dans le montage classique (fig. 78), il offre un avantage: le souffle est plus faible. La

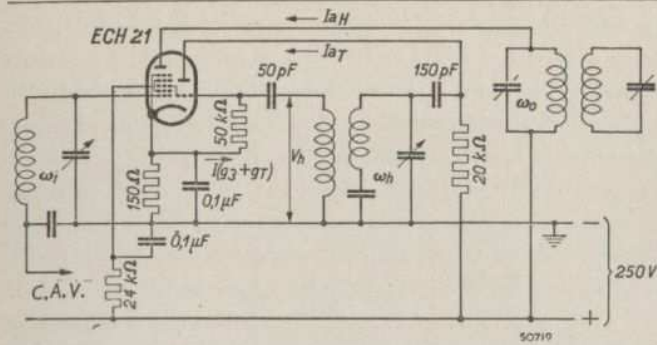


Fig. 78. Montage complet de la triode-heptode ECH 21 comme tube changeur de fréquence.

rentes est celui comportant une triode, la tension d'entrée étant appliquée à la grille et la tension de l'oscillateur à l'anode. Ce montage a été utilisé parfois. Il présente un grave inconvénient : il demande une tension auxiliaire élevée et les circuits restent malgré tout couplés par la capacité  $C_{ag}$ .

Une solution, de loin meilleure, consiste à utiliser des tubes comportant plusieurs grilles de commande à tension de polarisation négative, la pente de l'une des grilles étant modulée par la tension auxiliaire appliquée à une autre grille. Il existe alors encore deux possibilités :

- le courant d'électrons est d'abord modulé par la tension H.F. et ensuite par la tension de l'oscillateur ;
- le courant d'électrons est d'abord modulé par la tension de l'oscillateur et ensuite par la tension H.F.

### c) Hexode et heptode

Dans le premier groupe peuvent se classer l'hexode et l'heptode avec tube oscillateur séparé ou incorporé, ainsi que l'hexode auto-oscillatrice E448. A la deuxième catégorie appartiennent les tubes changeurs de fréquence auto-oscillateurs tels que la pentagride, l'octode et les tubes du type américain 6SA7.

La fig. 77 donne le schéma de principe d'une heptode. La tension H.F. s'applique à la première grille et la tension d'oscillateur, à la troisième. Le courant d'électrons est attiré à travers la première grille (grille de commande) à l'aide de la seconde grille (grille-écran). La tension positive de la seconde grille communique aux électrons une vitesse telle qu'ils traversent les mailles de cette grille et qu'ils parviennent à proximité de la troisième grille (grille modulatrice). Par suite de la tension négative de cette grille modulatrice, il se produit une charge spatiale (cathode virtuelle) dont la

résistance équivalente du souffle n'est en effet que de  $15 \text{ k}\Omega$  au lieu de  $55 \text{ k}\Omega$  dans le montage représenté fig. 78.

Le montage le plus simple dans lequel les tensions  $V_i$  et  $V_h$  sont appliquées à des électrodes diffé-

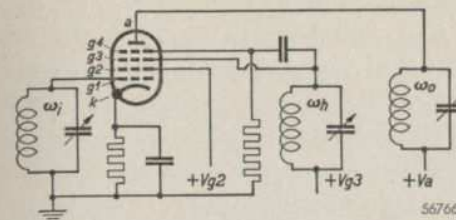


Fig. 79. Montage de l'hexode auto-oscillatrice E 448.

travers les mailles de la troisième grille et celles de la quatrième. Dans la nuée de charge spatiale, les électrons ont toutes sortes de vitesses. Certains sont dirigés perpendiculairement à la troisième grille et se rapprochent très près de celle-ci. D'autres sont dirigés plutôt tangentiellement et restent plus écartés de la troisième grille. Pour les électrons dirigés perpendiculairement à la grille, il suffit d'un léger accroissement de la tension de la troisième grille pour les attirer à travers celle-ci vers la quatrième grille. Les électrons dirigés obliquement ne traverseront la troisième grille que sous l'effet d'une tension plus élevée. De cette manière, la partie de la charge spatiale transmise vers l'anode est grosso-modo proportionnelle à l'accroissement de tension de la troisième grille. Le courant électronique est donc d'abord modulé par la tension de la première grille et ensuite par la tension de la troisième grille. La grille-écran, disposée entre la première grille et la troisième, maintient à une valeur très petite la capacité entre ces deux grilles et donc aussi la réaction des circuits oscillateur sur le circuit H.F. La quatrième grille assume la même fonction que la grille-écran d'une penthode et provoque une grande résistance interne. La cinquième grille sert à éviter l'influence nuisible de l'émission secondaire de l'anode et remplit donc le même office que la grille de freinage d'une penthode.

La pente de la première grille par rapport à l'anode dépend de la tension de la troisième grille. Si cette dernière a une grande tension de polarisation

négative, peu d'électrons parviennent à l'anode, de sorte que la pente est petite. Si la tension de l'oscillateur est appliquée à cette grille par l'intermédiaire d'un condensateur de grille et d'une résistance de fuite, la tension de la grille varie entre zéro et une valeur négative maximum déterminée. La pente de conversion peut s'obtenir

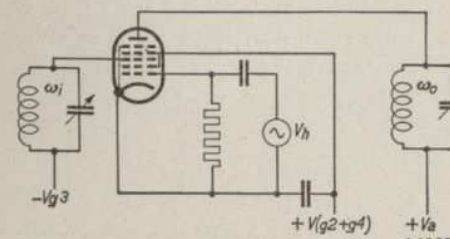


Fig. 80a. Montage du tube 6SA7 comme tube changeur de fréquence avec oscillateur séparé.



par un développement en série de Fourier de la caractéristique  $S_{g1a}/V_h$ , de la manière exposée au chapitre II A paragraphe 2. La fig. 78 montre le schéma complet d'un tube combiné ECH 21, dont l'ampoule renferme à la fois une heptode et une triode oscillatrice.

Le fonctionnement de l'hexode auto-oscillatrice (fig. 79) s'explique le mieux en considérant ce tube comme constitué par deux systèmes, à savoir :

- 1) une tétrade (cathode, grille de commande  $g_1$ , grille-écran  $g_2$  et anode  $g_3$ )
- 2) une triode (cathode virtuelle entre  $g_3$  et  $g_1$ , grille de commande  $g_4$  et anode a).

Le circuit H.F. est blindé par rapport au circuit oscillateur par la grille-écran  $g_2$ . La pente  $S_{g1a}$  de la première grille par rapport à l'anode dépend de la tension alternative de la quatrième grille. Lorsque la quatrième grille est fortement négative, le courant anodique est pratiquement nul. Tous les électrons se dirigent alors vers la troisième grille. Lorsque la quatrième grille devient moins négative, le nombre d'électrons se dirigeant vers l'anode augmente et l'intensité du courant électronique vers la troisième grille diminue. La quatrième grille a donc une pente négative par rapport à la troisième, et cette pente négative s'utilise pour engendrer une oscillation. A cet effet, on insère un circuit oscillant dans le circuit de la troisième grille et celle-ci est couplée par voie capacitive à la quatrième grille.

La pente de la première grille par rapport à la quatrième dépend de la tension de la quatrième grille. Cette pente est donc modulée à la fréquence de la tension appliquée à la quatrième grille, de sorte que le circuit anodique est le siège entre autres d'un courant alternatif dont la fréquence est égale à la différence de la fréquence de la tension de la première et de celle de la quatrième grille.

Le plus grand inconvénient de l'hexode auto-oscillatrice est qu'elle ne se prête pas au réglage de l'amplification par une modification de la tension de polarisation négative de la grille de commande. En effet, lorsque la tension de cette grille devient plus négative, l'intensité du courant électronique diminue, de sorte que la pente négative diminue. Cette diminution peut

atteindre une valeur telle que le tube cesse d'osciller. Aussi ce tube ne s'emploie-t-il plus dans les appareils récepteurs modernes.

#### d. Pentagrille et octode

Comme le premier type du second groupe, c'est-à-dire des tubes multigrilles dans lesquels la grille mo-

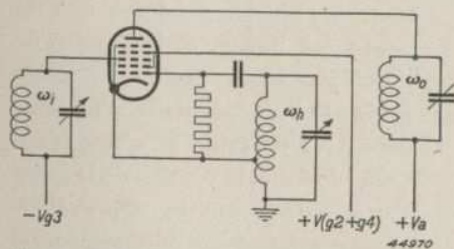


Fig. 80b. Tube 6SA7 utilisé comme changeur de fréquence auto-oscillant.

dulatrice précède la grille de commande, il y a lieu de mentionner le tube américain 6 SA 7 (fig. 80a). La première grille-écran de ce tube se trouve entre la grille modulatrice et la grille d'entrée. Cette grille-écran aspire les électrons hors de la cathode et ceux-ci forment, devant la troisième grille négative, une charge spatiale. Cette charge spatiale modulée fait office de cathode pour la partie penthode dont la pente est de nouveau modulée par la tension de commande et la grille d'entrée.

Dans le montage représenté fig. 80a, la tension auxiliaire  $V_h$  est engendrée hors du tube. Cependant, le tube 6 SA 7 est recommandé aussi comme tube auto-oscillateur (fig. 80b). Dans le conducteur cathodique une partie de la bobine de l'oscillateur est utilisée comme bobine de réaction (montage Hartley, chapitre II B, paragraphe 8). Une tension de fréquence  $\omega_h$  est appliquée non seulement entre la cathode et la première grille, mais aussi entre la cathode et la troisième grille. De ce fait, le changement de fréquence se produit non seulement par la tension auxiliaire appliquée à la première grille, mais aussi par la tension auxiliaire appliquée à la troisième grille. Cependant, les changements de fréquence sur la première grille et sur la troisième agissent en sens opposés et de ce fait, la pente de conversion est approximativement égale à la moitié de celle obtenue par l'emploi d'un oscillateur indépendant. En outre, comme d'ailleurs dans tous les montages où règne une tension alternative entre la cathode et le filament, il y a danger de crachements et d'autres perturbations résultant de l'inconstance de l'isolement entre ces deux électrodes. Les montages dans lesquels le conducteur cathodique comporte une impédance présentent un autre inconvénient : le courant M.F. provoque dans cette impédance une chute de tension qui, par suite de la commande directe de la troisième grille réduit le courant M.F. initial (contre-réaction).

Le tube 6 SA 7 comporte cinq grilles ; c'est pourquoi les Américains l'appellent pentagrille (pentagrid). Ce tube est cependant unique et diffère totalement de la pentagrille américains normale dont le fonctionnement corres-

pond à celui de l'octode européenne. Cette pentagrille (fig. 81) et l'octode ne présentent pas les inconvénients précités. Ces tubes comportent, entre la grille oscillatrice et la première grille-écran, une électrode appelée anode oscillatrice. Cette anode oscillatrice a de petites dimensions et de ce fait, elle n'absorbe qu'une

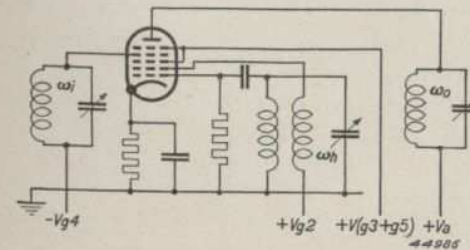


Fig. 81. Montage du tube pentagrille comme changeur de fréquence.

fraction de l'émission totale de la cathode. Pour le changement de fréquence, la tension de cette anode importe peu. La cathode, la première grille et l'anode oscillatrice constituent une triode oscillatrice complète. Après la grille-écran suivante, la pentagride comporte une tétrode et l'octode, une penthode. La résistance interne de la pentagride est assez faible. Celle-ci est, il est vrai, égale à la valeur moyenne de la résistance interne statique [voir (II A 7)] mais elle est cependant influencée par l'émission secondaire de l'anode vers la grille-écran. Dans les octodes on a obvié à cet inconvénient en disposant une grille de freinage entre la grille-écran et l'anode. L'octode comporte donc au total six grilles, dont la première est la grille oscillatrice, la seconde, l'anode oscillatrice; la troisième et la cinquième sont des grilles-écrans, la quatrième est la grille de commande et la sixième la grille de freinage. La construction de l'octode pour batteries DK 21 diffère quelque peu de celle spécifiée ci-dessus en ce sens que la première grille-écran positive est supprimée; sa fonction est assumée par l'anode oscillatrice. Dans le tube DK 21, cette électrode est constituée par quatre tiges qui sont disposées de manière que les électrons passent en grande partie concentrés en un faisceau entre les tiges vers la grille de commande. Une petite partie de ces électrons passe directement à l'anode oscillatrice. Cette concentration des électrons permet d'obtenir une meilleure pente de conversion qu'avec les octodes de construction usuelle. A l'endroit où, dans une octode normale se trouve la troisième grille, le tube DK 21 comporte deux tiges qui sont reliées à la première grille. Ces tiges servent à compenser le couplage existant entre le grille d'entrée M.F. et la partie oscillatrice. Le montage du tube DK 21 est représenté fig 82\*.

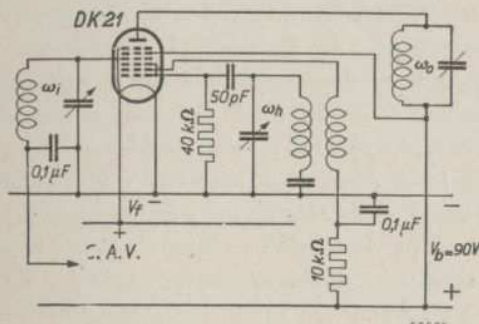


Fig. 82. Montage de l'octode-batterie DK 21 comme changeur de fréquence.

Fig. 82. Montage de l'octode-batterie DK 21 comme changeur de fréquence.

\* Une description détaillée de ce tube figure dans „Caractéristiques et montages des tubes récepteurs et amplificateurs modernes”, tome 3 de la série d'ouvrages Philips relatifs aux tubes électroniques.

## B. Propriétés des montages oscillateurs

### § I. Introduction

Les publications relatives aux tubes changeurs de fréquence mentionnent en général une tension auxiliaire ou tension d'oscillateur qui assure les résultats optima. En général, ces publications ne mentionnent pas comment cette tension est obtenue et lorsqu'on désire utiliser le tube dans un montage pratique, on se heurtera à plusieurs contradictions. C'est ainsi qu'en premier lieu il faut tenir compte du fait qu'il faut balayer toute une gamme de fréquences, c'est-à-dire que de préférence, la tension de l'oscillateur doit avoir la valeur publiée pour toutes les fréquences d'une gamme de longueurs d'onde. Comme le prouvera la suite de l'exposé, il n'est guère possible d'obtenir ce résultat. Mais comment se rapprocher du but visé?

En d'autres termes, comment peut-on influencer favorablement les variations de la tension de l'oscillateur? D'autre part, quelle valeur doit avoir la pente du tube oscillateur dans les divers montages et quelle consommation doit-on tolérer pour engendrer la tension d'oscillateur requise?

Pour répondre à ces questions de cas en cas, et pour permettre de choisir toujours la solution la meilleure ou la plus économique, nous étudierons d'abord les montages oscillateurs les plus courants et nous établirons en tout premier lieu les facteurs qui déterminent la grandeur de la tension de l'oscillateur. Nous nous servirons à cet effet du schéma de principe d'un tube couplé à réaction (fig. 83).

Dans ce schéma de principe, comme dans les autres schémas de montages d'oscillateurs, le circuit anodique comporte une impédance Z. Cette impédance est le siège d'une oscillation qui engendre une tension alternative anodique  $V_a$ . D'une manière ou d'une autre, on prélève de cette tension un montant  $V_g = t \cdot V_a$  et on l'applique à la grille (nous négligerons provisoirement le condensateur de grille et la résistance de fuite).

De ce fait, on obtient un courant alternatif anodique:

$$I_a = S V_g = S t V_a \dots \dots \dots (II B 1)$$

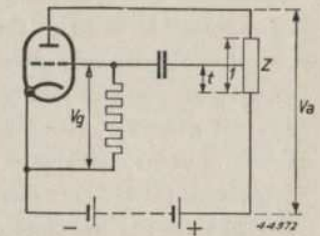


Fig. 83. Schéma de principe d'un tube couplé à réaction.

qui entretient l'oscillation. Dans cette expression, nous n'avons pas tenu compte de l'influence de la charge anodique  $Z$  sur la tension d'anode du tube; on corrige ce fait en insérant dans  $Z$  la résistance interne efficace du tube comme résistance en parallèle.

Aux bornes de l'impédance anodique se produit une tension :

$$V_a = -S V_g Z = -S t V_a Z \dots \dots \dots \text{(II B 2)}$$

Pour entretenir l'oscillation, le rapport  $t$  des tensions, la pente  $S$  et l'impédance anodique  $Z$  doivent avoir une valeur telle qu'à l'anode on obtienne effectivement la tension  $V_a$  dont on est parti.

Donc :

$$-S t V_a Z = V_a,$$

ou :

$$t S Z = -1 \dots \dots \dots \text{(II B 3)}$$

Cette équation revient dans tous les montages oscillateurs. Nous pouvons donc la considérer comme "condition d'oscillation". Si  $S$  est la pente avant qu'il ne se produise de l'oscillation, cette équation exprime donc la condition minimum pour que l'oscillation puisse débiter; si  $S$  est la pente efficace\*, correspondant à une amplitude déterminée, elle exprime la condition pour entretenir cette amplitude.

Pour des valeurs positives normales de  $S$  et  $Z$ , on trouve pour la division de tension  $t$  une valeur négative, c'est à dire que la tension de grille doit être décalée de  $180^\circ$  par rapport à la tension d'anode.

Comme on le sait, on fait toujours en sorte que l'équation (II B 3) soit toujours amplement satisfaite au début de l'oscillation. Lorsque l'amplitude augmente, par suite de la détection par la grille (voir chapitre V), la grille devient généralement plus négative et la pente efficace diminue.

Cette chute se poursuit jusqu'au moment où l'équilibre représenté par l'équation (II B 3) est atteint et que l'oscillation reste constante. La tension alternative  $V_a$ , obtenue dans le circuit anodique, doit être égale, tant en amplitude qu'en phase, à la tension alternative d'anode, choisie comme point de départ. Ceci n'est pas évident, car, en général,  $Z$  est un circuit accordé dans lequel pourrait se produire un fort déphasage, variable avec la fréquence. De même, pour la dérivation de la tension d'anode, on peut utiliser des combinaisons de  $L$ ,  $C$  et  $R$  qui, à leur tour, et suivant la fréquence utilisée, peuvent provoquer un certain déphasage. Or, le montage se réglera à une fréquence telle que le déphasage dans  $Z$  soit compensé

\* Pour la définition de la pente efficace, voir page 160.

par celui de la dérivation  $t$ , en admettant que  $I_a$  soit en phase avec  $V_g$ . Il en est effectivement ainsi car, dans la gamme d'ondes utilisée en radio-diffusion, le déphasage éventuel que pourrait provoquer le temps de transit des électrons est négligeable. Il est difficile d'expliquer par voie purement physique la manière dont la fréquence se règle à cet équilibre de phases. On pourrait uniquement dire qu'un état stationnaire n'est possible que dans cette condition. Par voie mathématique, on trouve d'une manière assez simple que finalement le réglage précité doit s'établir. Ce résultat s'obtient en résolvant l'équation différentielle du système; cette équation donne en effet une représentation du processus de constitution mais elle ne parlera pas immédiatement à l'imagination. Cet exposé mathématique n'a que faire ici. Il est cependant donné dans une forme générale, dans le chapitre XI relatif à l'instabilité et à la stabilité des montages.

On peut aussi dire que dans l'équation (II B 3),  $S$  est réel et que par contre  $t$  et  $Z$  sont complexes. Dans ce cas il n'est possible de satisfaire à l'équation que lorsque  $t \cdot Z$  est réel. Comme, en général,  $t$  est réel, il faudra que  $Z$  le soit aussi.

Tous les montages à réaction consistent en un circuit accordé dont on prélève la tension de grille d'une manière telle que  $t$  soit réel et que l'on obtienne la phase requise à la fréquence de résonance du circuit. Comme  $S$  et  $Z$  sont des grandeurs positives, le facteur de réaction  $t$  doit être négatif. Ceci implique, comme nous l'avons déjà dit, que dans la réaction il faut aussi veiller à l'inversion de phase. L'une des méthodes usuelles pour dériver la tension de grille est le couplage inductif qui assure, de façon très simple l'inversion de phase.

Considérons un cas pratique dans lequel  $Z$  consiste en un circuit anodique accordé. En général, on en prélève, par l'intermédiaire d'un couplage inductif, une partie de la tension que l'on applique à la grille. Le facteur de réaction est inférieur à 1 car, pour des considérations d'ordre pratique, le nombre de spires de la bobine de réaction est plus petit que celui de la bobine d'accord. La bobine de réaction peut cependant être insérée aussi dans le circuit anodique et dans ce cas,  $Z$  est l'impédance du circuit d'accord rapportée au circuit anodique; la tension doit être transformée vers le haut, car  $Z$  est petit. Le facteur de réaction  $t$  est alors plus grand que 1.

L'équation (II B 3) montre immédiatement qu'en général la pente requise variera dans une gamme de longueurs d'onde et ce, essentiellement parce que l'impédance  $Z$  varie avec la fréquence, et dans certains montages, aussi parce que la division de tension  $t$  varie avec la fréquence.

§ 2. **Pente efficace et courant anodique de tubes oscillateurs à caractéristique rectiligne**

Pour faciliter la compréhension, nous admettons provisoirement que la caractéristique du tube oscillateur est linéaire et qu'on applique à la grille une tension alternative sinusoïdale. En outre, nous supposons que l'ensemble du condensateur de grille et de la résistance de fuite fournit une tension négative de grille égale à l'amplitude de la tension alternative appliquée.

Cette situation est représentée fig. 84.

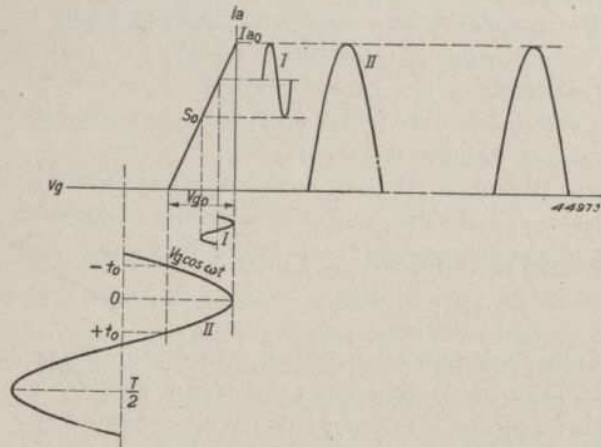


Fig. 84. Caractéristique rectiligne d'un tube oscillateur. Dans le cas I, la tension alternative de grille est si petite que la tension de blocage n'est pas dépassée. Dans le cas II, la tension alternative de grille dépasse  $V_{g0}$ , de sorte que le courant anodique est constitué par des impulsions séparées.

Dans le premier cas, la notion pente ne demande aucune explication. Dans le second cas, donc dans celui du courant anodique déformé, il faut se réaliser que l'oscillation est entretenue par la composante du courant alternatif anodique dont la fréquence est égale à celle de l'oscillateur. Pour déterminer la grandeur de cette composante, il faudra d'abord déterminer l'onde fondamentale que comporte la courbe II de la fig. 84. Le quotient de cette composante du courant et de la tension alternative de grille est alors la pente efficace (agissante). Si l'amplitude de la tension alternative de grille est  $V_g$ , on obtient alors dans le circuit anodique une onde fondamentale d'amplitude.

$$I_{a1} = V_g S_{eff} \dots \dots \dots \text{(II B 4)}$$

Pour  $i_a \geq 0$ , l'équation de la courbe II de la fig. 84 est :

$$i_a = S_o \{ V_g \cos \omega t - (V_g - V_{g0}) \} \dots \dots \dots \text{(II B 5)}$$

Pour de petites valeurs de la tension alternative de grille, telles que la tension de coupure  $V_{g0}$  ne soit pas dépassée, on obtient un courant anodique sinusoïdal (I). Pour des valeurs plus grandes de la tension de grille, le courant anodique est constitué par des impulsions séparées (II).

D'après Fourier, l'amplitude de l'onde fondamentale est :

$$I_{a1} = \frac{2}{T} \int_0^T i_a \cos \omega t dt.$$

Dans cette expression il faut substituer à  $i_a$  la valeur tirée de (II B 5). Comme c'est uniquement pendant le temps que  $i_a$  n'est pas nul que l'on trouve une contribution à l'intégrale, on intègre finalement entre  $-t_0$  et  $+t_0$  qui marquent les moments où le courant débute et où il finit.

La solution de cette intégrale est la suivante :

$$S_{eff} = \frac{I_{a1}}{V_g} = 2 \frac{S_o t_0}{T} - \frac{S_o}{2\pi} \sin 2 \omega t_0,$$

ou :

$$\frac{S_{eff}}{S_o} = \frac{\omega t_0}{\pi} - \frac{\sin 2 \omega t_0}{2\pi} \dots \dots \dots \text{(II B 6)}$$

expression dans laquelle :

$$\omega t_0 = \arccos \frac{V_g - V_{g0}}{V_g}.$$

Ce résultat prouve immédiatement, ce qui était d'ailleurs à prévoir, que la pente efficace est proportionnelle à la pente normale et que, pour le reste, elle ne dépend que du rapport  $V_g/V_{g0}$ . Une table des sinus permet de tirer facilement de l'équation (II B 6) la valeur de  $S_{eff}/S_o$  pour diverses valeurs de  $V_g/V_{g0}$  et de dresser un graphique de ces valeurs (fig. 85, courbe I). Aussi longtemps que  $V_g$  est inférieur à  $\frac{1}{2} V_{g0}$ , la pente efficace est évidemment constante et égale à  $S_o$ . Comme on choisit une échelle universelle, la courbe tracée est utilisable pour tous les tubes à caractéristique rectiligne. Pour tracer aussi les courbes  $i_a/v_g$  à une échelle analogue, on peut écrire l'équation :

$$i_a = I_{a0} + S_o v_g$$

sous la forme :

$$\frac{i_a}{I_{a0}} = 1 + \frac{S_o \cdot v_g}{I_{a0}} = 1 + \frac{v_g}{V_{g0}} \dots \dots \dots \text{(II B 7)}$$

Cette équation est représentée par la courbe IV de la fig. 85; en abscisses on a porté  $-v_g/V_{g0}$ .

Dans le cas d'un tube déterminé, pour lequel  $V_{go}$  et  $S_o$  sont donc fixés, la courbe I montre que, dans l'ensemble, la pente efficace est inversement proportionnelle à la tension alternative de grille. Or, dans presque tous les montages, la tension alternative de grille  $V_g$ , s'utilise comme tension auxiliaire  $V_h$  pour le tube changeur de fréquence, de sorte que cette tension sera

aussi inversement proportionnelle à la pente efficace. Si, dans une gamme de longueurs d'onde donnée, la pente nécessaire pour un montage déterminée croît dans un rapport de 1 : 3, la tension de l'oscillateur diminuera à peu près dans le même rapport, du moins aussi longtemps que  $V_g$  reste plus grand que  $\frac{1}{2} V_{go}$ . Il en est ainsi

pour tous les tubes à caractéristique rectiligne. Le choix de  $V_{go}$  et de  $S_o$  n'y exercera pas la moindre influence; ce choix n'entraînera qu'une variation de l'échelle de la courbe de la fig. 85; la proportionnalité inverse de  $V_g$  et de  $S_{eff}$  ne change pas.

Cependant, la pente  $S_o$  et la tension de blocage  $V_{go}$  sont importantes à un autre point de vue. En premier lieu, comme  $Z$  et  $t$  sont liés à certaines limites, d'après l'équation (II B 3), une certaine pente minimum sera nécessaire. Pour expliquer ce fait, considérons un oscillateur dont le circuit anodique est accordé pour la gamme d'ondes courtes. Dans ce cas,  $Z$  ne dépasse guère 5 kΩ. De plus, l'expérience a montré que, dans la mesure du possible, le facteur de réaction  $t$  (valeur absolue) doit être choisi inférieur à 1 pour éviter certaines difficultés d'accord. De ce qui précède il résulte que, pour un facteur de réaction  $t = -0,5$ , la valeur minimum de  $S_{eff}$  est égale à

$$S_{eff} = \frac{-1}{t \cdot Z} = \frac{-1}{-0,5 \times 5000} = 0,4 \text{ mA/V.}$$

Il existe donc une certaine pente efficace minimum et selon la valeur choisie

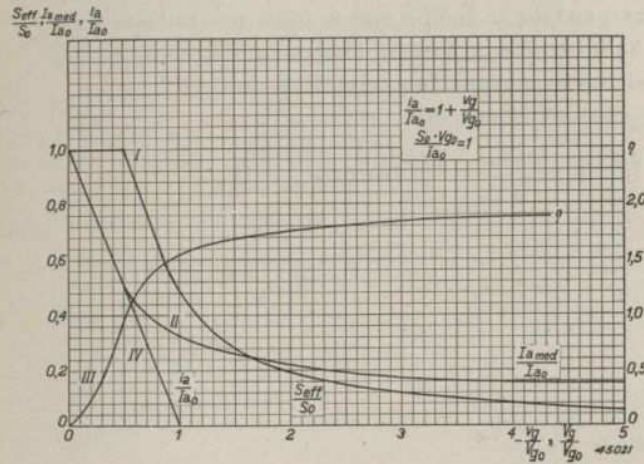


Fig. 85.  $\frac{S_{eff}}{S_o}$ ,  $\frac{I_a \text{ moyen}}{I_{a0}}$  et  $\eta$  en fonction de  $\frac{V_g}{V_{go}}$ , dans le cas où  $\frac{S_o \cdot V_{go}}{I_{a0}} = 1$  (caractéristique rectiligne). La courbe IV représente la caractéristique statique  $i_a/v_g$ .

pour la pente initiale, la courbe I de la fig. 85 donnera des valeurs différentes du rapport  $V_g/V_{go}$ . Si l'on considère en outre que, pour chaque tube changeur de fréquence, le fabricant mentionne la valeur optimum de la tension de l'oscillateur et que la tension alternative de grille doit être égale à cette valeur optimum, on déduit du rapport  $V_g/V_{go}$  une valeur déterminée de la tension de blocage  $V_{go}$ . Après le choix de  $S_o$ , la caractéristique est donc entièrement déterminée par  $S_o$  et  $V_{go}$ . Une pente requise  $S_{eff}$  déterminée et une tension d'oscillateur donnée  $V_g$  peuvent donc s'obtenir pour diverses valeurs du rapport  $S_{eff}/S_o$  ou  $V_g/V_o$ .

Reste à savoir quelles sont les valeurs optima de ces rapports. Si l'on choisit  $S_o$  de plus en plus petit, d'après la courbe I de la fig. 85, le rapport  $V_g/V_{go}$  diminue. La fig. 84 montre ce qui en résulte. On passe du cas II au cas I dans lequel un courant alternatif d'assez faible intensité est superposé à un courant continu partiellement inutilisé. Ceci est évidemment indésirable pour limiter la consommation du tube. On fera donc bien d'accoupler le choix de  $S_o$  à la consommation du tube.

L'obtention de la tension d'oscillateur  $V_g$  à la prise  $tZ$  nécessite une certaine composante à courant alternatif; en général on s'efforcera de réduire au minimum le rapport de la valeur moyenne du courant anodique à l'intensité de ce courant alternatif et d'en faire dépendre le choix de  $V_g/V_{go}$  ou de  $S_{eff}/S_o$ .

Pour de faibles amplitudes  $V_g$ , pour lesquelles  $i_a$  reste toujours plus grand que zéro, l'intensité moyenne du courant anodique  $I_a$  moyen sera déterminée par la valeur moyenne de la tension de grille. Cette dernière est égale à  $-V_g$  (fig. 84). Dans ce cas, on a donc:

$$I_{a \text{ moyen}} = I_{a0} - S_o V_g = I_{a0} - \frac{I_{a0}}{V_{go}} V_g = I_{a0} \left(1 - \frac{V_g}{V_{go}}\right) \dots \text{(II B 8)}$$

$V_g$  désigne ici l'amplitude, donc un nombre positif, contrairement à  $v_g$  dans l'équation (II B 7).

Dans le cas d'amplitudes supérieures à  $\frac{1}{2} V_{go}$ , on obtient un courant continu pulsatoire et  $I_a$  moyen doit être déterminé comme valeur moyenne de l'équation (II B 5), donc:

$$I_{a \text{ moyen}} = \frac{1}{T} \int_0^T i_a dt.$$

Dans cette expression, il faut donc substituer à  $i_a$  la valeur tirée de l'équa-

tion (II B 5). En outre, dans ce cas aussi, on peut se limiter aux limites  $-t_0$  et  $+t_0$ , la valeur de  $t_0$  étant donnée par:

$$\omega t_0 = \arccos \frac{V_g - V_{go}}{V_g}$$

Après intégration, on trouve:

$$I_{a\text{moyen}} = S_o \left\{ (V_{go} - V_g) \frac{\omega t_0}{\pi} + \frac{V_g}{\pi} \sin \omega t_0 \right\}$$

Si l'on remplace  $S_o$  par  $\frac{I_{ao}}{V_{go}}$ , on peut écrire:

$$\frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}} = \left(1 - \frac{V_g}{V_{go}}\right) \frac{\omega t_0}{\pi} + \frac{1}{\pi} \frac{V_g}{V_{go}} \sin \omega t_0 \dots \text{(II B 9)}$$

Cette relation entre  $\frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}}$  et  $\frac{V_g}{V_{go}}$  est représentée par la courbe II de la

fig. 85. La première partie est déterminée par l'équation (II B 8) et coïncide donc avec la caractéristique statique (courbe IV).

Pour l'amplitude de la composante à courant alternatif, on peut écrire:

$$I_{a1} = S_{eff} V_g = \frac{S_{eff}}{S_o} V_g S_o$$

et pour la valeur moyenne du courant anodique:

$$I_{a\text{moyen}} = \frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}} I_{ao} = \frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}} S_o V_{go}$$

On en déduit que:

$$\eta = \frac{I_{a1}}{I_{a\text{moyen}}} = \frac{\frac{S_{eff}}{S_o} V_g}{\frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}} V_{go}} \dots \text{(II B 10)}$$

Nous appellerons ce rapport „rendement de courant”. Le rendement de courant se détermine donc en divisant les valeurs de la courbe I par les valeurs correspondantes de la courbe II et en multipliant ces quotients par les valeurs correspondantes de  $\frac{V_g}{V_{go}}$ . On obtient ainsi la courbe III de la

fig. 85. Cette figure montre que le rendement est constant dans une assez large zone, mais qu'il tombe rapidement dès que  $\frac{V_g}{V_{go}}$  devient inférieur à 1.

On peut donc réduire  $S_o$  sans que cette réduction exerce un grand effet sur la consommation, pour autant que l'on veuille à ce que  $\frac{V_g}{V_{go}} = 1$ , ne devienne pas inférieur à 1. Si l'on donne à  $S_{eff}$  la valeur minimum de 0,4 mA/V, établie à la page 162, la fig. 85 donne, pour un rapport  $\frac{V_g}{V_{go}} = 1$ , comme valeur  $S_o$

de la pente d'un tube hypothétique à caractéristique rectiligne:  $S_o = \frac{0,4}{0,5} = 0,8$  mA/V.

**§ 3. Pente efficace et intensité du courant anodique de tubes oscillateurs à caractéristique quadratique**

Pour mieux amener les considérations émises ci-dessus en concordance avec la réalité, on peut se rapprocher de la caractéristique du tube par une courbe du second degré, ce qui permet d'effectuer des calculs plus exacts.

Donc:

$$i_a = I_{ao} + \alpha v_g + \beta v_g^2 \dots \text{(II B 11)}$$

Pour approprier cette équation à l'usage pratique, remplaçons les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  par des grandeurs qui se traduisent directement dans la caractéristique. Dans le cas d'une caractéristique droite, ce seraient  $I_{ao}$  et  $S_o$ , ou bien après réduction  $I_{ao}$  et  $V_{go}$ . Nous utiliserons ici de nouveau ces deux grandeurs et nous exprimerons, pour une caractéristique quadratique, les paramètres en fonction de  $I_{ao}$ ,  $S_o$  et  $V_{go}$ . Pour  $v_g = 0$ , on trouve  $i_a = I_{ao}$  et la pente  $S$  devient alors:

$$\frac{di_a}{dv_g} = \alpha + 2 \beta v_g = S$$

Donc pour  $v_g = 0$ , on obtient  $S = S_o = \alpha$ .

Pour  $v_g = -V_{go}$ ,  $i_a = 0$ , donc:

$$0 = I_{ao} - \alpha V_{go} + \beta V_{go}^2$$

Donc, en substituant à  $\alpha$  la valeur  $S_o$ , on obtient:

$$\beta = \frac{S_o V_{go} - I_{ao}}{V_{go}^2}$$

Pour une caractéristique quadratique, on peut donc écrire:

$$i_a = I_{ao} + S_o v_g + \left( \frac{S_o V_{go} - I_{ao}}{V_{go}^2} \right) v_g^2 \dots \quad (\text{II B 12})$$

Si l'on désire utiliser l'échelle universelle de l'équation (II B 7), on peut écrire l'équation (II B 12) sous la forme suivante:

$$\frac{i_a}{I_{ao}} = 1 + \frac{S_o V_{go}}{I_{ao}} \frac{v_g}{V_{go}} + \left( \frac{S_o V_{go}}{I_{ao}} - 1 \right) \frac{v_g^2}{V_{go}^2} \quad (\text{II B 13})$$

La forme de cette caractéristique universelle est donc déterminée par la valeur du paramètre  $\frac{S_o V_{go}}{I_{ao}}$ . Si l'on fait en sorte que  $\frac{S_o V_{go}}{I_{ao}}$  soit égal à 1, la caractéristique devient linéaire. Si le paramètre est égal à  $\frac{4}{3}$ , on obtient une ligne légèrement incurvée (voir fig. 86 courbe IV) et s'il est égal à 2,

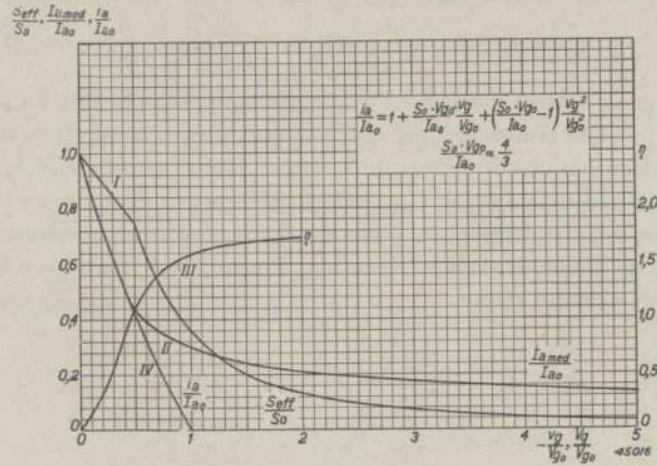


Fig. 86.  $\frac{S_{eff}}{S_o}, \frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}}$  et  $\eta$  en fonction de  $\frac{V_g}{V_{go}}$ , dans le cas où  $\frac{S_o V_{go}}{I_{ao}} = \frac{4}{3}$  (caractéristique quadratique). La courbe IV représente la caractéristique statique  $i_a/v_g$ .

on obtient une ligne à courbure plus prononcée (voir fig. 87, courbe IV). Cette dernière courbe touche l'axe de  $v_g$ . Ces courbes permettent de calculer, de la même manière qu'à la page 160,

la pente efficace, l'intensité moyenne du courant anodique et le rendement en courant alternatif de l'onde fondamentale \*:

Ici aussi, on suppose de nouveau que la tension de polarisation négative

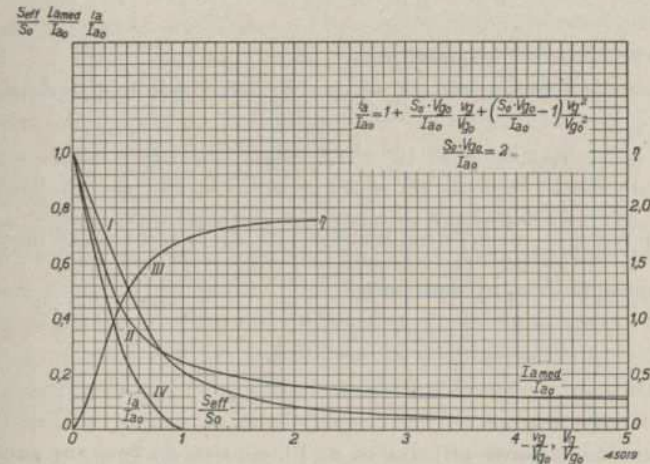


Fig. 87.  $\frac{S_{eff}}{S_o}, \frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}}$  et  $\eta$  en fonction de  $\frac{V_g}{V_{go}}$ , dans le cas où  $\frac{S_o V_{go}}{I_{ao}} = 2$  (caractéristique quadratique). La courbe IV représente la caractéristique statique  $i_a/v_g$ .

est égale à l'amplitude de la tension alternative de grille. On obtient alors les courbes des fig. 86 et 87. La forme de ces courbes diffère peu de celles des courbes représentées fig. 85, ce qui permet de dire que les diverses conclusions tirées des calculs relatifs à une caractéristique droite conservent toute leur valeur pour des caractéristique quadratiques. Considérons la courbe IV de la fig. 87, courbe qui se rapproche le mieux d'une caractéristique de tube réelle. On voit que, pour le réglage  $\frac{V_g}{V_{go}} = 1$ , on obtient à peu près le même rendement de courant que dans le cas d'une caractéristique linéaire. Cependant, en ce point,  $\frac{S_{eff}}{S_o}$  est notablement plus petit que la

\* Ce rendement résulte de nouveau des deux premières courbes. On peut de nouveau écrire

$$I_{a1} = S_{eff} V_g = \frac{S_{eff}}{S_o} V_g S_o = \frac{S_{eff} V_g}{S_o V_{go}} S_o V_{go}; \quad I_{a\text{moyen}} = \frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}} I_{ao};$$

$$\eta = \frac{I_{a1}}{I_{a\text{moyen}}} = \frac{\frac{S_{eff}}{S_o} V_g S_o V_{go}}{\frac{I_{a\text{moyen}}}{I_{ao}} V_{go} I_{ao}}$$

Cependant, cette fois, pour la caractéristique de la fig. 86 il faut donner à  $\frac{S_o V_{go}}{I_{ao}}$  la valeur  $\frac{4}{3}$ , et pour la caractéristique représentée fig. 87, la valeur 2. Pour une caractéristique rectiligne, cette valeur était de 1 (fig. 85).

valeur calculée précédemment, à savoir 0,2 au lieu de 0,5. Une pente efficace de 0,4 mA/V nécessiterait maintenant une pente initiale:

$$S_o = \frac{0,4}{0,2} = 2 \text{ mA/V.}$$

Ce résultat se confirme en pratique.

Si la tension de l'oscillateur est  $V_g = 12 \text{ V}$  ( $8 V_{eff}$ ), on tire de  $S_{eff} = 0,4 \text{ mA/V}$ :

$$I_{a1} = 0,4 \times 12 = 4,8 \text{ mA.}$$

En outre, pour  $\frac{V_g}{V_{go}} = 1$ , le rendement  $\eta = 1,72$ . L'intensité moyenne du courant anodique devient donc alors:

$$I_{a \text{ moyen}} = \frac{I_{a1}}{\eta} = 2,8 \text{ mA.}$$

#### § 4. Mesure de la pente efficace et de l'intensité du courant anodique

Pour déterminer dans quelle mesure les conditions pratiques correspondent aux hypothèses formulées dans les considérations émises ci-dessus, on a effectué certaines mesures sur les tubes. Le montage représenté fig. 88 a permis de déterminer la relation existant entre la tension d'oscillateur  $V_g$  (valeur de crête),  $S_{eff}$  et la valeur moyenne  $I_{a \text{ moyen}}$  du courant anodique. La résistance de fuite de grille  $R_{g1}$  a toujours la valeur recommandée pour la tube oscillateur à mesurer. Dans la plupart des cas, la valeur de cette résistance est fixée pour éviter la suroscillation à la longueur d'onde de 15 m et pour obtenir une tension alternative de grande amplitude (voir chapitre II E). Les résultats des mesures prouvent cependant que d'autres considérations influencent encore la détermination de  $R_{g1}$ . Ceci n'a rien d'éton-

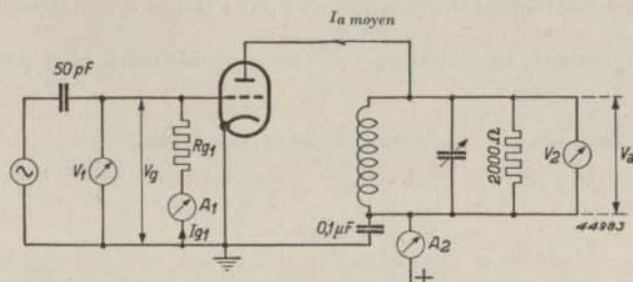


Fig. 88. Montage de mesure pour déterminer la relation entre la tension d'oscillateur  $V_g$  (tension de crête), la pente efficace  $S_{eff}$  et l'intensité moyenne  $I_{a \text{ moyen}}$  du courant anodique.

nant d'ailleurs, car dans nos considérations précédentes, nous avons admis que la grille ne devenait jamais positive. Ce fait dépend évidemment aussi du choix de  $R_{g1}$ .

À la grille du tube à étudier, on applique, par l'intermédiaire du condensateur de grille normal, une tension alternative de fréquence égale à environ 500 kc/s. La valeur moyenne de la tension négative de grille peut se déterminer en relevant, à l'aide du microampèremètre  $A_1$ , l'intensité du courant de grille, tandis que la tension alternative  $V_g$  appliquée à la grille peut se mesurer à l'aide d'un tube voltmètre  $V_1$ . Pour permettre la mesure de l'amplitude  $I_{a1}$  de l'onde fondamentale du courant anodique, le circuit anodique comporte un circuit accordé sur la fréquence précitée de 500 kc/s. Ce circuit est fortement amorti par une résistance parallèle de 2 k $\Omega$ ; son impédance est donc très faible. Pour l'onde fondamentale, cette impédance est d'environ 2 k $\Omega$  et est donc connue. Pour les harmoniques, elle est négligeable. Grâce à cette faible impédance, la tension d'anode reste pratiquement constante, ce que nous admettrons donc dans les présentes considérations. Dans les montages oscillateurs utilisés en pratique, l'impédance anodique est, en général, beaucoup plus élevée, de sorte que les variations de la tension d'anode ne sont alors plus négligeables.

La valeur de l'onde fondamentale du courant anodique se détermine en relevant, à l'aide du tube voltmètre  $V_2$ , la tension aux bornes du circuit d'accord. La pente efficace se déduit alors de:

$$I_{a1} = \frac{V_a}{2000} = S_{eff} V_g;$$

donc:

$$S_{eff} = \frac{V_a}{V_g 2000}.$$

Enfin, à l'aide du milliampèremètre  $A_2$ , on mesure l'intensité  $I_{a \text{ moyen}}$  du courant absorbé.

La fig. 89 donne les courbes relevées sur un tube ECH 21 \*. Les variations de la pente efficace confirment les résultats des calculs effectués précédemment. En outre,  $\eta$  a, ici aussi, une valeur pratiquement constante lorsque la tension de l'oscillateur dépasse la tension de blocage. La valeur limite de  $\eta$

se trouve à proximité de 1,8. La courbe  $\frac{I_{a \text{ moyen}}}{I_{a0}}$  a tendance à devenir hori-

\* Pour autant qu'il soit question du  $I_{a \text{ moyen}}$  d'octodes ou de triodes-heptodes, il faut évidemment entendre par là le courant anodique de la partie oscillatrice.



zontale. De cette coïncidence, on peut conclure que dans ce cas, les hypothèses émises dans ce qui précède étaient exactes.

Il n'en est pas de même pour l'octode pour batteries DK 21, dont la fig. 90 donne les courbes précitées. On constate immédiatement que, contraire-

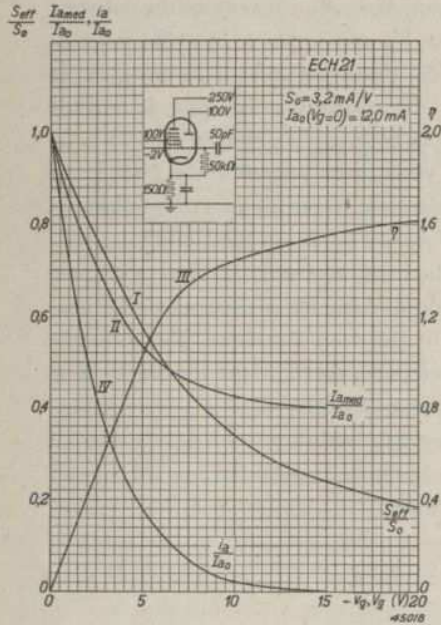


Fig. 89.  $\frac{S_{eff}}{S_o}, \frac{I_{a,med}}{I_{a_0}}$  et  $\eta$  en fonction de la tension d'oscillateur (tension de crête) pour la partie triode du tube ECH 21. La courbe IV représente la caractéristique statique  $i_a/v_g$ .

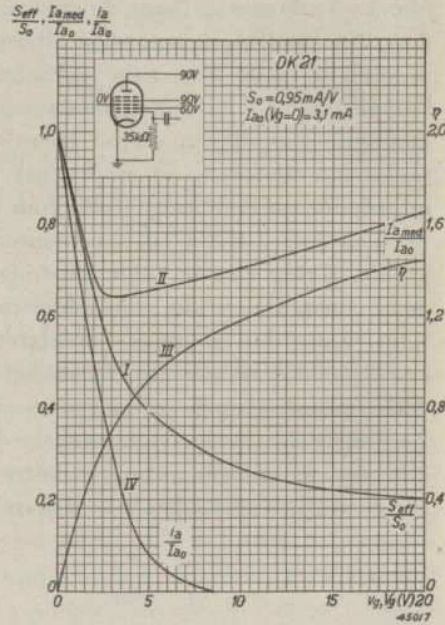


Fig. 90.  $\frac{S_{eff}}{S_o}, \frac{I_{a,med}}{I_{a_0}}$  et  $\eta$  en fonction de la tension d'oscillateur (tension de crête) pour le tube DK 21 avec une résistance de fuite de grille de 35 kΩ. La courbe IV représente la caractéristique statique  $i_a/v_g$ .

ment aux résultats obtenus précédemment, dans le cas de ce tube, au-delà d'une valeur déterminée de  $V_g$ , le rapport  $\frac{I_{a,med}}{I_{a_0}}$  augmente fortement.

En outre, les valeurs trouvées pour  $\frac{S_{eff}}{S_o}$  sont assez élevées.

L'accroissement de  $I_{a,med}$  porte à croire que, dans ce cas, la grille devient plus positive que nous l'avons supposé. La mesure du courant de grille prouve qu'il en est effectivement ainsi et que, pour les crêtes de la tension

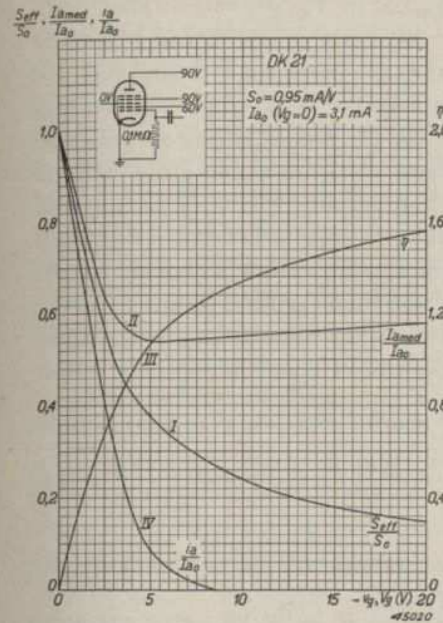


Fig. 91.  $\frac{S_{eff}}{S_o}, \frac{I_{a,med}}{I_{a_0}}$  et  $\eta$  en fonction de la tension d'oscillateur (tension de crête) pour le tube DK 21 avec une résistance de fuite de grille de 0,1 MΩ. La courbe IV représente la caractéristique statique  $i_a/v_g$ .

alternative, la grille devient fortement positive. Alors que dans les tubes prévus pour l'alimentation en courant alternatif, on obtient des valeurs positives de 2,5 V, dans les tubes prévus pour l'alimentation par batteries, aux grandes amplitudes ( $V_{gmax} = 15$  volts), la valeur positive de la tension de grille peut atteindre 7,5 volts. Or, comme on le sait, la caractéristique du courant de grille des tubes-batteries est assez horizontale. Il faut donc obtenir une meilleure concordance avec les rapports calculés lorsque, par une augmentation de  $R_{g1}$ , on limite les tensions positives de la grille. Ceci se confirme par des mesures dont les résultats sont reproduits fig. 91. Pour ces mesures,  $R_{g1}$  avait une valeur de 0,1 MΩ au lieu de 35 kΩ. Les courbes relevées se rapprochent de celles des tubes prévus pour l'alimentation en courant

alternatif. Inversement, dans le cas d'une résistance de fuite de grille anormalement petite, les courbes des tubes C.A. ressemblent à celles des tubes-batteries. On peut se rendre indépendant de ces différences mutuelles en modifiant quelque peu, de la manière représentée sur la fig. 92, la définition des grandeurs  $I_{a_0}, V_{g_0}$  et  $S_o$ . Dans cette figure,  $I_{a_0}$  est le courant maximum qui

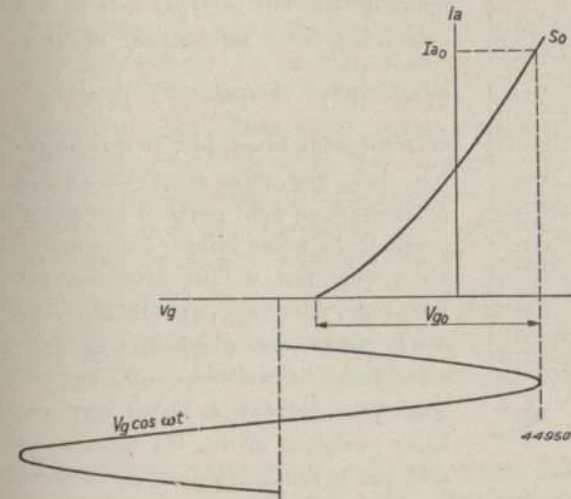


Fig. 92. Définition de  $V_{g_0}$  et  $S_o$ ,  $I_{a_0}$  étant l'intensité maximum du courant.

se produit et  $S_o$  la plus grande pente.  $I_{ao}$ ,  $S_o$  et  $V_{go}$  dépendent alors de la grandeur de la tension de l'oscillateur. De cette manière, ces grandeurs s'adaptent de nouveau entièrement aux considérations théoriques. En pratique, elles peuvent se déduire d'une manière assez simple de la caractéristique statique du tube en calculant chaque fois la valeur moyenne de la tension de grille à partir de l'intensité du courant de grille et de la valeur de la résistance de fuite. Aux paragraphes 9 et 11 de ce chapitre, nous calculerons la relation entre le courant de grille et la tension de l'oscillateur. Cette relation permet de déterminer, pour chaque valeur de la tension d'oscillateur, la valeur positive de la tension de grille ainsi que les valeurs de la pente efficace et de l'intensité moyenne du courant anodique. Si l'on détermine de la même manière  $I_{ao}$ , on trouve, pour le courant réduit  $\frac{I_a \text{ moyen}}{I_{ao}}$ , la courbe de la fig. 93. Cette courbe coïncide avec les résultats escomptés; nous pouvons donc admettre qu'il ne se produit pas d'autres effets perturbateurs.

Nous avons intentionnellement insisté sur l'origine des écarts dans la courbe

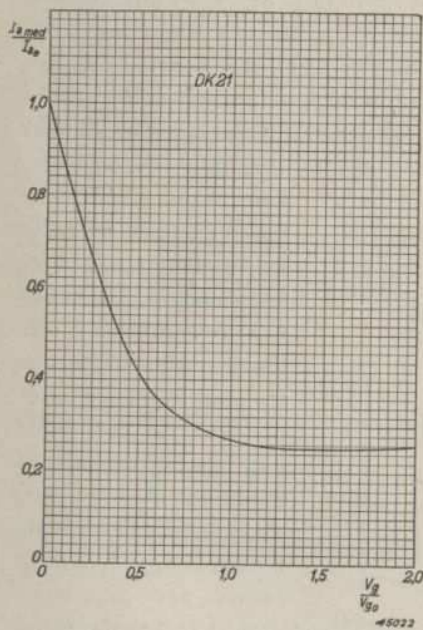


Fig. 93.  $\frac{I_a \text{ moyen}}{I_{ao}}$  en fonction de  $\frac{V_g}{V_{go}}$  pour la valeur de  $I_{ao}$  définie sur la fig. 92 dans le cas de la courbe II de la fig. 90.

$\frac{I_a \text{ moyen}}{I_{ao}}$  de la fig. 90, parce que nous en tirerons des conclusions particulièrement intéressantes pour la pratique. Un premier examen prouve immédiatement que, lorsque le rendement de courant est égal à celui des tubes alimentés en courant alternatif, on peut obtenir un rapport  $\frac{S_{eff}}{S_o}$  extrêmement favorable, ce qui implique donc que, pour atteindre un  $S_{eff}$  déterminé, on peut partir d'une pente normale  $S_o$  assez faible. Nous avons vu à quel fait il faut attribuer cet avantage. Alors que, dans la fig. 90,  $S_o$  est la pente correspondant à  $v_g = 0$ , on obtient en réalité pour  $S_o$  des valeurs plus élevées, à savoir aux valeurs positives de  $v_g$ . On peut aussi dire que la faible intensité du courant de grille permet d'utiliser le tube pour

un courant d'intensité maximum et pour une pente maximum que l'on ne pourrait pas atteindre autrement. Jusque là, c'est un avantage. Un examen plus poussé prouve cependant que cet avantage est contrebalancé par un assez grave inconvénient. En effet, dans ce qui précède, nous sommes toujours partis du fait que, par suite de la valeur de  $tZ$  dans l'équation (II B 3), il faut toujours qu'il existe un  $S_{eff}$  minimum. Or, dans presque tous les montages, ce montant varie dans la gamme de longueurs d'onde à balayer. A  $tZ$  croissant, le  $S_{eff}$  nécessaire diminue, et l'oscillation croît suivant la courbe I de la fig. 90. Ici, on se heurte cependant à un fait qui, en particulier dans les tubes-batteries, exerce une grande influence, à savoir le rapide accroissement de l'intensité moyenne du courant anodique. Par contre, dans les tubes à courant alternatif (fig. 89), dans les mêmes conditions, l'intensité du courant anodique tombe.

Pour remédier à cet état de choses, on peut limiter dans la mesure du possible les valeurs positives de la tension de grille en choisissant pour la résistance de fuite de grille la valeur maximum compatible avec la suroscillation. Il suffit alors d'un petit courant de grille pour que, malgré tout, la grille soit suffisamment négative. La caractéristique déjà étudiée de la fig. 91 prouve que ce moyen fournit effectivement le résultat désiré. Un autre moyen, plus ou moins logique, consiste à limiter l'accroissement du courant absorbé en alimentant l'anode par l'intermédiaire d'une grande résistance en série. Dès que l'intensité moyenne du courant anodique augmente, la tension d'anode diminue. La caractéristique de la triode oscillatrice se déplace donc vers la droite, c'est-à-dire dans le même sens que les crêtes de la tension d'oscillateur croissante. De ce fait, le réglage de la tension d'oscillateur devient à peu près le même que dans les tubes à courant alternatif. Malheureusement, en général, dans les tubes-batteries, il n'est pas possible d'alimenter l'anode par l'intermédiaire d'une résistance élevée car, en général, on ne dispose que d'une faible tension de batterie.

Il existe encore un troisième moyen, à savoir l'emploi d'un montage oscillateur qui nécessite un  $S_{eff}$  aussi constant que possible dans toute la gamme de longueurs d'onde. La manière dont se comportent dans ce cas, les divers montages est exposée dans la partie C.

§ 5. Condition d'oscillation de divers montages en fonction de la fréquence

Pour développer la condition d'oscillation de divers montages en tant que fonction de la fréquence, nous partirons de l'équation fondamentale:

$$S_{eff} \cdot t \cdot Z = -1 \dots \dots \dots \text{(II B 3)}$$

Pour certains montages, il n'est pas nécessaire de partir de cette équation fondamentale; ils pourraient être calculés d'une manière plus simple.

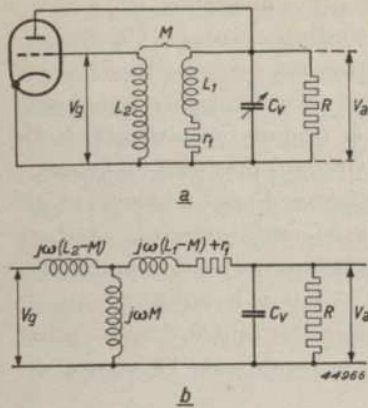


Fig. 94a. Schéma de principe d'un oscillateur à circuit anodique accordé avec une résistance en série et une résistance en parallèle.  
Fig. 94b. Schéma équivalent.

est la capacité totale du condensateur d'accord, du condensateur padding et du condensateur trimmer\*.  
Le schéma équivalent de la fig. 94b permet de déterminer directement les grandeurs  $t$  et  $Z$ . Pour  $t$ , on trouve:

$$t = \frac{V_g}{V_a} = \frac{j\omega M}{j\omega L_1 + r_1} \dots \dots \dots **$$

$Z$  est constitué par le montage en parallèle de  $(j\omega L_1 + r_1)$ ,  $R$  et  $\frac{1}{j\omega C_v}$  et est égal à:

$$Z = \frac{(j\omega L_1 + r_1) R}{(j\omega L_1 + r_1) (1 + jR\omega C_v) + R}$$

Le produit  $tZ$  devient dès lors:

$$tZ = \frac{j\omega M}{j\omega L_1 + r_1} \frac{(j\omega L_1 + r_1) R}{(j\omega L_1 + r_1) (1 + jR\omega C_v) + R}$$

$$tZ = \frac{j\omega MR}{(j\omega L_1 + r_1) (1 + jR\omega C_v) + R} \dots \dots \dots (II B 14)$$

Cependant, comme la méthode de calcul préconisée offre de notables avantages pour l'étude de montages plus compliqués, pour rendre l'exposé plus clair, nous l'utiliserons pour tous les montages.

a. Montage à circuit anodique accordé, avec résistances en série et résistance en parallèle.

Nous laisserons provisoirement hors de cause le déphasage qui pourrait se produire dans la résistance de fuite de la grille et dans le condensateur de grille (voir à ce sujet le chapitre III B).

Le schéma de principe de ce montage se déduit de la fig. 94a et le schéma équivalent, de la fig. 94b. Dans ces schémas,  $C_v$

\* La présence du condensateur padding et du condensateur trimmer est explicitement motivée au chapitre III.  
\*\* Comme dans la suite de cette partie, il sera uniquement question de la fréquence de l'oscillateur, nous supprimerons l'indice  $\omega$

Cette équation se décompose en deux parties, dont l'une fournit la condition d'oscillation et l'autre la fréquence de l'oscillateur.

Comme nous avons admis qu'il ne se produit pas de déphasage dans le tube, le produit  $tZ = -\frac{1}{S_{eff}}$  est réel et le dénominateur de l'équation précitée doit être imaginaire, donc:

$$r_1 + R - \omega^2 L_1 C_v R = 0$$

ou:  $\omega^2 L_1 C_v = 1 + \frac{r_1}{R} \dots \dots \dots (II B 15)$

Pour  $tZ$ , on peut écrire:

$$tZ = \frac{MR}{L_1 + r_1 R C_v}$$

La condition d'oscillation devient donc:

$$\frac{S_{eff} MR}{L_1 + r_1 R C_v} = -1 \dots \dots \dots (II B 16)$$

De cette équation il résulte que  $M$  doit être une grandeur négative. Ceci confirme entièrement ce qui a été dit au paragraphe 1 du chapitre II B à savoir que l'inversion de phase de la tension dérivée est indispensable.

Dans le cas où  $r_1 = 0$ , l'équation (II B 16) devient:

$$\frac{S_{eff} MR}{L_1} = -1 \dots \dots \dots (II B 17)$$

c'est-à-dire que, lorsque la position du condensateur d'accord varie,  $S_{eff}$  et donc la tension d'oscillateur restent constants.

Dans le cas où  $R = \infty$ , c'est à dire lorsqu'il ne se produit que de l'amortissement série, l'équation (II B 16) devient:

$$\frac{S_{eff} M}{r_1 C_v} = -1 \dots \dots \dots (II B 18)$$

Comme dans ce cas, l'expression  $\frac{r_1}{R}$  de l'équation (II B 15) est égale à zéro,

si nous introduisons en outre la notion facteur de qualité du circuit  $Q = \omega L_1 / r_1$ , l'équation (II B 18) peut s'écrire sous la forme:

$$S_{eff} M Q \omega = -1 \dots \dots \dots (II B 19)$$

Le facteur de qualité  $Q$  peut être considéré comme constant dans toute une

gamme de longueurs d'onde. Il en résulte que la pente efficace requise est alors la plus petite aux fréquences élevées. Comme la tension d'oscillateur est approximativement proportionnelle à l'inverse de la pente efficace, la tension d'oscillateur augmentera donc à peu près proportionnellement à la fréquence.

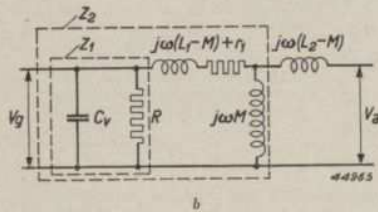
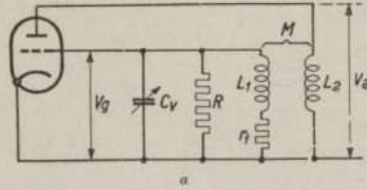


Fig. 95a. Schéma de principe d'un oscillateur à circuit de grille accordé avec une résistance en série et une résistance en parallèle.

Fig. 95b. Schéma équivalent.

ressortira du calcul suivant. Les grandeurs  $t$  et  $Z$  se déduisent de nouveau directement de la fig. 95b, à savoir :

$$t = \frac{V_g}{V_a} = \frac{Z_2}{Z_2 + j\omega(L_2 - M)} \frac{Z_1}{Z_1 + j\omega(L_1 - M) + r_1}$$

$$\text{et: } Z = Z_2 + j\omega(L_2 - M)$$

En substituant ces valeurs de  $t$  et de  $Z$  dans l'équation (II B 5), on obtient, après avoir remplacé  $Z_1$  et  $Z_2$  par leurs valeurs :

$$S_{eff} t Z = \frac{S_{eff} R j\omega M}{(j\omega L_1 + r_1)(1 + jR\omega C_v) + R} = -1 \quad (\text{II B 20})$$

Comme  $S_{eff}$  doit être réel, le dénominateur de cette expression doit être imaginaire, donc :

$$-\omega^2 L_1 R C_v + r_1 + R = 0$$

$$\text{ou: } \omega^2 L_1 C_v = 1 + \frac{r_1}{R},$$

ce qui concorde avec l'équation (II B 15).

De plus, l'équation (II B 15) montre que, dans le cas d'amortissement combiné, la fréquence engendrée est influencée par le rapport de la résistance en série à la résistance en parallèle du circuit. L'influence de ces résistances sur la courbe de padding sera exposée au chapitre III.

b. Montage avec circuit de grille accordé avec amortissement en série et amortissement en parallèle.

Le schéma de principe de ce montage est représenté fig. 95a et le schéma équivalent, fig. 95b. Dans ce dernier schéma figurent deux impédances indépendantes  $Z_1$  et  $Z_2$ . Le but de ces impédances

Pour la condition d'oscillation, on obtient de nouveau, comme résultat final, l'équation (II B 16). De la valeur de  $S_{eff}$  et de la relation mesurée entre  $S_{eff}$  et la tension d'oscillateur, on déduit la valeur de cette dernière. Il s'avère qu'en ce qui concerne la grandeur de la tension de l'oscillateur et la fréquence de l'oscillateur, peu importe que le circuit accordé soit inséré dans le circuit de grille ou bien dans le circuit d'anode.

Ces équations et les caractéristiques des tubes données au paragraphe 4 permettent de calculer la tension de l'oscillateur en fonction de la position du condensateur. Nous en donnerons un exemple lors de l'étude de ce montage.

De ce qui précède, nous pouvons déjà tirer certaines conclusions. En premier lieu, fait qui est aussi connu de la pratique, pour les deux oscillateurs, on peut maintenir la tension de l'oscillateur plus uniforme dans la gamme de longueurs d'onde à l'aide d'un circuit à faible impédance en série (donc une bobine de bonne qualité) et à assez grand amortissement en parallèle. Comme la qualité de bobine obtenable est liée à des limites pratiques, on utilisera, en général, une faible résistance en parallèle et pour une pente déterminée, on utilisera un couplage plus serré, ce qui entraînera aussi certaines difficultés, à savoir : une plus grande sensibilité au déphasage résultant du plus grand amortissement total (voir chapitre III B paragraphe 2) et, par suite du couplage plus serré, une plus grande sensibilité aux variations des capacités entre les électrodes (voir chapitre II H, paragraphe 1). Pour déterminer la grandeur que doit avoir dans ce cas l'amortissement en parallèle nécessaire, partons d'un circuit oscillateur pour la gamme d'ondes moyennes comprise entre les fréquences de 1970 et 1006 kc/s (moyenne fréquence = 470 kc/s), dans laquelle la capacité de circuit totale variera par exemple entre 90 et 340 pF (voir chapitre III A, paragraphe 6). Dans cette gamme de fréquence, il faut s'efforcer de maintenir constant, dans la mesure du possible, le montant  $(L_1 + r_1 RC_v)$  de l'équation (II B 16). On peut donc écrire :

$$1 + \frac{r_1}{L_1} R C_v = \text{constante, ou } 1 + \frac{\omega R C_v}{Q} = \text{constante.}$$

Nous admettrons que  $Q = 60$ . La variation de  $C_v$  est partiellement compensée par le fait que la fréquence varie de 1970 à 1006 kc/s. Néanmoins, il faudra encore s'efforcer de faire en sorte que le second terme de l'équation précitée soit petit par rapport à 1, même pour de grandes valeurs de  $C_v$ .

Donc :

$$\frac{\omega R C_v}{Q} < 1$$

ou :

$$\frac{2 \pi \times 1006 \times 10^3 R \times 340 \times 10^{-12}}{60} < 1$$

Pour réduire ce montant à 0,34, il faut brancher en parallèle une résistance R de 10 kΩ. A la fréquence de 1970 kc/s, on trouve alors :

$$1 + \frac{\omega RC_v}{Q} = 1 + \frac{2 \pi \times 1970 \times 10^3 \times 10^4 \times 90 \times 10^{-12}}{60} = 1,18 \text{ au lieu de } 1,34.$$

De cette manière, on peut donc obtenir une tension d'oscillateur assez constante. L'amortissement en parallèle est constitué partiellement par l'amortissement d'anode ou l'amortissement de grille du tube oscillateur et peut

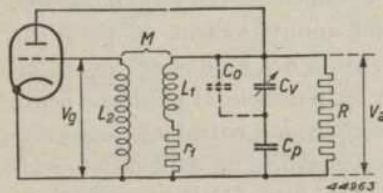


Fig. 96. Montage d'un oscillateur à circuit anodique accordé dans lequel le condensateur padding est monté en série avec le condensateur d'accord.

être estimé égal à environ 15 kΩ (suivant le type du tube utilisé et le choix de la résistance de fuite de grille). Pour obtenir un amortissement de 10 kΩ, il faudrait donc encore brancher en parallèle une résistance de 30 kΩ.

c. Montage comportant un condensateur padding monté en série avec le condensateur d'accord

Au début de ce paragraphe, nous avons admis que \$C\_v\$ était constitué par le condensateur d'accord, le condensateur padding et le condensateur trimmer. Ceci n'est possible que lorsque le condensateur padding \$C\_p\$ (fig. 96) est monté en série avec le condensateur d'accord variable (la capacité zéro peut évidemment sans le moindre inconvénient être supposée branchée en parallèle avec \$C\_v\$). Ce montage est donc analogue au montage de la fig. 94a, en ce sens que dans les équations (II B 15) et (II B 16), la capacité \$C\_v\$ doit être remplacée par \$C\_{tot}\$, c'est-à-dire par le montage en série de \$C\_v\$ et de \$C\_p\$. Dans ce cas, les équations (II B 15) et (II B 16) deviennent donc :

$$\omega^2 L_1 C_{tot} = 1 + \frac{r_1}{R} \dots \dots \dots \text{(II B 21)}$$

et :

$$\frac{S_{eff} M R}{L_1 + r_1 C_{tot} R} = -1 \text{ ou } S_{eff} = -\frac{L_1}{MR} - \frac{r_1 C_{tot}}{M} \dots \dots \dots \text{(II B 22)}$$

lorsque :

$$C_{tot} = \frac{C_v C_p}{C_v + C_p} \dots \dots \dots \text{(II B 23)}$$

d. Montage dans lequel le condensateur padding est monté en série avec la self d'accord

Cependant, dans de nombreux cas, le condensateur padding est monté en série avec la self d'accord. Le schéma de principe de ce montage est représenté fig. 97. Pour \$t\$ et \$Z\$, on peut alors écrire :

$$t = \frac{V_g}{V_a} = \frac{j\omega M}{j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}};$$

$$Z = \frac{\left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}\right) R}{\left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}\right) (jR\omega C_v + 1) + R}$$

Pour \$tZ\$ nous trouvons donc :

$$t Z = \frac{j\omega MR}{\left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}\right) (jR\omega C_v + 1) + R} \text{ (II B 24)}$$

Comme le produit \$tZ = -\frac{1}{S\_{eff}}\$ est réel, le dénominateur du second membre doit être imaginaire. Pour la fréquence de l'oscillateur, nous trouvons donc :

$$r_1 + R - \omega^2 L_1 RC_v + \frac{R C_v}{C_p} = 0,$$

ou :

$$\omega^2 L_1 \frac{C_v C_p}{C_v + C_p} = 1 + \frac{r_1}{R} \frac{C_p}{C_v + C_p} \dots \dots \dots \text{(II B 25)}$$

Le produit \$tZ\$ devient dès lors :

$$t Z = \frac{MR}{L_1 + r_1 RC_v - \frac{1}{\omega^2 C_p}}$$

et la condition d'oscillation est :

$$S_{eff} \frac{MR}{L_1 + r_1 RC_v - \frac{1}{\omega^2 C_p}} = -1 \dots \dots (II B 26)$$

Donc :

$$S_{eff} = - \frac{r_1 C_v}{M} - \frac{L_1}{MR} \left( 1 - \frac{1}{\omega^2 L_1 C_p} \right).$$

L'équation (II B 25) permet d'écrire cette dernière équation sous la forme :

$$S_{eff} = - \left( \frac{r_1 C_v}{M} + \frac{L_1}{MR} \frac{C_p}{C_p + C_v} \right) \dots \dots (II B 27)$$

(Dans cette expression, le rapport  $r_1/R$  est négligé par rapport à 1).

§ 6. Comparaison des conditions d'oscillation des montages oscillateurs c et d

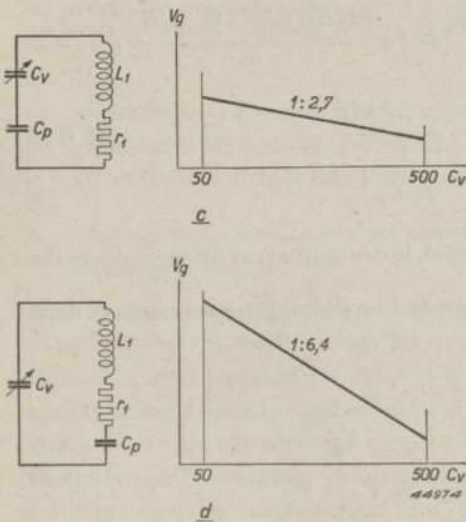


Fig. 98c. Variations de la tension d'oscillateur en fonction de la capacité d'accord dans le montage de la fig. 96, lorsque la résistance en parallèle est infiniment grande ( $R = \infty$ ).

Fig. 98d. Variations de la tension d'oscillateur en fonction de la capacité d'accord dans le montage de la fig. 97, lorsque la résistance en parallèle est infiniment grande ( $R = \infty$ ).

Comparons les conditions d'oscillation des montages des paragraphes 5c et 5d, dans les cas extrêmes où :

- 1) la résistance en parallèle est infiniment grande ( $R = \infty$ ) et
- 2) la résistance en série est égale à zéro ( $r_1 = 0$ ).

Si nous posons  $R = \infty$ , les équations (II B 22) et (II B 27) deviennent :

$$S_{eff} = - \frac{r_1 C_{tot}}{M} \dots \dots (II B 28)$$

et :

$$S_{eff} = - \frac{r_1 C_v}{M} \dots \dots (II B 29)$$

La résistance  $r_1$  peut être considérée comme constante lorsqu'on monte en série avec la self d'accord une résistance additionnelle de 30  $\Omega$  par exemple.

Admettons que :  $C_p = 200$  pF \*,  $C_v \min = 50$  pF et  $C_v \max = 500$  pF ; dans ce cas  $C_{tot \min} = 40$  pF et  $C_{tot \max} = 140$  pF. Dans le cas c,  $S_{eff}$  varie donc dans le rapport de 1 : 3,5 et dans le cas d, dans le rapport de 1 : 10.

Si, en outre, nous choisissons la fig. 87 comme exemple pour la courbe de  $\frac{S_{eff}}{S_o}$  en fonction de  $\frac{V_g}{V_{go}}$  et que nous admettons que, pour les plus hautes fréquences,  $\frac{S_{eff}}{S_o} = 0,04$ , dans le cas c, la tension d'oscillateur varie dans un rapport de 1:2,7 environ ( $\frac{V_g}{V_{go}}$  dans la fig. 87, dans le rapport de 3,8 : 1,4) et dans le cas d, dans un rapport de 1 : 6,4 environ ( $\frac{V_g}{V_{go}}$  dans la fig. 87, dans un rapport de 3,8 : 0,6). La fig. 98 donne pour les deux cas, les variations de la tension de l'oscillateur.

Pour confronter ce résultat avec ceux fournis par la pratique, les deux montages furent étudiés expérimentalement. A cet effet, on utilisa comme tube oscillateur le type EF 6. Les mesures furent effectuées à l'aide d'une penthode, car autrement la résistance interne du tube empêcherait de rendre  $R$  égal à l'infini et, comme nous l'exposerons au paragraphe 10 du chapitre II B, les triodes sont sujettes à un phénomène secondaire qui influence les variations de la tension d'oscillateur. Les résultats de ces mesures sont représentés fig. 99 \*\*. En effet, pour les cas c et d, il existe une grande différence dans la forme de la courbe de la tension d'oscillation. Dans le cas c, cette variation est de 1 : 2,3 et dans le cas d, de 1 : 8,5.

Pour étudier le second cas extrême, nous admettons que le circuit oscillateur

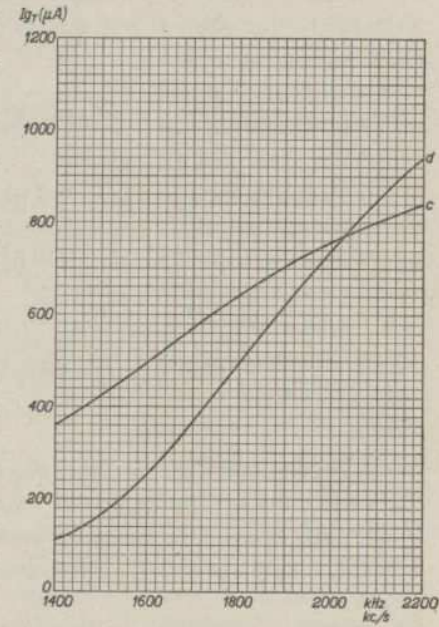


Fig. 99. Variation de l'intensité du courant de grille d'oscillateur (déterminant pour la tension d'oscillateur) en fonction de la fréquence, mesurée avec un tube EF 6 avec circuit anodique accordé.  
 $C_p = 200$  pF,  $r_1 = 32 \Omega$ ,  $R = \infty$   
 c. Le condensateur padding  $C_p$  est monté en série avec le condensateur d'accord.  
 d. Le condensateur padding  $C_p$  est monté en série avec la self d'accord.

\* Pour bien faire ressortir l'effet en question, on a utilisé un condensateur padding plus petit que le condensateur padding usuel.  
 \*\* Au lieu de la tension d'oscillateur, les fig. 99 et 101 donnent l'intensité du courant dans la résistance de fuite de la grille. La relation entre ces deux grandeurs est exposée en détail au paragraphe 11 du chapitre II B.

est amorti par une résistance additionnelle  $R$  d'une manière telle que la résistance en série  $r_1$  soit négligeable par rapport à la résistance en parallèle ( $r_1 = 0$ ). Les équations (II B 22) et (II B 27) deviennent donc :

$$S_{eff} = - \frac{L_1}{MR} \dots \dots \dots \text{(II B 30)}$$

et :

$$S_{eff} = - \frac{L_1}{MR} \frac{C_p}{C_p + C_v} \dots \dots \dots \text{(II B 31)}$$

Si nous admettons que  $C_p = 200$  pF, nous obtenons :

pour  $C_{v\ min} = 50$  pF:  $\frac{C_p}{C_p + C_v} = 0,8$ , et

pour  $C_{v\ max} = 500$  pF:  $\frac{C_p}{C_p + C_v} = 0,3$

Nous voyons que dans le cas *c*,  $S_{eff}$  est constant, tandis que dans le cas *d*,  $S_{eff}$  varie dans le rapport de 0,8 : 0,3, c'est-à-dire de 2,7 : 1.

Donc, dans le cas *c*, la tension d'oscillateur sera constante tandis que dans le cas *d*, d'après la fig. 87, à fréquence croissante, elle diminuera approxi-

mativement dans le rapport de 2 : 1. Graphiquement, on pourrait représenter la tension d'oscillateur, pour ces cas, de la manière représentée fig. 100.

Il est logique de s'efforcer de maintenir la tension de l'oscillateur constante, dans la mesure du possible, par un choix judicieux du rapport des amortissements. Dans le montage comportant  $C_p$  et  $C_v$  en série (cas *c*), tous les amortissements devraient être branchés en parallèle avec le circuit. Cependant, comme il est impossible de réaliser un circuit sans amortissement en série, on doit se contenter de se rapprocher de la courbe *c* de

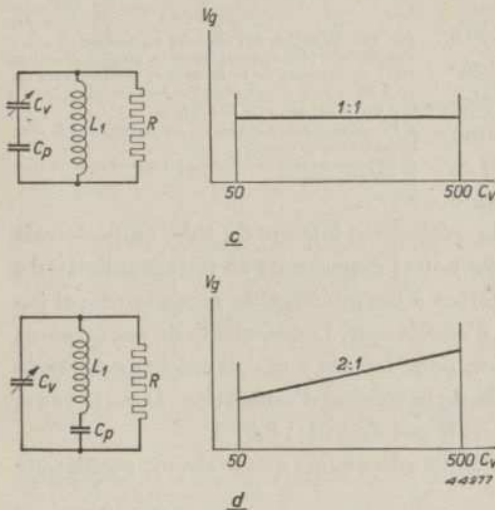


Fig. 100c. Variations de la tension d'oscillateur en fonction de la capacité d'accord dans le montage de la fig. 96, lorsque la résistance en série est nulle ( $r_1 = 0 \Omega$ ).  
d. idem pour le montage de la fig. 97.

la fig. 100. La courbe aura donc malgré tout une forme qui se rapproche de celle de la courbe tracée fig. 98. Cependant, pour de grandes valeurs de  $C_v$  ou pour les basses fréquences, la tension d'oscillateur diminuera donc encore légèrement. La courbe *c* de la fig. 101 montre les résultats obtenables en pratique. Cette courbe a, elle aussi, été relevée pour un tube oscillateur

constitué par un tube EF 6, le circuit anodique normal étant shunté par une résistance de 6400 ohms.

Dans les montages où  $C_p$  et  $L$  sont montés en série et qui comportent une combinaison d'amortissement en parallèle et d'amortissement en série, le phénomène précité se manifestera aussi. En effet, l'équation (II B 27) comporte un terme qui augmente avec  $C_v$  et un autre qui diminue lorsque  $C_v$  augmente. La somme

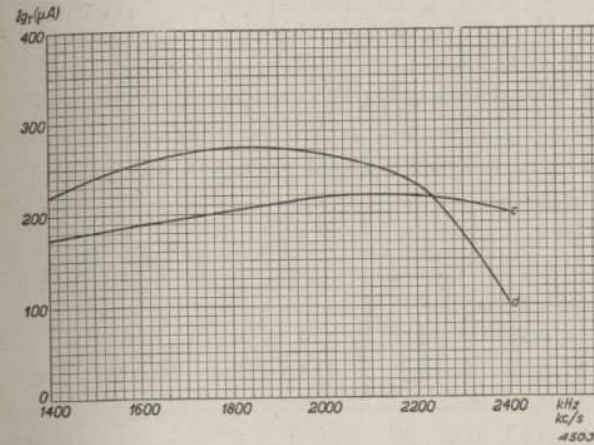


Fig. 101. Variations de l'intensité du courant de grille d'oscillateur en fonction de la fréquence mesurées à l'aide d'un tube EF 6 à circuit anodique accordé.  $C_p = 200$  pF,  $R = 6400 \Omega$ .  
c. Le condensateur padding  $C_p$  monté en série avec le condensateur d'accord.  
d. Le condensateur padding  $C_p$  monté en série avec la self d'accord.

des deux pourrait donc être plus ou moins constante. Ce fait est aussi montré par les courbes *d* des fig. 98 et 100. La fig. 101 *d* donne la courbe finalement obtenue pour un tel cas, donc pour un montage comportant un amortissement en série normal et un amortissement en parallèle de 6400 ohms.

Cette courbe est en effet plus ou moins en palier. Malgré la résistance en parallèle de la même valeur, à savoir 6400 ohms, l'amortissement en série ne peut plus être considéré comme un effet secondaire, mais exercera son influence à titre de facteur équivalent. Ceci s'explique par le fait que, dans l'équation (II B 27),  $r_1$  se rencontre ensemble avec  $C_v$ , et dans l'équation (II B 22), ensemble avec  $C_{tot}$ . Dans une gamme de longueurs d'onde, la capacité  $C_v$  varie dans un rapport de 1 : 6 et la capacité totale, dans un rapport de 1 : 2.

A l'aide de la courbe *d* de la fig. 101, courbe qui a été relevée sur un montage réalisé en pratique, nous étudierons de plus près le dimensionnement du

montage oscillateur. A cet effet, nous écrirons l'équation (II B 27) sous une autre forme à savoir:

$$S_{eff} = - \frac{L_1}{M} \left( \frac{r_1}{L_1} C_v + \frac{1}{R} \frac{C_p}{C_p + C_v} \right)$$

ou  $S_{eff} = - \frac{L_1}{M} \left( \frac{\omega C_v}{Q} + \frac{1}{R} \frac{C_p}{C_p + C_v} \right) \dots \dots$  (II B 32)

La forme de la courbe est donc déterminée par l'expression entre parenthèses.

Admettons pour le circuit oscillateur les données pratiques suivantes:

$f$ (kc/s)	$Q$	$C_v$ (pF)	$C_p$ (pF)	$\frac{C_p}{C_p + C_v}$	$\frac{\omega C_v}{Q} + \frac{1}{R} \frac{C_p}{C_p + C_v}$
1006	60	90	600	0,9	$9.10^{-6} + 140.10^{-6}$
1970	60	570	600	0,5	$114.10^{-6} + 78.10^{-6}$

La pente efficace requise à 1006 kc/s et celle requise à 1970 kc/s sont alors entre elles comme 149 : 192. Les tensions d'oscillateur sont donc approximativement dans le rapport inverse, ce qui correspond quelque peu à la forme de la courbe  $d$  de la fig. 101. Si nous admettons que cette forme est satisfaisante, on peut en déduire facilement le rapport de réaction nécessaire pour un tube déterminé. Pour le tube ECH 21 par exemple, on recommande une tension d'oscillateur de 7,5  $V_{eff}$ . D'après la fig. 89, cette tension demande une pente efficace  $S_{eff} = 1 \text{ mA/V}$ . Si l'on désire obtenir cette tension d'oscillation de 7,5  $V_{eff}$  à la fréquence de 1006 kc/s l'équation (II B 32) devient:

$$1 \times 10^{-3} = \frac{L_1}{M} \times 149 \times 10^{-6},$$

donc:

$$\frac{M}{L_1} = 0,15.$$

Ceci est, il est vrai, un couplage assez lâche. En général, le couplage est de l'ordre de grandeur de 0,2. Il faut cependant ne pas perdre de vue que cet exemple concerne un montage à circuit de grille accordé tandis qu'en pratique le tube ECH 21 est utilisé avec circuit anodique accordé, ce qui nécessite une plus grande pente efficace (voir chapitre II B, paragraphe 5).

### § 7. Montage Colpitts

Un montage assez connu est celui dans lequel le couplage à réaction inductive normal est complété par un couplage par le condensateur padding. Dans ce cas, le condensateur padding fait partie du circuit de grille et du circuit anodique. Le but de ce montage est de maintenir aussi constante que possible la tension de l'oscillateur dans toute une gamme de longueurs d'onde.

Pour simplifier le montage, on peut aussi supprimer la bobine de réaction et ne provoquer de couplage à réaction que par le condensateur padding. Le circuit représenté ainsi constitue en principe le montage classique Colpitts.

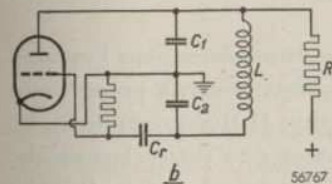
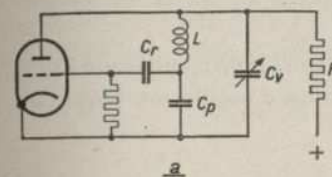


Fig. 102a. Représentation de principe d'un montage oscillateur, dans lequel le couplage à réaction s'effectue par l'intermédiaire du condensateur padding.  
b. Autre réalisation du montage a, qui montre plus nettement la concordance avec le montage Colpitts classique.

La concordance avec le montage Colpitts résulte directement des fig. 102a et b. Dans la fig. 102b,  $C_2$  est le condensateur padding et  $C_1$  le condensateur variable pour l'accord. Sans modifier le principe du montage, on peut cependant aussi intervertir le condensateur padding et le condensateur d'accord.

Ces derniers temps, le montage représenté fig. 102b s'utilise dans les récepteurs simples. En général, le condensateur d'accord occupe alors la place de  $C_2$  et le condensateur padding, celle de  $C_1$ . Comme le montage nécessite un tube changeur de fréquence à grande pente d'oscillateur, il n'est réalisable qu'avec les tubes changeurs de fréquence modernes tels que l'ECH 4, l'ECH 21, l'ECH 42, etc.

Comme on n'utilise que très rarement un condensateur padding dans la gamme d'ondes courtes, ou comme si celui-ci existait néanmoins, il serait en tout cas beaucoup trop grand pour le but envisagé, il n'est pas possible de se servir ici du montage Colpitts. Il n'y a cependant aucun inconvénient à combiner ce montage, pour la gamme des ondes longues et pour celle des ondes moyennes, avec un couplage à réaction inductive pour la gamme des ondes courtes. Dans l'étude du montage Colpitts, il ne faudra pas perdre de vue que l'amortissement est constitué par :

- 1) la résistance en série de la bobine  $L$ ;
- 2) l'amortissement anodique qui est constitué par la résistance interne du tube oscillateur et en général aussi par la résistance d'alimentation  $R$  qui shunte cette résistance interne (fig. 102a et b);



3) l'amortissement de grille qui, en première instance, est provoqué par le courant de grille et par la résistance de fuite de la grille. Cet amortissement est d'environ un tiers de la résistance de fuite de la grille (voir chapitre II B, paragraphe 9). Souvent, la résistance d'alimentation est aussi connectée au côté grille de  $C_2$  et dans ce cas,  $R$  fait partie de l'amortissement de grille.

Ces amortissements sont représentés dans le schéma équivalent de la fig. 103. Provisoirement, nous laisserons hors de cause les emplacements de  $C_v$  et de  $C_p$ . Après avoir déterminé la manière dont se comporte le schéma de principe, on peut chercher par la suite la manière de disposer au mieux les condensateurs  $C_v$  et  $C_p$ .

Pour calculer la condition d'oscillation du montage Colpitts, nous partirons de nouveau de la forme générale de la condition d'oscillation [équation (II B 3)]:

$$S_{eff} \cdot t \cdot Z = -1 \text{ ou } S_{eff} = -\frac{1}{tZ}$$

Cette équation permet de calculer la pente efficace nécessaire pour l'oscillation. Comme la tension d'oscillateur est approximativement proportionnelle à l'inverse de la pente efficace (voir chapitre II B paragraphe 2), la

tension d'oscillateur sera petite lorsque la pente efficace nécessaire est grande. Celle-ci peut même être si grande que le montage n'oscille pas. La valeur de  $t$  se calcule à l'aide de la fig. 103. Si l'on tient compte du fait que le courant  $i$ , repéré par une flèche, circule essentiellement dans  $L-r-C_2-C_1$  (les intensités du courant dans  $R_1$ ,  $R_2$  et dans le tube sont assez faibles), le rapport cherché des tensions est inversement proportionnel au rapport des capacités  $C_2$  et  $C_1$ .

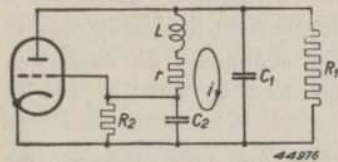


Fig. 103. Schéma simplifié du montage Colpitts, dans lequel sont représentés les divers amortissements:  
 $r$  = amortissement de la bobine  
 $R_1$  = amortissement de l'anode  
 $R_2$  = amortissement de la grille

Donc:

$$t = \frac{V_g}{V_a} = -\frac{C_1}{C_2} \dots \dots \dots \text{(II B 33)}$$

$Z$  est l'impédance totale du circuit entre l'anode et la cathode. Cette impédance peut être considérée comme résultant de la combinaison de trois branches montées en parallèle, à savoir le circuit  $L-r-C_2-C_1$ , la résistance  $R_1$

et la résistance  $R_2$  qui shunte une dérivation du circuit. L'impédance du circuit affectant la forme représentée fig. 103 n'est pas généralement connue et ne peut s'exprimer directement par une formule simple. Pour l'impédance du circuit constitué par le montage en parallèle de la self-induction et de la résistance dans l'une des branches et du montage en série de  $C_1$  et de  $C_2$  dans l'autre branche, on trouve:

$$Z_o = \frac{L}{r C_{tot}}$$

expression dans laquelle  $C_{tot}$  représente le montage en série de  $C_1$  et de  $C_2$ . Or,  $C_1$  peut être considéré comme une dérivation de  $C_{tot}$ . Pour l'impédance mesurée à une telle dérivation on a, comme pour une impédance mesurée par l'intermédiaire d'un transformateur:

$$Z_1 = Z_o \frac{C_{tot}^2}{C_1^2} = \frac{L C_{tot}}{r C_1^2} \dots \dots \dots \text{(II B 34)}$$

En substituant dans cette expression  $C_{tot} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$  on obtient:

$$Z_1 = \frac{L C_2}{r C_1 (C_1 + C_2)} \dots \dots \dots \text{(II B 35)}$$

Cette impédance est shuntée par une résistance  $R_1$  tandis qu'une partie de cette impédance est shuntée par  $R_2$ . Cette dernière résistance, qui est montée en parallèle avec  $C_2$ , est équivalente à une résistance que l'on peut imaginer en parallèle avec  $C_1$  et dont la valeur est égale au produit de  $R_2$  et de  $(C_2/C_1)^2$ .

L'impédance totale des trois branches résulte de:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{R_1} + \frac{C_1^2}{C_2^2 R_2} = \frac{r C_1 (C_1 + C_2)}{L C_2} + \frac{1}{R_1} + \frac{C_1^2}{C_2^2 R_2} \dots \text{(II B 36)}$$

Pour la pente requise, on obtient donc:

$$S_{eff} = -\frac{1}{tZ} = \frac{r (C_1 + C_2)}{L} + \frac{C_2}{C_1 R_1} + \frac{C_1}{C_2 R_2} \dots \dots \dots \text{(II B 37)}$$

Les variations de  $S_{eff}$  dépendent encore du montage du condensateur variable  $C_v$  (à savoir du fait que celui-ci occupe la place de  $C_1$  ou de  $C_2$ ), et des diverses combinaisons possibles des trois sortes d'amortissements. Nous examinerons successivement les divers cas.

a) Montage Colpitts sans amortissement parallèle

En pratique, ce montage est irréalisable, car par suite du courant de grille,

et dans les triodes, en général aussi par suite de l'amortissement anodique, il existe toujours un certain amortissement. Et cependant, ce cas n'a pas uniquement une valeur théorique, car dans l'équation (II B 37)  $S_{eff}$  se compose de trois composantes, dont chacune ne concerne qu'un seul des amortissements.

Si nous posons tout d'abord:

$$R_1 = R_2 = \infty$$

l'équation (II B 37) devient:

$$S_{eff} = \frac{r(C_1 + C_2)}{L} \dots \dots \dots \text{(II B 38)}$$

Dans cette équation,  $C_1$  et  $C_2$  sont parfaitement symétriques. En ce qui concerne l'amortissement en série (amortissement de la bobine), la disposition de  $C_p$  et de  $C_v$  n'a donc aucune importance. Une disposition déterminée des condensateurs  $C_p$  et  $C_v$  n'a donc de sens que lorsqu'il se produit de l'amortissement en parallèle.

Si la résistance en série était indépendante de la fréquence, d'après l'équation (II B 38), la pente efficace requise

augmenterait proportionnellement à  $C_v$ , de sorte que la tension d'oscillateur à la grille diminuerait alors à peu près proportionnellement à l'inverse de la pente. Dans la gamme d'ondes moyennes, avec un condensateur padding de 600 pF et un condensateur d'accord (trimmer inclus) de 100-600 pF, on peut donc s'attendre à ce que la tension d'oscillateur varie de 1200 à 700, c'est à dire à peu près dans le rapport de 2 : 1. Dans la gamme d'ondes longues, la capacité du condensateur padding est de l'ordre de 200 pF. La variation de la tension d'oscillateur sera alors plus grande, à savoir de 800 : 300, c'est-à-dire à peu près dans le rapport de 2,7 : 1. La courbe I de la fig. 104 donne les variations de  $S_{eff}$  dans la gamme d'ondes pour le cas où la résistance en série  $r = 10$  ohms.

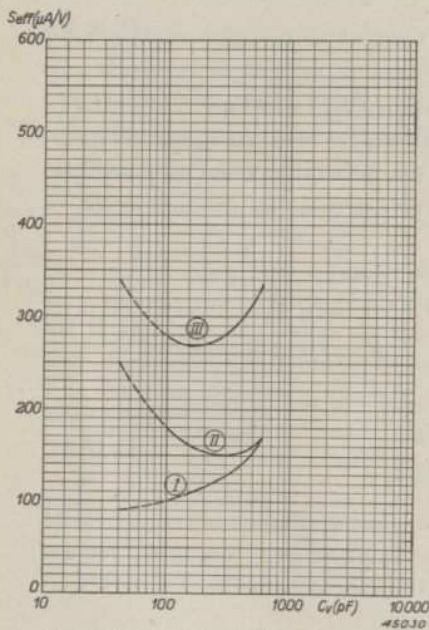


Fig. 104.  $S_{eff}$  en fonction de  $C_v$  pour la gamme d'ondes moyennes, lorsqu'on tient uniquement compte de la résistance de la bobine.  
 Courbe I:  $r = 10 \Omega$   
 Courbe II:  $Q = 50$   
 Courbe III: Courbe I + courbe II

En réalité, la résistance de perte de la bobine n'est pas constante, mais, en première approximation, le facteur de qualité de la bobine est constant dans toute la gamme de longueurs d'onde. Nous pouvons donc écrire:

$$r = \frac{\omega L}{Q}$$

En substituant cette valeur de  $r$  dans l'équation (II B 38), on obtient:

$$S_{eff} = \frac{\omega L}{Q} \frac{C_1 + C_2}{L} = \frac{\omega (C_1 + C_2)}{Q} \dots \dots \dots \text{(II B 39)}$$

Or, la variation de  $C_1 + C_2$  dans la gamme d'ondes moyennes sera approximativement compensée par la variation de  $\omega$ . En effet, la fréquence varie entre 2000 kc/s et 1000 kc/s. Il est donc à prévoir que la courbe de la tension d'oscillateur sera plus ou moins en palier. Si l'on admet pour  $Q$  une valeur déterminée, la pente requise peut se calculer très facilement.

Ces calculs ont été effectués pour  $Q = 50$  et la courbe II de la fig. 104 en donne les résultats. La courbe III est la somme des courbes I et II. Comme la gamme de fréquences balayée dans la gamme d'ondes longues est notablement plus petite que celle balayée en ondes moyennes, la variation de pente dans la première gamme est encore assez grande.

b) Montage Colpitts dans lequel l'amortissement anodique domine

Dans ce cas,  $r = 0$  et  $R_2 = \infty$ . La condition d'oscillation devient dès lors:

$$S_{eff} = \frac{C_2}{C_1} \frac{1}{R_1} \dots \dots \dots \text{(II B 40)}$$

Dans les deux cas ( $C_v$  occupant la place de  $C_1$  ou de  $C_2$ ), la variation de  $S_{eff}$  est déterminée par la variation du condensateur d'accord  $C_v$ . Lorsque le condensateur d'accord est connecté du côté de l'anode ( $C_v = C_1$ ),  $S_{eff}$  diminue à  $C_v$  croissant. Si  $C_v$  est monté du côté de la grille ( $C_v = C_2$ ), l'inverse se produit. La variation relative de  $C_v$  seul, est évidemment plus grande que celle de  $C_v + C_p$ , et de ce fait, il est à prévoir que la variation de la pente sera plus grande que dans le cas a où la résistance en série est constante.

Comme le montage de  $C_v$  et de  $C_p$  détermine non pas la variation même, mais le sens dans lequel s'effectue cette variation, il faut utiliser pour le choix de l'emplacement de  $C_v$  et de  $C_p$  un autre critérium que celui utilisé jusqu'à présent. Ce critérium est en premier lieu la grandeur maximum du  $S_{eff}$  requis.

Nous admettrons que, dans la gamme d'ondes moyennes  $C_p = 600$  pF et que  $C_v$  (le condensateur trimmer inclus) varie entre environ 100 pF et 600 pF. Si  $C_v$  occupe l'emplacement de  $C_2$ , c'est-à-dire s'il est monté du côté de la grille, la valeur maximum de  $C_2/C_1$  est de  $600/600 = 1$ . Dans le cas où  $C_v$  est monté du côté de l'anode, la valeur maximum de  $C_2/C_1$  est de  $600/100 = 6$ . La pente requise est donc maximum lorsque le condensateur d'accord est monté du côté de l'anode.

Si l'on admet que l'amortissement anodique (y compris la résistance d'alimentation)  $R_1 = 10$  k $\Omega$ , la pente efficace requise serait donc de  $S_{eff} = 0,6$  mA/V lorsque  $C_v$  se trouve du côté de l'anode. En soi, cette valeur n'est pas élevée. Il ne faut cependant pas perdre de vue qu'il faut encore tenir compte d'un certain amortissement de la bobine et d'un amortissement de la grille, de sorte qu'en tout cas, le montage avec  $C_v$  du côté de la grille mérite la préférence. Si l'on calcule, pour le dernier cas, la pente requise en fonction de  $C_v$ , on obtient la courbe I de la fig. 105.

Comme nous l'avons déjà mentionné, on peut facilement tenir compte de l'amortissement de la bobine en additionnant la courbe  $S_{eff}$  de la fig. 104 et celle de la fig. 105. Si l'on considère une bobine normale à facteur de qualité  $Q$  constant, la courbe II de la fig. 104 se prête bien comme exemple. Cette courbe est aussi tracée fig. 105. En additionnant les courbes I et II, on obtient alors la courbe III. La variation de la pente n'est alors pas aussi grande et la valeur moyenne de la pente requise est de l'ordre de grandeur de 0,25 mA/V. Cette valeur est facilement réalisable. Donc s'il n'existe que de l'amortissement anodique et de l'amortissement de bobine, le montage dans lequel  $C_v$  se trouve du côté de la cathode est parfaitement utilisable.

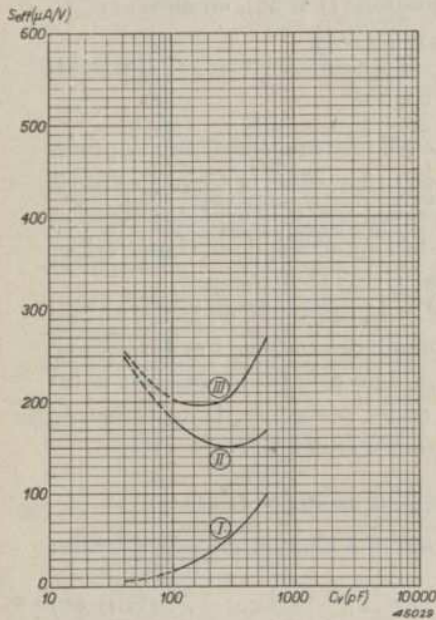


Fig. 105.  $S_{eff}$  en fonction de  $C_v$  pour la gamme d'ondes moyennes, lorsqu'on tient aussi compte de l'amortissement de l'anode.  
 Courbe I:  $R_1 = 10$  k $\Omega$ ,  $C_2 = C_v$ ,  $r = 0$   $\Omega$   
 Courbe II: Courbe II de la fig. 104  
 Courbe III: Courbe I + courbe II

Fig. 106.  $S_{eff}$  en fonction de  $C_v$  pour la gamme d'ondes moyennes. Lorsqu'on tient compte en supplément de l'amortissement de la grille.  
 Courbe I:  $R_2 = 17$  k $\Omega$ ,  $C_2 = C_v$   
 Courbe II: Courbe II de la fig. 105  
 Courbe III: Courbe I + Courbe II. Cette courbe représente alors les variations de la pente efficace, pour le cas général où existent à la fois de l'amortissement d'anode, de l'amortissement de grille et de l'amortissement de self.

c) Influence de l'amortissement de grille

L'amortissement de grille est déterminé dans l'équation (II B 37) par le terme:

$$S_{eff} = \frac{C_1}{C_2 R_2} \dots \dots \dots \quad (\text{II B 41})$$

Dans cette équation,  $C_1$  et  $C_2$  se trouvent dans le rapport inverse à celui qu'ils ont dans l'équation (II B 40) et, par des considérations analogues, on arrive à la conclusion que  $C_v$  doit être monté du côté de l'anode.

Donc, s'il existe non seulement de l'amortissement d'anode mais aussi de l'amortissement de grille, il faudra, en ce qui concerne l'emplacement du condensateur d'accord, déterminer l'amortissement prédominant des deux. En général, c'est l'amortissement d'anode. Dans les appareils très simples, ne comportant pas de gamme d'ondes courtes, on pourra même réduire notablement l'amortissement de grille par l'emploi d'une résistance de fuite plus grande que la normale de 50 k $\Omega$ . On pourrait alors se rapprocher de la courbe II de la fig. 104. Par contre, lorsqu'on emploie une résistance de fuite de grille normale de 50 k $\Omega$ , l'amortissement de grille total est d'environ 17 k $\Omega$ . Cette résistance est encore plus élevée que celle généralement utilisée du côté de l'anode. C'est pourquoi la meilleure solution consiste à maintenir le condensateur variable du côté de la grille. Si l'on calcule suivant l'équation (II B 41) pour cet emplacement de  $C_p$  et pour  $R_2 = 17$  k $\Omega$ , la pente requise, on obtient la courbe I de la fig. 106. En additionnant la courbe III de la fig. 105 (courbe II de la fig. 106) et la courbe précitée, on obtient la pente efficace pour le cas général où le montage comporte de l'amortissement d'anode, de l'amortissement de grille et de l'amortissement de bobine.

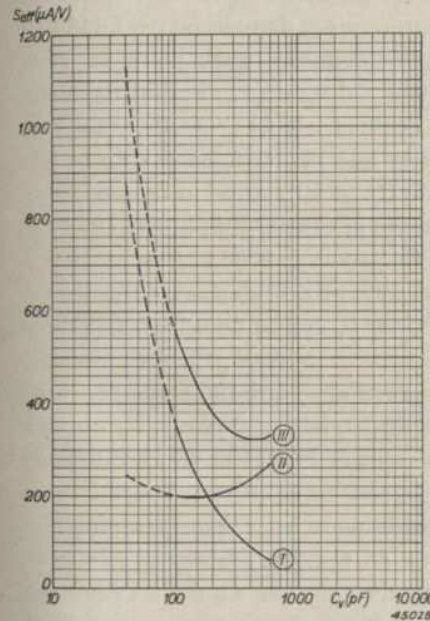


Fig. 106.  $S_{eff}$  en fonction de  $C_v$  pour la gamme d'ondes moyennes. Lorsqu'on tient compte en supplément de l'amortissement de la grille.  
 Courbe I:  $R_2 = 17$  k $\Omega$ ,  $C_2 = C_v$   
 Courbe II: Courbe II de la fig. 105  
 Courbe III: Courbe I + Courbe II. Cette courbe représente alors les variations de la pente efficace, pour le cas général où existent à la fois de l'amortissement d'anode, de l'amortissement de grille et de l'amortissement de self.

Fig. 105.  $S_{eff}$  en fonction de  $C_v$  pour la gamme d'ondes moyennes, lorsqu'on tient aussi compte de l'amortissement de l'anode.  
 Courbe I:  $R_1 = 10$  k $\Omega$ ,  $C_2 = C_v$ ,  $r = 0$   $\Omega$   
 Courbe II: Courbe II de la fig. 104  
 Courbe III: Courbe I + courbe II

On voit que la variation de la pente efficace n'est pas très grande; mais le  $S_{eff}$  requis est d'environ 0,5 mA/V.

d) Résultats de mesures pratiques

Pour confronter la pratique et la théorie, des mesures ont été effectuées sur la penthode EF 6. Par suite de la résistance interne élevée de ce tube et de l'alimentation par l'intermédiaire d'une bobine de self, l'amortissement d'anode est pratiquement négligeable. En outre, l'amortissement de grille est fortement réduit par l'utilisation d'une résistance de fuite de grille de 0,32 M Ω. Le condensateur variable était monté du côté de la grille.

En l'absence d'amortissement de grille, la courbe de tension d'oscillateur pourrait être assez bien en palier. De la comparaison donnée, on peut déduire

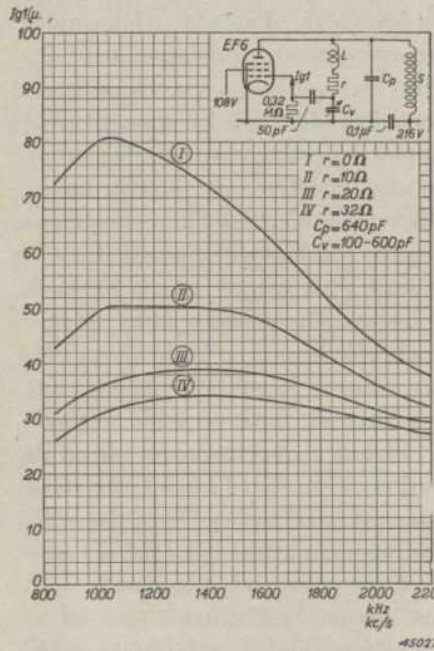


Fig. 107. Intensité du courant de grille en fonction de la fréquence dans la gamme d'ondes moyennes mesurée sur un tube EF 6 monté comme tube oscillateur.  $C_2 = C_v$ ,  $R_2 = 0,1 \text{ M } \Omega$ ,  $Q = 50$ .

- Courbe I:  $r = 0 \Omega$
- Courbe II:  $r = 10 \Omega$
- Courbe III:  $r = 20 \Omega$
- Courbe IV:  $r = 32 \Omega$

immédiatement que, pour la plus petite valeur de  $C_v$ , l'amortissement de grille (0,1 M Ω) nécessite autant de pente que l'amortissement de la bobine ( $Q = 50$ ). Aussi la mesure fournit-elle la courbe I de la fig. 107\*. A la fréquence de 2000 kc/s, ( $C_v =$  environ 100 pF), le courant de grille est environ la moitié de celui à 1000 k/cs ( $C_v$ : environ 600 pF). En insérant en série avec la bobine des résistances de 10, 20 et 30 ohms, on obtient les courbes II, III et IV. L'influence de la résistance en série  $r$  sera la plus grande pour les valeurs les plus élevées de  $C_v$ , non seulement par suite du rôle que joue  $C_v$  dans l'équation (II B 38), mais aussi par suite du fait que l'influence de l'amortissement parallèle est alors encore petite. Ce fait se constate directement sur la courbe.

Les mesures confirment bien les calculs, aussi du point de vue quantitatif. A 1000 kc/s, une bobine à facteur

\* Dans les mesures pratiques, on a directement relevé l'intensité du courant de grille au lieu de la pente requise. On pourrait évidemment transformer l'intensité du courant de grille en pente requise en passant par la tension d'oscillateur correspondante. Nous l'avons cependant estimé préférable d'exprimer les résultats directs en fonction de la fréquence.

de qualité  $Q = 50$ , donne une résistance H.F. d'environ 9 ohms. En montant en série une résistance additionnelle de 10 ohms, la pente efficace requise est environ deux fois plus grande. La diminution relevée de l'intensité du courant de grille correspond en effet pratiquement à l'accroissement précité de la résistance. Si l'on utilise non pas un amortissement additionnel de l'anode, ce qui correspond mieux à la pratique, on obtient les courbes de

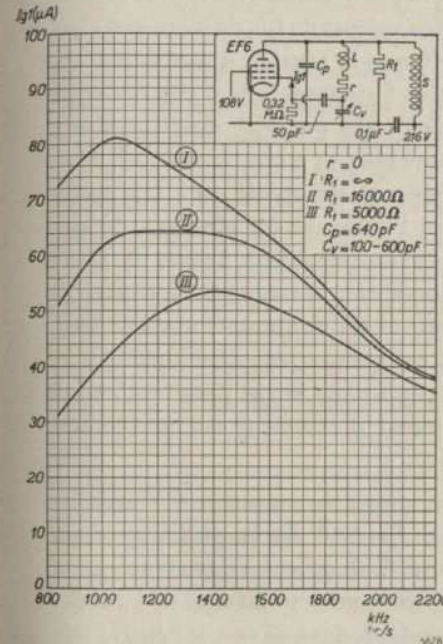


Fig. 108. Intensité du courant de grille en fonction de la fréquence dans la gamme d'ondes moyennes, mesurée sur un tube EF 6 monté comme oscillateur.  $C_2 = C_v$ ,  $r = 0 \Omega$ ,  $R_2 = 0,1 \text{ M } \Omega$ ,  $Q = 50$   
 Courbe I:  $R_1 = \infty$   
 Courbe II:  $R_1 = 16 \text{ k } \Omega$   
 Courbe III:  $R_1 = 5 \text{ k } \Omega$

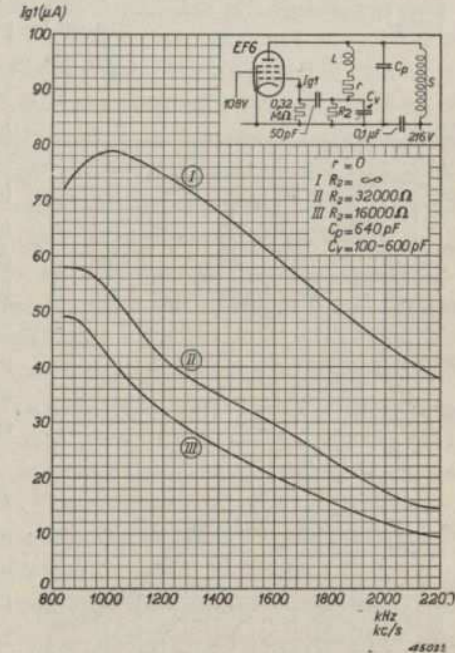


Fig. 109. Intensité du courant de grille en fonction de la fréquence dans la gamme d'ondes moyennes, mesurée sur un tube EF 6 monté comme oscillateur.  $C_2 = C_v$ ,  $R_1 = \infty$ ,  $r = 0 \Omega$ ,  $Q = 50$ .  
 Courbe I:  $R_2 = \infty$   
 Courbe II:  $R_2 = 32 \text{ k } \Omega$   
 Courbe III:  $R_2 = 16 \text{ k } \Omega$

la fig. 108. On y a admis pour la valeur de l'amortissement d'anode respectivement: l'infini, 16 k Ω et 5 k Ω. L'influence de cet amortissement sera la plus grande pour des valeurs élevées de  $C_v$ , car la pente requise par cet amortissement est:

$$S_{eff} = \frac{C_v}{C_p} \frac{1}{R_1} \dots \dots \dots \text{ [voir équation (II B 40)]}$$

En effet, c'est à 1000 kc/s qu'on releva la plus grande influence. Aux petites valeurs de  $C_v$  (c'est-à-dire à 2000 kc/s par exemple) l'amortissement anodique devient négligeable par rapport aux autres amortissements. Lorsqu'on

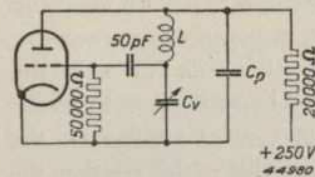


Fig. 110. Montage Colpitts, pour la partie triode du tube changeur de fréquence ECH 21.

ajoute, au lieu d'amortissement d'anode, de l'amortissement de grille, on obtient les courbes de la fig. 109. La pente requise est alors :

$$S_{eff} = \frac{C_p}{C_v} \frac{1}{R_2}$$

Dans ce cas, la pente requise est la plus grande pour les petites valeurs de  $C_v$ , de sorte que c'est en cet endroit que la tension d'oscillateur est la plus fortement influencée. Bien que les deux cas puissent être considérés comme plus ou moins analogues, il est intéressant de savoir qu'à  $C_v$  maximum, l'influence est plus grande que dans le cas précédent, à petit  $C_v$ . Dans les deux cas, le rapport des capacités constitue un minimum, mais ce rapport est maintenant de  $600/600 = 1$ , alors que, dans le cas précité d'amortissement d'anode, il est de  $100/600 = 1/6$ .

Pour toutes ces mesures,  $C_v$  était connecté du côté de la grille. Il serait logique d'effectuer les mêmes mesures,  $C_v$  étant connecté du côté de l'anode. Cependant, dans ce cas, les écarts par rapport aux valeurs calculées théoriquement sont assez grands.

Ces écarts sont en grande partie attribuables à la valeur parfois très élevée de la tension alternative anodique, sous l'effet de laquelle l'intensité moyenne du courant anodique et la chute de tension dans la résistance sont très faibles. Nous ne mentionnons pas les résultats de ces mesures et nous considérerons plutôt les mesures pratiques réalisées sur un tube changeur de fréquence ECH 21, dont le montage oscillateur est représenté

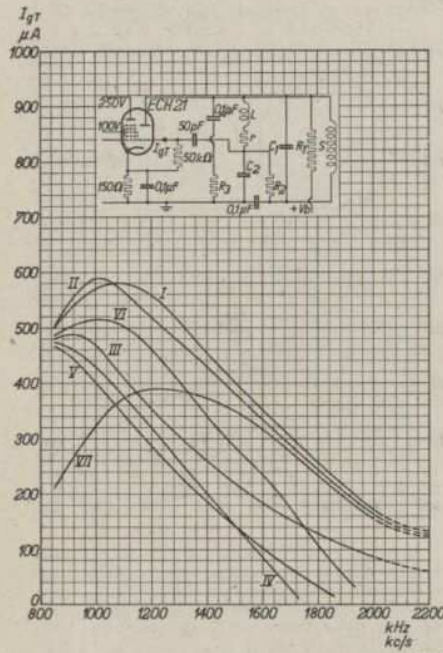


Fig. 111. Intensité du courant de grille en fonction de la fréquence dans la gamme d'ondes moyennes pour la partie triode du tube changeur de fréquence ECH 21.

Courbe	$C_1$	$C_2$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	S	$V_b$
I	$C_p$	$C_v$	$20k\Omega$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	250 V
II	$C_p$	$C_v$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	20 mH	108 V
III	$C_p$	$C_v$	$\infty$	$20k\Omega$	$\infty$	$\infty$	250 V
IV	$C_v$	$C_p$	$20k\Omega$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	250 V
V	$C_v$	$C_p$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	20 mH	108 V
VI	$C_v$	$C_p$	$\infty$	$20k\Omega$	$\infty$	$\infty$	250 V
VII	$C_p$	$C_v$	$20k\Omega$	$\infty$	$5k\Omega$	$\infty$	250 V

fig. 110. La capacité du condensateur de grille est de 50 pF et la résistance de fuite de la grille est de 50 k Ω; ce sont là les valeurs prescrites par le fabricant. La courbe I de la fig. 111 donne, pour la gamme d'ondes moyennes, l'intensité du courant de grille, mesurée dans des conditions normales, en fonction de la fréquence de l'oscillateur. Cette courbe coïncide assez bien avec la courbe calculée III représentée fig. 106.

Pour déterminer l'influence de la résistance en parallèle  $R_1$ , on remplaça celle-ci par une bobine de self S, et l'on ramena en même temps la tension d'alimentation à 108 V. On releva ainsi la courbe II de la fig. 111. De cette courbe on peut conclure que l'amortissement en parallèle du côté de l'anode n'est que peu influencée par  $R_1$  et qu'il est donc essentiellement déterminée par la résistance interne de la partie triode. Dans un autre montage, la résistance en parallèle  $R_1$  est reliée non pas directement à l'anode mais au noeud de L et de  $C_v$  ( $C_2$ ). On peut des lors prévoir ce qui en résultera, à savoir un accroissement de l'amortissement du côté de la grille, amortissement sur lequel l'influence sera la plus grande (voir courbe III) aux petites valeurs de  $C_v$  (2000 kc/s). En outre, pour ce genre d'alimentation, on a effectué des mesures après avoir interverti  $C_v$  et  $C_p$ . On obtient ainsi les courbes IV, V et VI. Au début, nous avons déjà mentionné que ce genre de montage impose des conditions très sévères à la pente efficace. Aussi la fig. 111 montre-t-elle que, par suite du décrochage de l'oscillateur, les trois dernières courbes mentionnées n'atteignent pas l'extrémité de la gamme de fréquences. Aussi le montage le plus indiqué est-il celui de la fig. 110, dont les variations sont représentées par la courbe I.

A la fréquence de 1000 c/s, l'oscillation est excessivement forte. Pour des appareils récepteurs simples, ceci n'a pas une très grande influence car, comme on le sait, cette oscillation n'influence pratiquement pas la pente de conversion du tube ECH 21. Pour de bons appareils, une trop forte oscillation est, en général, peu recommandable, car elle influence défavorablement le souffle et la distorsion.

Un moyen de limiter la trop forte oscillation aux fréquences basses (par exemple de 1000 kc/s), consisterait, d'après ce qui précède, à augmenter l'amortissement de l'anode. Ceci ne doit pas s'obtenir en réduisant tout simplement  $R_1$  car il en résulterait un accroissement de la tension d'anode. On peut cependant shunter  $C_p$  ( $C_1$ ) par une résistance d'amortissement  $R_3$  bloquée pour le courant continu. La courbe VII de la fig. 111 fut relevée avec un tel amortissement additionnel de 5000 Ω en parallèle avec  $C_p$ . Cette courbe montre nettement les résultats ainsi obtenables. Cet amortissement additionnel nécessite plus de matériel et présente en outre l'inconvénient d'influencer défavorablement la courbe padding (voir chapitre III B)

Dans le montage représenté fig. 110, pour la gamme d'ondes longues, la fréquence varie entre des limites plus étroites, à savoir entre environ 600 et 900 kc/s, car  $C_p$  a une autre valeur. Dans ce cas, l'influence de l'amortissement de la bobine sur la pente requise devient très faible. Nous ne reviendrons pas sur les divers détails et nous nous contenterons de donner

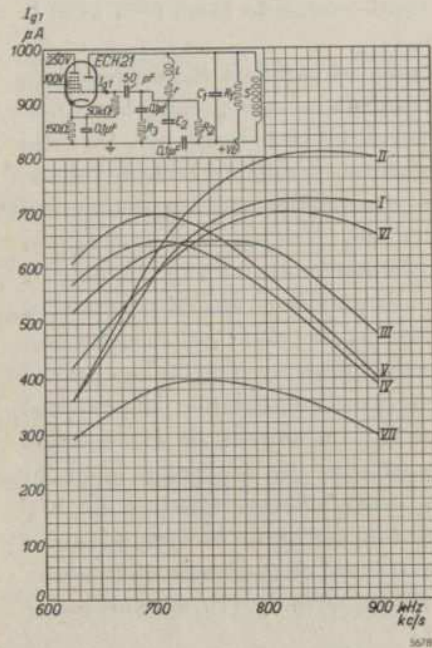


Fig. 112. Intensité du courant de grille en fonction de la fréquence dans la gamme d'ondes longues pour la partie triode du tube changeur de fréquence ECH 21.

Courbe	$C_1$	$C_2$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$S$	$V_b$
I	$C_p$	$C_v$	20 k $\Omega$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	250 V
II	$C_p$	$C_v$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	20 mH	108 V
III	$C_p$	$C_v$	$\infty$	20 k $\Omega$	$\infty$	$\infty$	250 V
IV	$C_v$	$C_p$	20 k $\Omega$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	250 V
V	$C_v$	$C_p$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	20 mH	108 V
VI	$C_v$	$C_p$	$\infty$	20 k $\Omega$	$\infty$	$\infty$	250 V
VII	$C_p$	$C_v$	20 k $\Omega$	$\infty$	16 k $\Omega$	$\infty$	250 V

noter encore que, dans la gamme d'ondes longues, tout le niveau de la tension d'oscillateur est plus élevé. Comme là aussi le rapport de réaction est déterminé par la valeur de  $C_v$  et  $C_p$ , le niveau ne peut être réduit que par un amortissement additionnel. Si l'on part du montage représenté

les caractéristiques du courant de grille obtenu à l'aide de ce montage (fig. 112). Il est remarquable que la forme qu'affecte la courbe I de la fig. 112 est précisément l'inverse de celle qu'elle épouse dans la gamme d'ondes moyennes; ceci est attribuable aux autres éléments du circuit. En outre, à 900 kc/s, la résistance interne  $R_i$  de la partie triode a une valeur élevée pour une grande tension d'oscillateur. Ceci est confirmé par le fait que l'alimentation par l'intermédiaire d'une bobine de self, ce qui supprime pratiquement l'amortissement d'anode, exerce un notable effet (courbe II). Par contre, lorsque la tension d'alimentation est appliquée à l'extrémité inférieure de  $L$ , ce qui provoque un accroissement de l'amortissement du côté de l'anode, l'oscillation diminue aux faibles valeurs de  $C_v$  (900 kc/s) et, aux grandes valeurs de  $C_v$ , par suite du plus faible amortissement anodique, l'oscillation augmente (courbe IV). L'inversion de  $C_v$  et de  $C_p$  provoque de nouveau le phénomène dont il a déjà été question: l'oscillateur décroche, mais pas aussi vite cette fois. Il y a lieu de

fig. 110, donc de la courbe I, on chercherait, pour le cas envisagé, la solution dans un amortissement de grille additionnel  $R_3$ , qu'il faudrait alors bloquer pour le courant continu. De cette manière on obtient, pour une résistance d'amortissement additionnelle de 16 k $\Omega$ , la courbe VII. Un amortissement plus grand encore assurerait évidemment un courant d'intensité encore plus faible.

De ce qui précède, nous pouvons tirer les conclusions suivantes:

Les conditions d'oscillation du montage Colpitts, dans leur forme générale, prouvent que ce montage convient comme oscillateur pour les tubes changeurs de fréquence à condition que la pente du tube oscillateur ne soit pas trop faible. Il est recommandable de connecter le condensateur d'accord du côté de la grille, et le condensateur padding, du côté de l'anode. Dans ce montage (fig. 110), le tube ECH 21 permet alors d'obtenir des tensions d'oscillateur suffisamment élevées. Pour certaines valeurs de la fréquence, la tension d'oscillateur est même trop élevée. Cependant, l'adjonction d'un amortissement additionnel permet alors de la ramener à un niveau plus bas. Comme ces amortissements sont différents, tant en ce qui concerne leur emplacement que leur grandeur, dans la gamme d'ondes moyennes et dans celle d'ondes longues, cette disposition nécessite beaucoup de matériel. Aussi en général, admettra-t-on l'assez grand accroissement de la tension d'oscillateur dans un sens ou dans l'autre.

Dans ces considérations, nous avons passé sous silence l'influence des capacités des tubes. Par suite du couplage serré entre le circuit et la grille, il est à prévoir que les variations de capacité exerceront un grand effet (glissement de fréquence). C'est pourquoi le montage Colpitts ne convient qu'aux appareils récepteurs bon marché.

### § 8. Montage Hartley

En remplaçant les capacités de circuit du montage Colpitts par des self-inductions et la self-induction par une capacité, on obtient le montage Hartley (fig. 113). La fig. 114 montre une autre forme de ce montage. La prise sur la bobine  $y$  est remplacée par une bobine de réaction séparée.

Ce dernier montage a déjà été mentionné au paragraphe 4b, partie A. La fonction de l'anode  $y$  était cependant assumée par un certain nombre d'électrodes positives. Dans ce montage, la pente  $S_k$  est la pente de la première grille par rapport au courant cathodique total. Le montage de la fig. 113 est particulièrement engageant pour les appareils simples, car il ne comporte pas de bobine de réaction spéciale. La condition d'oscillation est établie pour le cas où le circuit n'est amorti que par une résistance en parallèle (voir fig. 114).

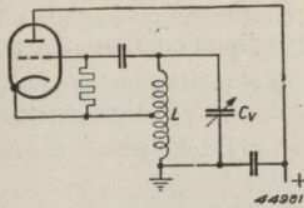


Fig. 113. Schéma de principe du montage Hartley.

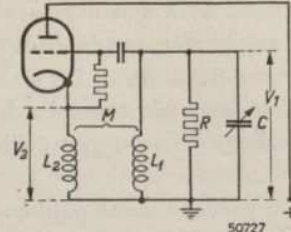


Fig. 114. Montage Hartley dans lequel la prise sur la bobine est remplacée par une bobine de réaction séparée.

Lorsque la tension aux bornes du circuit d'accord est  $V_1$ , la tension aux bornes de la bobine cathodique est :

$$V_2 = V_1 \frac{M}{L_1} \dots \dots \dots \text{(II B 42)}$$

Cette tension —  $V_2$  est celle qui, finalement, agit dans le circuit anodique. Du rapport des tensions de l'équation (II B 42), il résulte qu'à la résonance, l'impédance dans le circuit anodique est :

$$Z = R \left( \frac{M}{L_1} \right)^2 .$$

Pour la tension entre la cathode et la grille, on a :

$$V_g = (V_1 - V_2) = V_1 \left( 1 - \frac{M}{L_1} \right) \dots \dots \dots \text{(II B 43)}$$

Le facteur de réaction est donc :

$$t = \frac{V_g}{-V_2} = - \frac{1 - M/L_1}{M/L_1} \dots \dots \dots \text{(II B 44)}$$

La condition générale d'oscillation (II B 3) devient :

$$\frac{1 - M/L_1}{M/L_1} \cdot (M/L_1)^2 R \cdot S_{k \text{ eff}} = 1,$$

ou

$$(M/L_1 - M^2/L_1^2) R S_{k \text{ eff}} = 1 \dots \dots \dots \text{(II B 45)}$$

L'expression entre parenthèses est maximum pour  $M/L_1 = 1/2$ . Dans ce cas, l'équation (II B 45) devient :

$$\frac{1}{4} R S_{k \text{ eff}} = 1.$$

La même condition d'oscillation se trouve pour le montage à circuit anodique accordé, à bobine de réaction et à  $t = 1/4$ . Comparativement à ce dernier montage, le montage Hartley présente l'inconvénient que la réaction maximum est fortement limitée. En principe, dans le montage normal, le rapport  $M/L$  pourrait être porté à 1, c'est-à-dire que la pente efficace requise pourrait alors être quatre fois plus petite.

L'équation  $t \cdot S_{k \text{ eff}} R = 1$  montre que, pour une impédance de circuit  $R = 5 \text{ k} \Omega$ , un rapport  $M/L_1 = 1/2$  nécessiterait une pente  $S_{k \text{ eff}} = 0,8 \text{ mA/V}$ . Si nous admettons en outre que la tension d'oscillateur requise est de 4 V (valeur de crête) et qu'elle est égale à la tension de coupure du tube, la fig. 87 (caractéristique quadratique) donne  $S_{\text{eff}}/S_v = 0,2$ . Il en résulte que  $S_{ko} = 4 \text{ mA/V}$ . Ce montant est assez élevé; dans la plupart des tubes actuellement utilisés, cette pente n'est que de 3 mA/V environ.

En outre, le montage Hartley présente l'inconvénient que, par suite de la présence d'une tension H.F. entre la cathode et le filament, il faut s'attendre à des difficultés (voir aussi partie A, paragraphe 4b).

§ 9. Amortissements du tube et capacités en parallèle

Jusqu'à présent, nous sommes toujours partis d'une impédance d'anode  $Z$  et d'un facteur de réaction  $t$ , et ce n'est qu'incidemment que nous avons signalé que  $Z$  n'est pas uniquement déterminé par les éléments  $L$ ,  $C$  et  $R$ , mais aussi par les propriétés du tube. Il va de soi que, dans le cas d'un circuit anodique accordé, la résistance interne du tube influence l'amortissement en parallèle et que la capacité anode-cathode doit aussi être ajoutée à la capacité du circuit.

Dans le cas d'un circuit de grille accordé, il faut tenir compte d'un amortissement en parallèle additionnel qui est égal à la valeur de l'amortissement de grille ou égal à la résistance équivalente du montage en série du condensateur de grille et de l'amortissement de grille. La capacité équivalente de ce montage en série doit aussi être ajoutée à la capacité du circuit.

Dans le cas d'un circuit de grille accordé, les éléments branchés en parallèle avec la bobine de réaction, par exemple une résistance en parallèle ou la résistance interne  $R_i$  du tube, peuvent, après multiplication par  $(L_1/M)^2$  être considérés comme shuntant le circuit d'accord. Une capacité en parallèle, telle que  $C_a$  par exemple, peut, après multiplication par un facteur  $(M/L_1)^2$ , être ajoutée à la capacité totale du circuit.

Le facteur de réaction peut être influencé de la même manière que  $Z$ . C'est ainsi que le condensateur de grille  $C_r$  et la capacité d'entrée de grille  $C_{g1}$  par exemple constituent un diviseur de tension entre la grille et la cathode,

de sorte que la tension appliquée à la grille doit être multipliée par un facteur.

$$t' = \frac{C_r}{C_r + C_{g1}} \dots \dots \dots \text{(II B 46)}$$

Comme la grandeur admissible du condensateur de grille  $C_r$  est limitée par des phénomènes tels que la suroscillation et le glissement de fréquence, il est bon de maintenir  $C_{g1}$  aussi petit que possible pour que  $t'$  ne devienne pas trop faible. En effet, une trop grande division de tension provoquerait des difficultés dans la gamme d'ondes courtes.

Aux plus basses fréquences de la gamme d'ondes longues, il se produit une division de tension analogue par  $C_r$  et par la résistance équivalente à l'amortissement de grille. A 600 kc/s, l'impédance d'un condensateur de grille de 25 pF est d'environ 10 kΩ. Avec une impédance d'entrée de 17 kΩ (à ces fréquences, l'influence de la capacité d'entrée de grille est négligeable) la division de tension devient:

$$t' = \frac{17.000}{\sqrt{17.000^2 + 10.000^2}} = 0,85$$

Jusqu'à présent, pour nos diverses considérations, nous sommes partis de l'hypothèse que le circuit anodique est le siège d'un courant à fréquence fondamentale, donné par:

$$I_1 = S_{eff} V_g \dots \dots \dots \text{(II B 4)}$$

Ceci est rigoureusement exact dans le cas d'un circuit anodique court-circuité. Dans le cas d'une impédance externe, nous avons posé pour le calcul la condition que la résistance interne du tube est branchée en parallèle avec cette impédance (voir page 148); pour l'impédance totale, nous avons utilisé l'équation (II A 9). En principe, on suit le même raisonnement que pour une triode amplificatrice B.F. pour laquelle on compte, avec la même restriction, non pas avec la pente dite dynamique, mais avec la pente statique. Cette possibilité repose sur la formule suivante de la caractéristique du tube:

$$i_a = S v_g + \frac{v_a}{R_i} \dots \dots \dots \text{(II B 47)}$$

expression dans laquelle  $S v_g$  se reconnaît comme le courant de court-circuit qui est diminué d'un courant  $v_a/R_i$  par une branche en parallèle  $R_i$  ( $v_a$  est en opposition de phase avec  $i_a$ ). D'une manière analogue, nous écrivons:

$$I_1 = S_{eff} V_g + \frac{V_a}{R_{i\,eff}} \dots \dots \dots \text{(II B 48)}$$

Quelle valeur faut-il attribuer dans cette relation à  $R_{i\,eff}$ , la résistance effective?

Cette valeur peut se calculer approximativement de la manière suivante: L'équation qui donne la caractéristique du tube peut aussi s'écrire sous la forme:

$$i_a = S \left( v_g + \frac{v_a}{\mu} \right).$$

Si, pour faciliter le calcul, nous considérons uniquement des tensions alternatives, la tension alternative anodique peut s'écrire sous la forme:

$$v_a = \frac{v_g}{t}.$$

La valeur instantanée de  $i_a$  devient alors:

$$i_a = S \left( v_g + \frac{v_g}{\mu t} \right) = S v_g \left( 1 + \frac{1}{\mu t} \right) \dots \dots \dots \text{(II B 49)}$$

La réaction de la tension alternative anodique diminue donc en fait les variations de courant, car  $t$  est en effet négatif. En calculant, d'une manière analogue à celle qui a été utilisée précédemment, la composante fondamentale du courant anodique, on trouve:

$$I_1 = S_{eff} V_g \left( 1 + \frac{1}{\mu t} \right),$$

et, pour la forme fondamentale de la condition d'oscillation:

$$t S Z. \left( 1 + \frac{1}{\mu t} \right) = -1 \dots \dots \dots \text{(II B 50)}$$

Nous avons cependant négligé ainsi le fait suivant. Dans le montage à circuit anodique court-circuité, le courant ne circule que lorsque la tension de grille totale devient plus positive que la tension de blocage  $V_{g0}$ . Lorsqu'on insère une impédance anodique, pour cette valeur de la tension de grille, la valeur instantanée de la tension alternative anodique diffère de zéro. Ce moment ne doit en effet pas nécessairement coïncider avec un passage par zéro de  $V_g$ . Il en résulte que le courant anodique n'est plus nul, c'est-à-dire que le point de blocage s'est déplacé. En termes stricts, il ne suffit donc pas d'introduire dans le calcul le facteur  $(1 + 1/\mu t)$ , mais pour déterminer  $S_{eff}$  il faut compter avec une nouvelle valeur de  $V_{g0}$ . Cette dernière correction devient cependant très compliquée et en pratique, on



peut la négliger. Nous calculerons donc  $R_{i\text{eff}}$  à l'aide de l'avant dernière équation qui peut s'écrire sous la forme :

$$I_1 = S_{\text{eff}} \cdot V_g + S_{\text{eff}} \frac{V_a}{\mu}$$

D'après la définition de  $R_{i\text{eff}}$  (équation II B 48), il en résulte que :

$$R_{i\text{eff}} = \frac{\mu}{S_{\text{eff}}} = \frac{R_i S_o}{S_{\text{eff}}} \dots \dots \dots \text{(II B 51)}$$

Les courbes des fig. 85, 86 et 87 donnent, pour divers cas, la valeur du facteur  $S_{\text{eff}}/S_o$ . Pratiquement le facteur  $S_{\text{eff}}/S_o$  a souvent une valeur de 0,25 environ, de sorte que, par approximation, on peut dire que la résistance interne effective du tube oscillateur est environ quatre fois plus grande que sa résistance interne statique.

Diverses mesures de  $R_{i\text{eff}}$  prouvent en effet que l'équation (II B 51) est applicable dans une gamme assez étendue de tensions de l'oscillateur. Mais, aux grandes amplitudes, une difficulté se présente : le point de blocage subit un assez grand déplacement et les considérations émises ne sont plus applicables. Dans les conditions normales, pour les tubes oscillateurs considérés ici,  $R_{i\text{eff}}$  peut se déterminer, sans qu'il en résulte d'erreurs grossières, à l'aide de l'équation (II B 51).

L'équation (II B 50) donne souvent une idée plus exacte de l'oscillation que les équations établies précédemment, dans lesquelles il faut encore tenir

compte séparément de la résistance interne. C'est ainsi qu'elle montre immédiatement qu'une très grande impédance  $Z$  ne permet pas d'atteindre une très faible contre-réaction, car, à certain moment, l'expression entre parenthèses devient nulle. Il va de soi que  $Z$  ne peut jamais être plus grand que  $R_{i\text{eff}}$ . On peut donc dire aussi que le rapport de réaction  $t$  doit être grand par rapport à  $1/\mu$ .

Une seconde particularité importante pour le montage oscillateur est l'amortissement du circuit par le courant de grille. En ce qui concerne l'intensité du courant de grille, les montages représentés fig. 115a et 115b sont identiques, mais les amortissements que provoque ce cou-

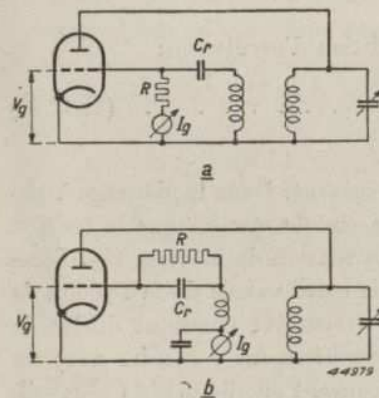


Fig. 115. Représentation de principe de deux montages oscillateurs différents. Dans le montage a, l'effet amortissant du courant de grille est égal au montage en parallèle de la résistance équivalente à l'amortissement  $R_{HF}$  du courant de grille avec la résistance de fuite  $R$ ; dans le montage b, cet effet est uniquement constitué par  $R_{HF}$ .

rant sont différents dans les deux cas. Il est d'usage d'exprimer les amortissements par une résistance équivalente  $R_{HF}$  qui provoque le même amortissement que le courant de grille. Dans le montage représenté fig. 115a, l'amortissement est égal au montage en parallèle de  $R_{HF}$  et de la résistance de fuite  $R$ . Par contre, dans la fig. 115b, cet amortissement est

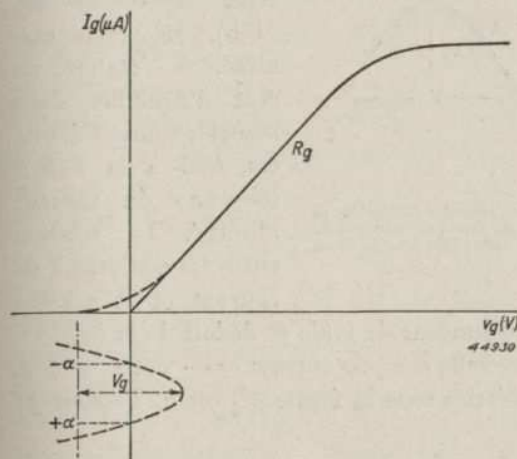


Fig. 116. Caractéristique du courant de grille d'une triode et variations de la tension alternative d'oscillateur à la grille en fonction du temps.

constitué uniquement par  $R_{HF}$ . Ce fait est expliqué en détail dans le chapitre V relatif à la détection diode. Cependant, dans le cas de la détection diode normale, on a affaire à de la détection dite de crête, alors que dans les oscillateurs il n'en est pas ainsi (voir paragraphe B 4 relatif aux tubes ECH 21 et DK 21). Pour éviter la sur-oscillation dans la gamme d'ondes courtes, la résistance de fuite des montages oscillateurs doit être choisie beaucoup plus faible que la résistance de fuite de la diode

détectrice. Aussi, l'intensité du courant sera-t-elle plus grande et la loi de variations du courant de grille ne sera pas exprimée, comme dans le chapitre

V, par la formule  $I_g = A \varepsilon \frac{v_a}{v_T}$  mais par une équation du premier degré. (Il s'agit toujours de tensions de quelques volts; on pourra négliger par exemple les tensions inférieures à 2 V.) La fig. 116 montre une caractéristique du courant de grille.

Dans la partie d'amorçage et dans la partie saturée, cette courbe est légèrement incurvée. Cette courbure peut être de grande importance pour les tubes-batteries. Cependant, pour les tensions d'oscillation normales, on ne commet pas d'erreur notable en écrivant pour la caractéristique du courant de grille :

$$i_g = \frac{v_g}{R_g} \dots \dots \dots \text{(II B 52)}$$

expression dans laquelle  $R_g$  est la résistance interne entre la grille et la cathode. Lorsqu'on applique à la grille, par l'intermédiaire du condensateur

de grille  $C_r$  et de la résistance de fuite  $R$  une tension alternative  $V_g \cos \omega t = V_g \cos x$ , le courant continu pulsatoire charge le condensateur de grille  $C_r$  jusqu'à une tension continue déterminée. D'autre part, le condensateur de grille se décharge sur la résistance  $R$  (tant dans le montage représenté

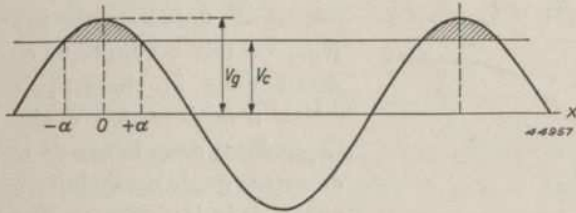


Fig. 117 Représentation de principe de la relation entre les fluctuations de l'intensité du courant et la tension continue  $V_c$  aux bornes du condensateur de grille. Du courant de grille ne circule que dans l'intervalle de temps  $-\alpha$  à  $+\alpha$ .

fig. 115a que dans celui représenté fig. 115b). De cette manière, il s'établit un état d'équilibre dans lequel le courant débité est égal à la valeur moyenne du courant absorbé. La relation entre les variations de courant et la tension continue  $V_c$  aux bornes du condensateur de grille se déduit de la fig. 117. Le courant circule pendant l'intervalle compris entre  $x = -\alpha$  et  $x = +\alpha$ . La tension continue  $V_c$  peut s'écrire sous la forme  $V_g \cos \alpha$ . Le courant débité est donc :

$$I_{g \text{ moyen}} = \frac{V_g \cos \alpha}{R} \dots \dots \dots \text{(II B 53)}$$

La valeur instantanée de la tension appliquée à la grille est :

$$v_g = V_g \cos x - V_g \cos \alpha$$

et celle du courant pendant chaque impulsion :

$$i_g = \frac{V_g \cos x - V_g \cos \alpha}{R_g} \dots \dots \dots \text{(II B 54)}$$

L'intensité moyenne du courant fourni à  $C_r$  est donc :

$$I_{g \text{ moyen}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\alpha}^{+\alpha} i_g dx = \frac{V_g}{2\pi R_g} \int_{-\alpha}^{+\alpha} (\cos x - \cos \alpha) dx = \frac{V_g}{2\pi R_g} (\sin x - x \cos \alpha) \Big|_{-\alpha}^{+\alpha} = \frac{V_g}{\pi R_g} (\sin \alpha - \alpha \cos \alpha) \dots \dots \dots \text{(II B 55)}$$

Des équations (II B 53) et (II B 55), il résulte que :

$$t_g \alpha - \alpha = \pi \frac{R_g}{R} \dots \dots \dots \text{(II B 56)}$$

Il résulte de cette équation que l'angle de courant  $\alpha$  est indépendant de la

grandeur de la tension alternative. Pour un rapport  $R_g/R$  donné,  $\alpha$  a une valeur déterminée et  $I_{g \text{ moyen}}$  est alors proportionnel à la tension alternative de grille  $V_g$ .

La fig. 118 donne la relation  $R/R_g$  et  $\cos \alpha$ , calculés suivant l'équation (II B 56). Si  $R$  et  $R_g$  sont connus,  $\cos \alpha$  peut se déduire directement de la fig. 118.  $I_{g \text{ moyen}}$  peut se calculer à l'aide de la formule (II B 53).

A titre d'exemple, la fig. 119 donne la relation entre la tension d'oscillation  $V_{osc}$  et l'intensité du courant  $I(g_T + g_3)$  dans la résistance de fuite, pour le tube ECH 21. La résistance de fuite de grille est de 50 kΩ et, comme la résistance de grille interne est de 500 Ω,  $\cos \alpha = 0,9$ . On voit que la relation entre  $I_{g \text{ moyen}} = I(g_T + g_3)$  et  $V_g (V_{osc})$  est effectivement linéaire. La charge provoquée par la grille peut être remplacée par une résistance  $R_{HF}$  qui absorbe autant de puissance alternative que la grille. Si l'onde fondamentale du courant de grille est  $I_{g1}$ , la puissance absorbée est :

$$P = \frac{I_{g1} \cdot V_g}{2}$$

La puissance alternative dans la résistance équivalente  $R_{HF}$  est :

$$P = \frac{V_g^2}{2 R_{HF}}$$

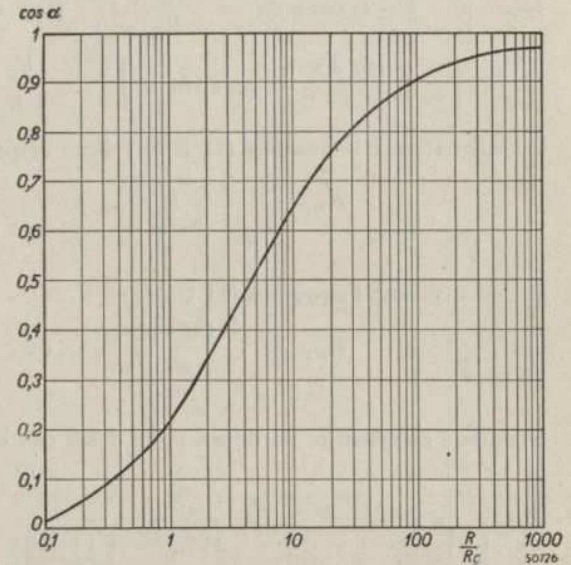


Fig. 118.  $\cos \alpha$  en fonction du rapport  $R/R_g$ ,  $R$  étant la résistance de fuite et  $R_g$  la résistance de grille interne de la triode oscillatrice.

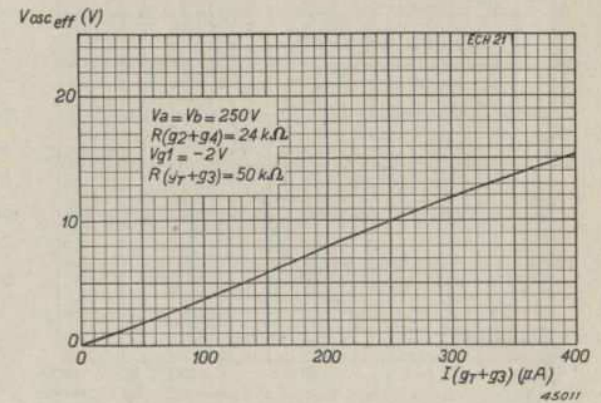


Fig. 119. Tension d'oscillateur en fonction de l'intensité du courant de grille d'oscillateur de la partie triode du tube ECH 21. Pour cette courbe,  $\cos \alpha = 0,9$ .

Donc: 
$$\frac{I_{g1} \cdot V_g}{2} = \frac{V_g^2}{2 R_{HF}} \text{ et}$$

$$R_{HF} = \frac{V_g}{I_{g1}} \dots \dots \dots \text{ (II B 57)}$$

Pour  $I_{g1}$ , on peut écrire, d'après Fourier:

$$I_{g1} = \frac{1}{\pi} \int_{-a}^{+a} i_g \cos x \, dx = \frac{V_g}{\pi R_g} \int_{-a}^{+a} (\cos^2 x - \cos x \cos a) \, dx =$$

$$\frac{V_g}{\pi R_g} \left[ \frac{x}{2} + \frac{\sin 2x}{4} - \cos a \sin x \right]_{-a}^{+a} = \frac{V_g}{\pi R_g} \left( a - \frac{\sin 2a}{2} \right) \text{ (II B 58)}$$

En substituant l'équation (II B 58) dans l'équation (II B 57) on obtient:

$$R_{HF} = \frac{\pi R_g}{a - \frac{\sin 2a}{2}} \dots \dots \dots \text{ (II B 59)}$$

ou, en utilisant l'équation (II B 54):

$$R_{HF} = \frac{R (\operatorname{tg} a - a)}{\sin 2a} \dots \dots \dots \text{ (II B 60)}$$

Etudions ce résultat en détail pour deux cas extrêmes:

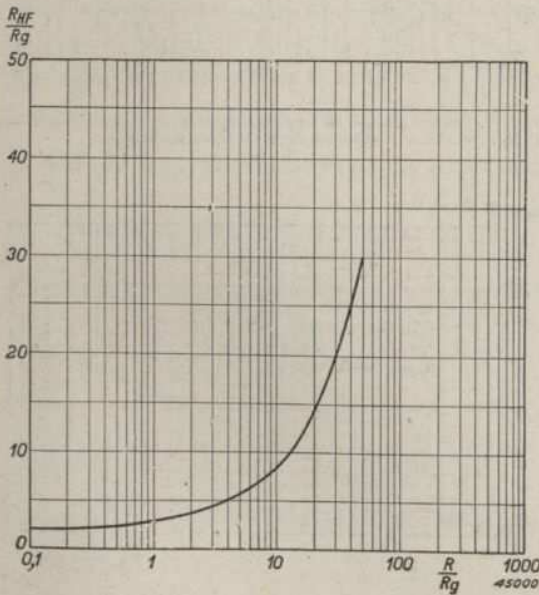


Fig. 120.  $\frac{R_{HF}}{R_g}$  en fonction de  $\frac{R}{R_g}$

a)  $R/R_g$  est très grand (détection de crête). Dans ce cas,  $\alpha$  est très petit. La limite de l'équation (II B 60) pour  $\alpha = 0$  est:  $R_{HF} = 0,5 R$ . Ce résultat s'obtient aussi dans le chapitre V relatif à la détection diode.

b)  $R = 0$ , limite d'un très faible  $R$ . Dans ce cas,  $\alpha = \pi/2$  et  $R_{HF} = 2 R_g$ . Ce résultat s'explique très facilement: le circuit est en effet chargé régulièrement pendant une demi-période par  $R_g$ .

Les équations (II B 59) et (II B 60) sont représentées graphiquement dans les fig. 120 et 121,  $\alpha$  étant remplacé, suivant l'équation (II B 56), par  $R/R_g$ .

A titre d'illustration, calculons l'amortissement provoqué par la grille pour certains cas particuliers:

a) La résistance de grille interne du tube ECH 21 est  $500 \, \Omega$ , et la résistance de fuite de grille indiqué pour ce tube est de  $50 \, \text{k} \, \Omega$ ;  $R/R_g$  est donc égal à 100. De la fig. 120 il résulte:  $R_{HF} = 0,6 \times 50 = 30 \, \text{k} \, \Omega$ .

b) Pour l'octode-batterie DK 21,  $R_g = 5 \, \text{k} \, \Omega$  et  $R = 35 \, \text{k} \, \Omega$ , donc  $R/R_g = 7$ . Dans ce cas,  $R_{HF} = 0,93 \times 35 = 32,5 \, \text{k} \, \Omega$ .

Pour confronter les résultats obtenus par le calcul avec ceux de la pratique, on effectua une série de mesures. On releva l'amortissement provoqué par la grille en fonction de la résistance de fuite de grille. L'amortissement fut calculé en mesurant la sélectivité d'un circuit accordé, shunté par la grille, avec une résistance interne de grille  $R_g$  respectivement de  $2300 \, \Omega$ , et de  $17 \, \text{k} \, \Omega$ . Les résultats sont représentés fig. 122.

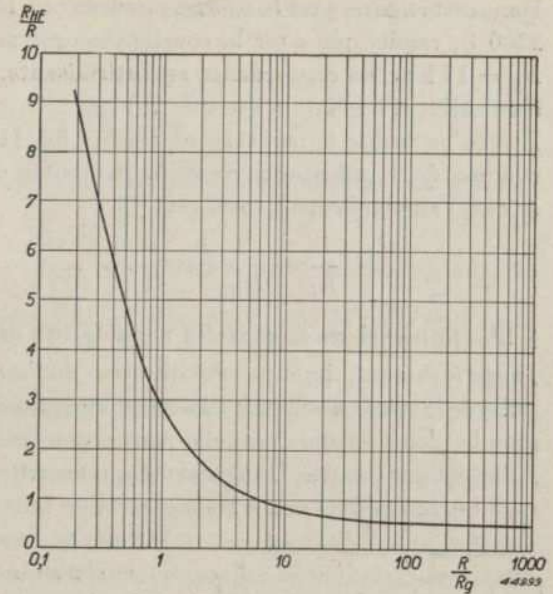


Fig. 121.  $\frac{R_{HF}}{R}$  en fonction de  $\frac{R}{R_g}$

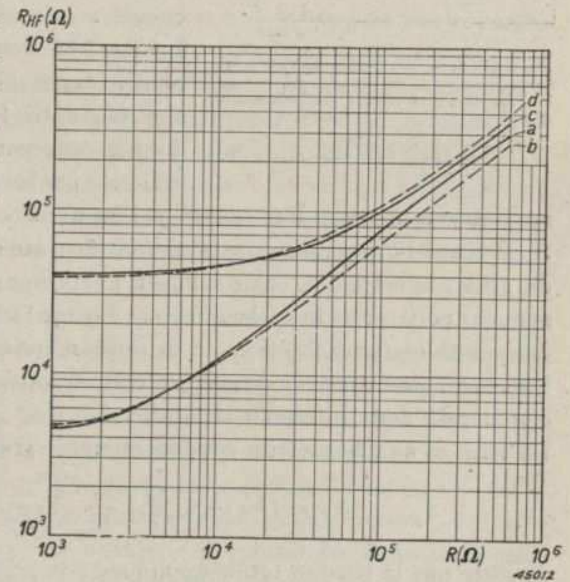


Fig. 122. Amortissement du courant de grille  $R_{HF}$  en fonction de la résistance de fuite de grille  $R$  pour une triode oscillatrice quelconque. a et b: courbe relevée, et courbe calculée pour  $R_g = 2300 \, \Omega$ ; c et d: courbe relevée et courbe calculée pour  $R_g = 17000 \, \Omega$ .

Dans cette figure, *a* est la courbe mesurée et *b* la courbe calculée pour  $R_g = 2300 \Omega$ , tandis que *c* est la courbe mesurée et *d* la courbe calculée pour  $R_g = 17 \text{ k} \Omega$ . La concordance est satisfaisante. Pour ces mesures, la tension alternative d'oscillation était de  $7 V_{eff}$ .

Lorsqu'on utilise le montage représenté fig. 115a, il faudrait encore tenir compte de la résistance de fuite  $R$  montée en parallèle avec  $R_{HF}$ . Dans ce cas, l'amortissement total est :

$$\frac{1}{R_t} = \frac{1}{R_{HF}} + \frac{1}{R} \dots \dots \dots \text{(II B 61)}$$

§ 10. Influence de la capacité anode-grille de la triode oscillatrice

Jusqu'à présent, il n'a pas été question de l'influence de la capacité anode-grille de la triode oscillatrice. Bien qu'en général, cette influence ne soit pas grande, dans certains cas, elle peut cependant avoir une valeur telle qu'il faille en tenir compte. Une capacité qui exerce un effet analogue sur le montage est la capacité entre les sommets de la bobine de l'oscillateur et de la

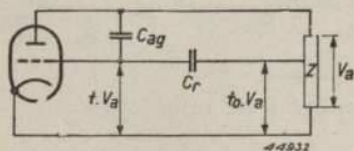


Fig. 123. Schéma de principe d'un tube oscillateur, dans lequel on tient compte de  $C_{ag}$ . Le rapport de réaction  $t$  est maintenant égal à :

$$= t_0 \frac{C_r}{C_r + C_{ag}} + \frac{C_{ag}}{C_r + C_{ag}}$$

bobine de couplage. Aussi considérerons-nous simultanément les deux capacités. On constate que l'influence de ces capacités n'est prépondérante que dans les montages à circuit anodique accordé.

La fig. 123 donne le schéma de principe pour le cas où l'on tient compte de la capacité  $C_{ag}$  entre les électrodes. En l'absence de  $C_{ag}$ , une partie de la tension anodique indiquée par le rapport des tensions  $t_0$ , serait

appliquée à la grille. Par contre, si l'on tient compte de cette capacité, on trouve, aux bornes du montage en série de cette capacité et du condensateur de grille, une tension égale à  $V_a - t_0 V_a$ . (Comme, en général,  $C_{ag}$  est extrêmement petit, cette branche affectera à peine l'impédance anodique.) Cependant, une certaine fraction de la tension précitée, restera appliquée aux bornes du condensateur de grille et cette fraction fait partie de la tension de commande dans le circuit de grille.

La tension aux bornes du condensateur de grille est :

$$V_c = (V_a - t_0 V_a) \frac{C_{ag}}{C_{ag} + C_r},$$

de sorte que la tension totale appliquée à la grille de commande devient :

$$V_g = t_0 V_a + V_c = t_0 V_a + V_a (1 - t_0) \frac{C_{ag}}{C_{ag} + C_r}$$

En tenant compte du fait que, dans ce qui précède, nous avons toujours écrit  $V_g = t V_a$ , nous obtenons pour  $t$  :

$$t = t_0 \frac{C_r}{C_r + C_{ag}} + \frac{C_{ag}}{C_r + C_{ag}} \dots \dots \dots \text{(II B 62)}$$

A la division de tension initiale  $t_0$ , il faut donc apporter deux corrections à savoir :

- 1) la multiplication par  $\frac{C_r}{C_r + C_{ag}}$ , ce qui doit être considéré comme une division de tension additionnelle sur le condensateur de grille et la capacité anodique ;
- 2) une perte de tension additionnelle aux bornes du condensateur de grille.

La valeur de  $t_0$  est majorée d'un montant positif; comme  $t$  et  $t_0$  sont tous deux négatifs, ceci revient à une réduction du rapport des tensions.

La première correction concorde entièrement avec les suites de la présence de la capacité d'entrée de la grille. En général, son influence sera assez faible. La seconde correction est plus importante. Elle sera d'autant plus grande que le  $t_0$  initial sera plus petit. Comme, conformément à ce que nous avons déjà mentionné,  $t_0$  doit être négatif et que le rapport des capacités ne peut être que positif, le dernier facteur de correction atténue la réaction. La valeur de  $t_0$  est minimum dans le cas d'un circuit anodique accordé, et en particulier dans la gamme d'ondes longues, car c'est précisément dans cette gamme qu'en général les impédances du circuit sont maxima.

Cependant, même dans ce cas,  $t_0$  peut atteindre des valeurs assez élevées, par exemple lorsque, dans des montages spéciaux, la tension obtenue aux bornes du condensateur padding est utilisée pour le couplage de réaction.

Déterminons d'abord la grandeur de l'influence de  $C_{ag}$  dans la triode du tube ECH 21. Cette capacité est de 1,1 pF. En supposant que la capacité du condensateur de grille est de 50 pF et que, pour la gamme d'ondes longues, le  $t_0$  d'un système de bobines est de 0,1, on trouve, d'après ce qui précède, pour la première correction, une réduction de  $t$  d'environ 3%. Cependant, la réduction provoquée par la seconde correction est de 22% et avec un condensateur de grille de 25 pF, la correction pourrait même être de 50%. Dans l'exemple considéré, la réduction du couplage de réaction n'entraîne pas de graves inconvénients. On peut en effet annihiler facilement cette réduction en partant d'un plus grand facteur  $t_0$ . Aussi n'avons-nous considéré cet exemple que pour illustrer un phénomène qui pourrait, sans cela, paraître assez confus. Ceci n'empêche cependant pas que l'on peut tirer, de

ce qui précède, une conclusion importante. Dans la gamme d'ondes courtes, pour réduire au minimum le glissement de fréquence, il importe de rendre aussi lâche que possible le couplage entre les électrodes du tube et le circuit oscillateur. Ce résultat peut s'obtenir en faisant en sorte que  $t_o$  soit très petit ou par l'utilisation d'un petit condensateur de grille. Cependant, ces deux moyens augmentent l'influence de  $C_{ag}$ . De plus, la couplage plus lâche nécessite une plus grande pente et, en général, une augmentation de la pente entraîne une augmentation de  $C_{ag}$ . Tout contribue donc à augmenter l'effet précité. De ce fait, il est donc important que les autres propriétés du tube permettent l'utilisation d'un grand condensateur de grille, de façon à maintenir l'effet de  $C_{ag}$  entre des limites pratiques.

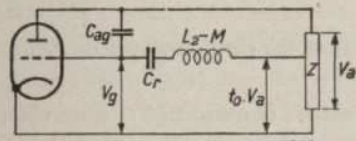


Fig. 124. Schéma analogue à celui de la fig. 123 dans lequel on tient aussi compte de la dispersion dans le jeu de bobines  $L_2-M$ . En combinaison avec  $C_{ag}$ , la self de dispersion renforce la réaction, surtout aux fréquences élevées.

Le sous-chapitre E traite cependant des inconvénients que peut présenter l'utilisation d'un grand condensateur de grille. Si la self-induction de dispersion joue un rôle dans le système de bobines de l'oscillateur (c'est-à-dire  $L_1 L_2 \neq M^2$ ), le montage représenté fig. 123 doit être complété de la manière montrée fig. 124. Outre la chute de tension

dans  $C_r$ , il se produit encore maintenant une chute de tension dans  $L_2-M$ . Cette dernière tension est en opposition de phase avec la tension précédemment trouvée et compensera donc l'influence de  $C_{ag}$ . A fréquence croissante, cette tension peut cependant devenir plus élevée que la tension aux bornes de  $C_r$ ; il se produit alors un renforcement du couplage à réaction. Ce renforcement provoque une augmentation de la tension d'oscillation dans la partie inférieure de la gamme d'ondes courtes; dans certains cas, cette augmentation peut être assez élevée.

Les corrections nécessaires de la valeur de  $t$  se trouvent de nouveau de manière très simple, lorsqu'on admet que l'intensité du courant dans la branche  $C_{ag}$  est uniquement déterminée par  $C_{ag}$ , ce qui, par suite de la faible valeur de  $C_{ag}$ , est pratiquement le cas. On peut alors écrire:

$$V_g = t_o \cdot V_a + (V_a - t_o \cdot V_a) \frac{\frac{1}{j\omega C_r} + j\omega(L_2 - M)}{1 - j\omega C_{ag}}$$

d'où il résulte que:

$$t = t_o \left\{ 1 - \frac{C_{ag}}{C_r} + \omega^2 C_{ag} (L_2 - M) \right\} + \frac{C_{ag}}{C_r} - \omega^2 C_{ag} (L_2 - M) \quad (\text{II B 63})$$

Comme nous l'avons déjà mentionné, la capacité entre le sommet des bobines exerce pratiquement le même effet que  $C_{ag}$ . Il y a cependant une différence, car il se produit maintenant une dérivation qui ne comporte pas le condensateur de grille  $C_r$  mais bien la self-induction de dispersion. La capacité de crête précitée ne provoque donc qu'un accroissement de la tension d'oscillation avec la fréquence.

La valeur du  $t$  corrigé se trouve en remplaçant dans la dernière équation  $C_r$  par  $\infty$ .

### § 11. Le courant continu de grille

La tension d'oscillation pourrait éventuellement se mesurer à l'aide d'un tube voltmètre. La mesure indirecte, à savoir la mesure de l'intensité du courant dans la résistance de fuite, présente cependant moins de difficultés. Au paragraphe II B 9, nous avons trouvé que cette tension est proportionnelle à la tension d'oscillation [équation (II B 53)] et que le facteur de proportionnalité dépend uniquement du rapport  $R/R_g$ . Pour un tube déterminé, à résistance interne de grille  $R_g$ , et avec une résistance de fuite de grille  $R$  ayant la valeur prescrite, le rapport courant continu de grille: tension d'oscillation est donc fixé. La courbe qui donne ce rapport (fig. 118) permet de déterminer facilement  $V_g$  à l'aide de  $I_{g \text{ moyen}}$ . Nous expliquerons ce fait à l'aide de quelques exemples.

- 1) Le tube ECH 21 a une résistance interne de grille  $R_g = 500 \Omega$  et la résistance de fuite prescrite  $R$  est de  $50 \text{ k}\Omega$ . Le rapport  $R/R_g$  est donc égal à 100. La fig. 118 donne dès lors:  $\cos \alpha = 0,9$ . Pour une tension d'oscillation efficace de  $10 V_{\text{eff}}$ , (valeur de crête 14 V), on trouve pour  $I_{g \text{ moyen}}$  la valeur  $\frac{14 \times 0,90}{50.000} \times 10 = 252 \mu\text{A}$ . La courbe de la tension d'oscillation du tube ECH 21 (fig. 119) donne, pour l'intensité moyenne du courant:  $250 \mu\text{A}$ . La tension négative de la grille de l'oscillateur est donc de:  $250 \times 50.000 \times 10^{-6} = 12,5 \text{ V}$ , de sorte que la tension d'oscillation pénètre de 1,5 V dans la zone des tensions de grille positives.
- 2) Pour l'octode-batterie DK 21, les circonstances sont autres. En effet,  $R_g = 5 \text{ k}\Omega$  et  $R = 35 \text{ k}\Omega$ , de sorte que  $R/R_g = 7$  et  $\cos \alpha = 0,59$ . Pour la même tension d'oscillation, on trouve maintenant,  $I_{g \text{ moyen}} = 235 \mu\text{A}$ , tandis que la courbe de la tension d'oscillation du tube DK 21 donne une intensité de  $237 \mu\text{A}$ . La tension de polarisation de la grille est de  $236 \times 35.000 \times 10^{-6} = 8,3 \text{ V}$ , de sorte que la tension d'oscillation pénètre maintenant de 5,7 V dans la zone des tensions de grille positives.

Bien que, dans les deux tubes, les courants de grille de l'oscillateur aient

approximativement la même intensité, ils diffèrent cependant notablement en ce qui concerne la modulation dans la zone des tensions de grille positives. Enfin, attirons encore l'attention sur deux cas extrêmes, à savoir :

a)  $R/R_g$  est grand, c'est-à-dire que  $R_g \approx 0$ . Dans ce cas, d'après l'équation (II B 56)  $t_g \alpha = \alpha$  et  $\alpha = 0$ . Ceci implique l'existence de détection de crête. Dans ce cas, l'équation (II B 53) devient :

$$I_{g \text{ moyen}} = \frac{V_g}{R}$$

b)  $R \approx 0$ ; dans ce cas,  $R_g/R$  est très grand, de sorte que  $t_g \alpha = R_g/R$  ou  $\alpha = \pi/2$ .

L'équation (II B 55) donne alors :

$$I_{g \text{ moyen}} = \frac{V_g}{\pi R_g}$$

( $V_g/\pi$  est la valeur moyenne du demi-sinus.)

## C. Montages assurant une tension d'oscillation constante

La pente de conversion optimum nécessite une amplitude déterminée de la tension auxiliaire (paragraphe II A 2). Il est vrai que cette amplitude n'est pas critique mais, pour la plupart des montages mentionnés au chapitre II B, dans la gamme d'ondes, la tension auxiliaire varie assez fortement, de sorte que la pente de conversion présentera aussi d'assez grandes différences. Pour obtenir une sensibilité constante et un bon rapport souffle: signal, il est recommandable de modifier les montages d'une manière telle que dans une gamme de longueurs d'onde la tension auxiliaire reste aussi constante que possible. Dans les paragraphes suivants, nous exposerons quelques moyens qui permettent d'obtenir ce résultat.

### § 1. Alimentation en parallèle du circuit anodique accordé

Pour faciliter l'exposé, nous avons admis au chapitre II B que le courant continu anodique circule aussi dans le circuit accordé. Cependant, comme on le sait, pour des raisons d'ordre pratique (la présence d'un condensateur padding monté en série avec la bobine, le danger d'une tension continue sur le condensateur variable, etc.), le tube est, en général, alimenté par l'intermédiaire d'une résistance. Le circuit est alors connecté à cette résistance par l'intermédiaire d'un condensateur. Si le condensateur de couplage est suffisamment grand, ce circuit peut être considéré comme un circuit shunté par la résistance d'alimentation et inséré directement dans le

conducteur anodique. Toutes les considérations émises jusqu'à présent sont basées sur cette hypothèse.

Déterminons d'abord les suites résultant d'une réduction du condensateur de couplage. Cet examen prouvera que le choix d'une grandeur déterminée de ce condensateur présente des avantages. Pour ces considérations, nous adapterons autant que possible le schéma de principe à la pratique

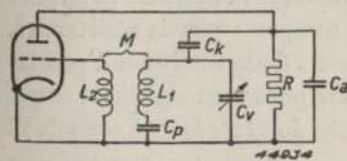


Fig. 125. Schéma de principe d'un oscillateur à alimentation en parallèle.  $C_k$  est le condensateur de couplage,  $R$  est la résistance d'alimentation et  $C_a$  la capacité d'anode du tube, y compris les capacités éventuelles du câblage.

et nous considérerons que le condensateur padding est monté en série avec la bobine d'accord  $L_1$  (fig. 125). Dans cette figure,  $C_k$  est le condensateur de couplage et  $R$  la résistance d'alimentation;  $C_a$  est la capacité de l'anode du

tube y compris la capacité du câblage. Provisoirement, nous ne tiendrons pas compte de la résistance inévitable de la bobine de self-induction  $L_1$ .

Dans le cas où  $C_k$  a une valeur très élevée, on peut considérer, dans le schéma, que cette capacité constitue un court-circuit. Dans ce cas, le circuit anodique comporte trois branches montées en parallèle, à savoir  $C_a$ ,  $R$  et la combinaison  $L_1-C_v-C_p$ . Par suite du couplage à réaction inductif, la grille se trouve sur une prise de la combinaison précitée. Désignons par  $t_0$

le rapport de la tension appliquée à la grille à celle obtenue aux bornes du circuit  $L_1-C_v-C_p$ . Dans le cas où  $C_k$  est court-circuité,  $t_0$  est le facteur de couplage que nous avons désigné, dans ce qui précède, par  $t$ . Cependant, si le condensateur de couplage  $C_k$  n'est pas si grand, qu'il puisse être considéré comme un court-circuit, le facteur de couplage total est égal à  $t_0$  multiplié par le rapport de la tension aux bornes du bras  $L_1-C_v-C_p$  à la tension anodique. Nous supposons ici que de petites variations dans la fréquence de l'oscillateur, dues à une variation de  $C_k$ , n'influencent pratiquement pas  $t_0$ . Comme la branche de gauche ne comporte pas de résistances,

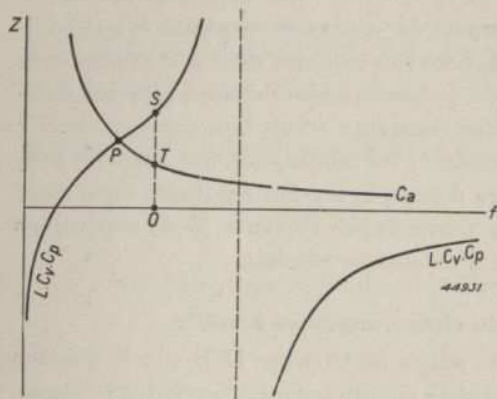


Fig. 126. Représentation graphique de la réactance de  $L_1-C_v-C_p$  du montage représenté fig. 125 en fonction de la fréquence et de la réactance de  $C_a$  portée en sens opposé.

Le point d'intersection des deux courbes donne la fréquence pour laquelle les deux branches de courant  $L_1-C_v-C_p$  et  $C_a$  sont égales.

La forme de la courbe  $L_1-C_v-C_p$  se trouve, par approximation à l'aide des points suivants:

Aux fréquences très élevées, l'impédance de  $L_1-C_v-C_p$  est égale à celle de  $C_p$ ; à la fréquence de résonance du circuit, l'impédance est infiniment grande. Aux très basses fréquences, l'impédance est essentiellement égale à celle de  $C_p$ . Le point d'intersection de la courbe ainsi déterminée avec l'axe des zéros représente la fréquence de résonance du montage en série  $L_1-C_p$ .

tant  $t$  que  $t_0$  sont des nombres réels. Il résulte alors de la condition d'oscillation (II B 3) que l'impédance anodique doit être purement ohmique, ce qui implique que la réactance de la branche de gauche doit être égale à celle de la dérivation de droite.

Cette fois, nous n'exprimerons pas cet équilibre par une équation mais, pour nous former une idée exacte du problème, nous continuerons le raisonnement à l'aide de la courbe de fréquence.

La fig. 126 donne la réactance de la dérivation  $L_1-C_v-C_p$  en fonction de la fréquence. En outre, on y a tracé en sens opposé, la réactance de  $C_a$ . Si  $C_k$  est très grand, l'état d'équilibre est donné par le point d'intersection  $P$  des deux courbes. Le montage oscillera donc à la fréquence correspondant à ce

point. Comme  $C_a$  est une capacité, la dérivation  $L_1-C_v-C_p$  affecte alors le caractère d'une self-induction. Or, si  $C_k$  a une valeur telle que son influence devient appréciable, la réactance de la dérivation de gauche devient  $1/\omega C_k$  fois plus petite. L'équilibre précité entre les deux dérivation doit cependant subsister. Ceci est possible lorsque l'oscillateur se règle à une fréquence élevée. La réactance représentée par le point  $S$ , diminuée du montant  $ST = 1/\omega C_k$  doit alors de nouveau être égale à la réactance de  $C_a$  donnée par le point  $T$ . De cette manière on voit que, lorsque  $C_k$  diminue, donc lorsque la distance  $ST$  augmente, il existe des réglages qui se rapprochent de plus en plus de la fréquence propre de la dérivation  $L_1-C_v-C_p$ . Dans la fig. 126, la fréquence propre est tracée en pointillés. La fig. 126 permet aussi de lire directement le rapport de la tension anodique à celle obtenue aux bornes de la dérivation  $L_1-C_v-C_p$ . Ce rapport est en effet égal à  $OT/OS$ . Or, on constate qu'à valeur décroissante de  $C_k$  la tension aux bornes de la dérivation  $L_1-C_v-C_p$  devient en effet plus grande que la tension anodique, ce qui implique aussi que le couplage de réaction  $\frac{L_1}{S_{eff}MR}$

est plus fort. Théoriquement, on pourrait donc obtenir, par une diminution suffisante de  $C_k$ , un couplage infiniment serré; dans ce cas, la courbe de la tension d'oscillation en fonction de  $C_k$ , affecterait alors la forme représentée en pointillés fig. 127. Cependant, il va de soi, que d'autres facteurs interviennent et qu'en pratique on n'obtiendra jamais un

couplage infiniment serré. Le point  $S$  ne pourra jamais, comme le représente la fig. 126, se trouver à l'infini au-dessus de l'axe des zéros, car dès que la fréquence de l'oscillateur se rapproche de la fréquence propre de la dérivation  $L_1-C_v-C_p$ , les pertes de ce circuit, dont il n'a pas été question ici, feront en sorte que le caractère des deux dérivation ne soit plus purement réactif.

Tout d'abord, à mesure que la dérivation  $L_1-C_v-C_p$  acquiert le caractère

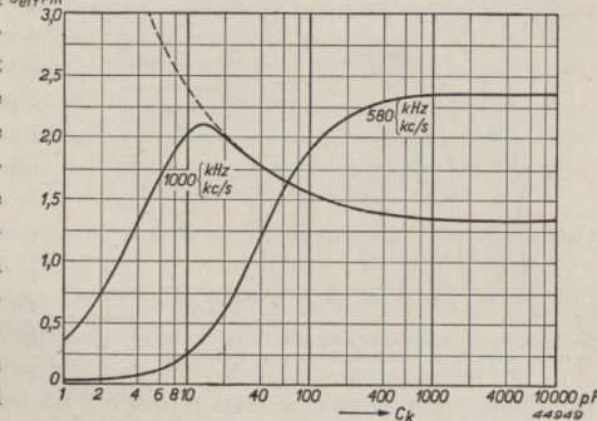


Fig. 127. Le facteur  $\frac{L_1}{S_{eff}MR}$ , qui constitue une mesure de la tension d'oscillateur, en fonction de  $C_k$ , calculé pour deux valeurs de la fréquence d'oscillateur.

d'une résistance, la tension aux bornes de  $L_1-C_v-C_p$  diminue par rapport à celle de l'anode. Dans le cas du montage en série d'une résistance pure et d'une capacité  $C_k$ , ce rapport doit même être inférieur à 1. Au-delà d'une limite déterminée, donc dans le cas d'un  $C_k$  décroissant, l'intensité du couplage diminuera même de nouveau.

En second lieu, le rapport de la tension anodique à celle obtenue aux bornes de la dérivation  $L_1-C_v-C_p$  ne sera plus réel dès que la dérivation de gauche de la fig. 125 comportera, une résistance ohmique. De ce fait, le facteur de couplage total devient complexe lui aussi. Cependant, dans ce cas, la condition d'oscillation nécessite aussi une impédance anodique complexe. Ceci est possible lorsque la fréquence se règle à une valeur telle que les réactances de la dérivation de gauche et de la dérivation de droite ne s'équilibrent plus, ce qui implique qu'il subsiste pour la dernière dérivation une réactance

montée en parallèle.

L'impédance totale est nécessairement plus petite que la valeur initiale  $R$ , de sorte que, pour cette raison aussi, la tension d'oscillation diminuera.

Par suite de ces deux effets, la courbe qui donne la tension d'oscillation en fonction de  $C_k$ , affecte, pour 1000 kc/s, la forme représentée en traits pleins fig. 127\*. Ceci prouve que si la valeur de  $C_k$  n'est pas

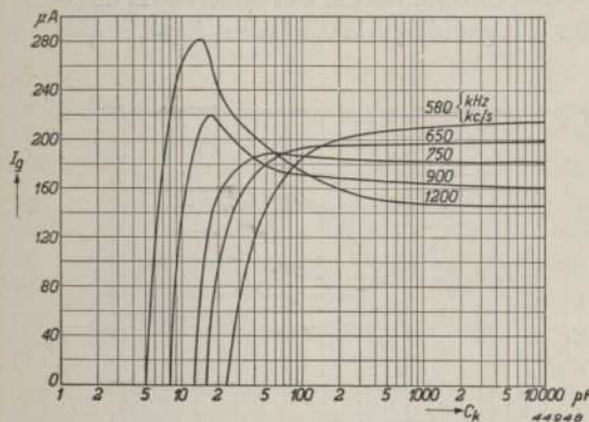


Fig. 128. Intensité du courant de grille  $I_g$  de l'oscillateur en fonction de  $C_k$  pour diverses valeurs de la fréquence d'oscillateur.

très élevée, la tension d'oscillation peut différer notablement de la valeur calculée à l'aide de la formule (II B 31).

A titre d'illustration, nous reproduirons encore quelques résultats de mesures pratiques. Dans un circuit oscillateur, muni d'un tube ECH 21, avec

\* La grandeur  $\frac{L_1}{S_{eff} MR}$  qui est portée en abscisses, est obtenue de la façon suivante. Tant que  $C_k$  est très grand, le montage correspond au schéma représenté fig. 97, dans lequel  $r_i = 0$ . On a alors :

$$S_{eff} = -\frac{L_1 C_p}{MR C_p + C_v} \quad \text{ou} \quad -\frac{L_1}{S_{eff} MR} = 1 + \frac{C_v}{C_p}$$

Comme, pour un système déterminé de bobines,  $L_1/MR$  est pratiquement constant et  $1/S_{eff}$  à peu près proportionnel à la tension d'oscillateur (voir II B §§ 2 et 3), le facteur  $\frac{L_1}{S_{eff} MR}$  peut être considéré comme une mesure de la tension d'oscillateur. Si  $C_k$  a une valeur telle que son influence sur le montage soit perceptible, dans le cas d'un grand  $C_v$  ( $f$  petit, par exemple 580 kc/s) la valeur de  $\frac{L_1}{S_{eff} MR}$  diminuera fortement lorsque  $C_k$  est petit, tandis que, pour une plus petite valeur de  $C_v$  (par exemple  $f = 1000$  kc/s) on obtient le minimum caractéristique dans la tension d'oscillateur.

circuit anodique accordé, on relève, pour diverses fréquences, l'intensité du courant de grille en fonction de la capacité du condensateur de couplage. Pendant ces mesures, pour chaque courbe, la fréquence d'oscillation fut maintenue constante par de légères variations de  $C_p$ . La fig. 128 donne les courbes relevées dans la gamme d'ondes longues pour un certain nombre de fréquences. Tant que  $C_k$  est plus grand que 400 pF, la tension d'oscillation n'est pratiquement pas influencée par  $C_k$ . Dans les courbes pour 1200 et pour 900 kc/s, l'effet précité se manifeste nettement lorsque  $C_k$  est inférieur à 400 pF. Aux fréquences plus basses, il ne se produit pas d'accroissement de la tension d'oscillation; au contraire, cette tension diminue avec  $C_k$ . On constate qu'à de plus basses fréquences, l'amortissement du circuit  $L_1-C_v-C_p$  exerce immédiatement une assez grande influence.

Dans la gamme d'ondes moyennes, la courbe de la tension d'oscillation affecte une forme plus ou moins analogue. On n'y retrouve cependant pas la pointe caractéristique des diverses courbes.

Le résultat de ces mesures est que dans la gamme d'ondes longues on trouve une valeur de  $C_k$  (dans ce cas environ 100 pF), pour laquelle la tension d'oscillation est pratiquement indépendante de la longueur d'onde. Dans le cas décrit, pour la gamme d'ondes moyennes, un  $C_k$  de même valeur exerce encore une très faible influence, de sorte que, dans cette gamme, il faut utiliser la forme déterminée précédemment (paragraphe B 5). Il en résulte qu'un choix efficace de  $C_k$  permet de tirer parti de l'effet précité.

## § 2. Influence d'une résistance, insérée entre la grille et le circuit dans la gamme d'ondes courtes

Une résistance insérée dans le conducteur de grille a aussi comme but de maintenir constante la tension d'oscillation dans la gamme d'ondes courtes. Comme on le sait, dans cette gamme, la tension augmente rapidement avec la fréquence. Ceci résulte de la variation beaucoup plus forte de l'impédance du circuit oscillateur. Cette variation est si grande qu'il serait difficile de la compenser par un plus grand amortissement obtenu artificiellement, monté en parallèle avec le circuit oscillateur. En outre, aux fréquences élevées, l'influence de l'effet de  $C_{ag}$  et de la dispersion des bobines n'est plus négligeable.

Il est donc logique que l'on cherche des moyens pour maintenir la tension d'oscillation entre des limites plus étroites, sans qu'il en résulte dans cette gamme une diminution de la tension aux plus basses fréquences; en effet à ces fréquences (6 Mc/s environ), la situation ne permet pas une grande diminution. Or, lorsqu'on insère une résistance dans le conducteur de grille de l'oscillateur, il se produit un amortissement additionnel du circuit



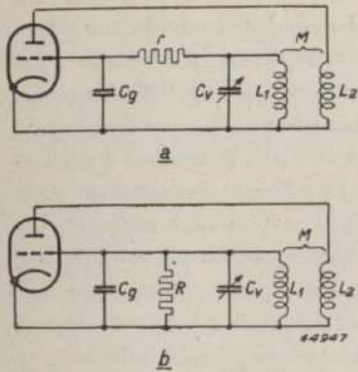


Fig. 129a. Schéma de principe d'un montage oscillateur comportant une résistance en série dans le conducteur d'alimentation de grille.  
b. Schéma équivalent de la fig. 129a. Le montage en série de  $r$  et de  $C_g$  est remplacé par le montage en série de  $R$  et de  $C_g$ .

$$R = r \left( 1 + \frac{1}{r^2 \omega^2 C_g^2} \right) \dots \dots \dots \text{(I A 28)}$$

Dans ce cas, les grandeurs sont dimensionnées de manière que 1 soit négligeable par rapport à la fraction suivante, de sorte que :

$$R = \frac{1}{r \omega^2 C_g^2} \dots \dots \dots \text{(II C 1)}$$

Le circuit est donc amorti par une résistance en parallèle inversement proportionnelle à  $\omega^2$ . L'accroissement de l'impédance du circuit avec la fréquence peut donc, être plus ou moins compensé. Si nous utilisons pour la gamme d'ondes courtes un circuit d'accord, dont l'impédance varie, dans cette gamme, entre 5 et 15 k $\Omega$ , il faudrait, à l'extrémité de la gamme de longueurs d'ondes, monter un amortissement d'environ 10 k $\Omega$  en parallèle pour ramener l'impédance totale à 5 k $\Omega$ . Lorsqu'on fait en sorte qu'aux fréquences les plus élevées,  $R$  ait la valeur précitée, à l'autre extrémité de la gamme longueur d'ondes, pour une fréquence trois fois plus basse,  $R$  sera 9 fois plus grand, donc égal à 90 k $\Omega$ . Cet amortissement n'exerce pratiquement aucune influence sur l'impédance du circuit, qui est donc alors aussi de 5 k $\Omega$ .

L'équation (II C 1) permet de calculer la grandeur que doit avoir  $r$  pour obtenir l'effet désiré. A la longueur d'onde de 15m,  $\omega$  est de l'ordre de gran-

\* La fig. 129 représente le cas d'un circuit de grille accordé, shunté par le montage en série de  $r$  et  $C_g$ . Dans le cas d'un circuit anodique accordé, cette combinaison peut être rapportée au circuit anodique de la manière spécifiée au chapitre II B, paragraphe 9.

oscillant qui croît plus rapidement avec la fréquence. Dans la fig. 129a \*,  $r$  est la résistance additionnelle spéciale et  $C_g$  la capacité grille-cathode (éventuellement la capacité du câblage inclus). Le circuit est donc chargé par le montage en série de  $r$  et de  $C_g$ . Ce montage peut être remplacé par un montage équivalent (fig. 129b). En pratique, on choisira évidemment la résistance  $r$  de manière qu'elle soit petite par rapport à l'impédance de  $C_g$ . Dans le montage parallèle équivalent, cette capacité aura alors approximativement la même grandeur.

La résistance équivalente  $R$  est donnée par l'équation précédemment établie :

deur de 10<sup>8</sup>. La capacité de grille, y compris la capacité éventuelle du câblage, peut être estimée à 10 pF environ. Si  $R = 10^4 \Omega$ , la résistance en série nécessaire est :

$$r = \frac{1}{R \omega^2 C_g^2} = \frac{1}{10^4 \times 10^{16} \times 10^{-22}} = 100 \text{ ohms.}$$

Lorsque la résistance insérée dans le conducteur de grille a cette valeur, on peut donc s'attendre à ce que la tension d'oscillation ait la même valeur aux deux extrémités de la gamme de longueurs d'onde. La compensation (trop faible ou trop forte) au milieu de la gamme de longueurs d'onde dépend des variations initiales de la tension d'oscillation. En général, dans cette partie de la gamme de longueurs d'onde, la compensation ne sera pas parfaite mais, dans l'ensemble, les variations de la tension sont notablement améliorées.

§ 3. Montage pour engendrer une tension d'oscillation constante dans la gammes d'ondes moyennes et dans la gamme d'ondes longues

Au paragraphe B 6, nous avons établi que, dans le montage oscillateur avec couplage inductif et dans lequel le condensateur padding est monté en série avec la bobine d'accord, la pente requise était maximum aux plus grandes

valeurs du condensateur d'accord [équation (II B 29)]. D'autre part, on sait que, dans le montage Colpitts, la pente requise est maximum aux plus petites valeurs du condensateur d'accord.

Les deux montages présentent un inconvénient : la tension d'oscillation varie notablement dans la gamme de longueurs d'onde. Il est donc logique de combiner les deux montages, ce qui donne le schéma représenté fig. 130a. Dans ce montage, la bobine de réaction n'est plus reliée au châssis mais au condensateur padding. Dans le cas d'un condensateur  $C_v$  de faible capacité, le couplage inductif est prédominant ; par contre, lorsque la capacité du condensateur est grande, le couplage capacitif est le plus important. Dans ce cas, la pente

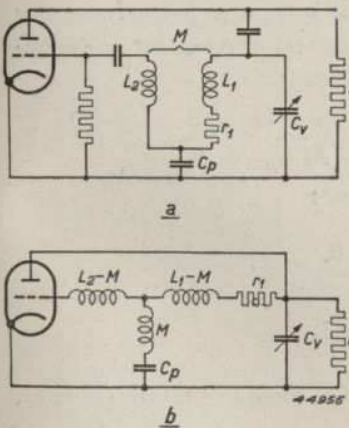


Fig. 130a. Montage pour engendrer une tension d'oscillateur constante dans la gamme d'ondes moyennes et dans celle d'ondes longues.  
b. Schéma équivalent.

requise sera assez constante dans toute la gamme de longueurs d'onde et la tension d'oscillation obtenue sera plus ou moins constante. Ceci résulte aussi de la condition d'oscillation qui se déduit très facilement du schéma équivalent (fig. 130b.)

La condition d'oscillation est :

$$S_{eff} = -\frac{1}{tZ} \dots \dots \dots \text{(II B 3)}$$

De la fig. 130b, il résulte :

$$\frac{1}{t} = \frac{V_a}{V_g} = \frac{j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}}{j\omega M + \frac{1}{j\omega C_p}} \dots \dots \dots \text{(II C 2)}$$

et

$$\frac{1}{Z} = \frac{\left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}\right) (1 + R j\omega C_v) + R}{\left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}\right) R} \dots \text{(II C 3)}$$

En substituant dans la condition d'oscillation (II B 3) les valeurs de *t* et de *Z*, on obtient :

$$S_{eff} = -\frac{\left\{ \left(j\omega L_1 + r_1 + \frac{1}{j\omega C_p}\right) \left(\frac{1}{R} + j\omega C_v\right) + 1 \right\} j\omega C_p}{1 - \omega^2 M C_p} \dots \dots \text{(II C 4)}$$

Nous admettons que ni le temps de transit dans le tube, ni le condensateur de grille et la résistance de fuite dans le montage ne provoquent de déphasage, de sorte que la pente requise est réelle. Donc :

$$S_{eff} = \frac{\omega^2 r_1 C_v C_p}{1 - \omega^2 M C_p} + \frac{\omega^2 L_1 C_p - 1}{1 - \omega^2 M C_p} \times \frac{1}{R} \dots \text{(II C 5)}$$

La partie imaginaire doit être égale à zéro, donc :

$$1 + \frac{r_1}{R} - \omega^2 L_1 C_v + \frac{C_v}{C_p} = 0.$$

Comme  $\frac{r_1}{R} \ll 1$ , nous avons :  $\omega^2 L_1 \frac{C_v C_p}{C_p + C_v} = 1$ .

En introduisant cette équation pour la pulsation dans l'équation (II C 5), on obtient l'équation finale :

$$S_{eff} = \left\{ \frac{C_p}{C_v} \right\} \frac{1}{\left(1 - \frac{M}{L_1} - \frac{M C_p}{L_1 C_v}\right) R} + \frac{\frac{r_1}{L_1} C_p \left(1 + \frac{C_p}{C_v}\right)}{\left(1 - \frac{M}{L_1} - \frac{M C_p}{L_1 C_v}\right) \left(\frac{C_p}{C_v}\right)} \dots \dots \text{(II C 6)}$$

Cette équation permet de déterminer directement *S<sub>eff</sub>* en fonction de *C<sub>p</sub>/C<sub>v</sub>*, pour autant que les valeurs de *r<sub>1</sub>/L<sub>1</sub>*, *C<sub>p</sub>* et *R* soient connues. Pour cette détermination, il faut tenir compte que le couplage *M/L<sub>1</sub>* a une valeur

négative. Pour  $r_1/L_1 = 3 \times 10^5$ ,  $R = 20\ 000 \ \Omega$  et  $C_p = 600 \text{ pF}$  (gamme d'ondes moyennes). La courbe I donne la pente effective requise pour le montage Colpitts, dans lequel la bobine de réaction est donc supprimée. Cette courbe montre nettement que, dans le cas d'un condensateur de faible capacité ( $C_v = 40 \text{ pF}$ ), la pente requise est environ 2,5 fois plus grande que dans le cas où  $C = 500 \text{ pF}$ . La courbe II donne la pente requise dans le cas d'un couplage purement inductif, dans lequel la bobine de réaction n'est donc pas connectée au condensateur padding, mais directement au châssis. Le couplage  $M/L_1$  est de  $-0,2$ . La pente requise fut calculée à l'aide de la formule :

$$S_{eff} = -\frac{L_1}{M} \left( \frac{r_1}{L_1} C_v + \frac{C_p}{C_p + C_v} \frac{1}{R} \right) \dots \dots \dots \text{(II B 27)}$$

A titre d'exemple de couplages combinés, on a tracé dans la figure les courbes III et IV. La courbe III est valable pour un faible couplage inductif, à savoir  $M/L_1 = -0,1$ .

Cependant, l'influence de ce couplage est déjà appréciable. En effet, pour  $C_v = 40 \text{ pF}$ , la pente requise est 2,5 fois plus petite que dans le cas de la courbe I.

D'autre part, pour  $C_v = 500 \text{ pF}$ , le couplage capacitif est nettement perceptible, car la pente requise est à peu près trois fois plus petite qu'avec le couplage inductif  $M/L_1 = -0,2$ . Dans toute la gamme de longueurs d'onde, la pente requise est plus ou moins constante. Dans le cas d'un couplage inductif plus serré (courbe IV  $M/L_1 = -0,2$ ), aux faibles capacités du condensateur d'accord, la pente requise sera plus petite encore, tandis que, pour une grande capacité du condensateur d'accord, la pente requise ne diminue pratiquement plus. Si l'on rendait le couplage inductif plus serré encore (par exemple  $M/L_1 = -0,3$ ), aux faibles capacités du condensateur d'accord, la tension d'oscillation deviendrait trop grande et dépasserait notablement la valeur obtenue.

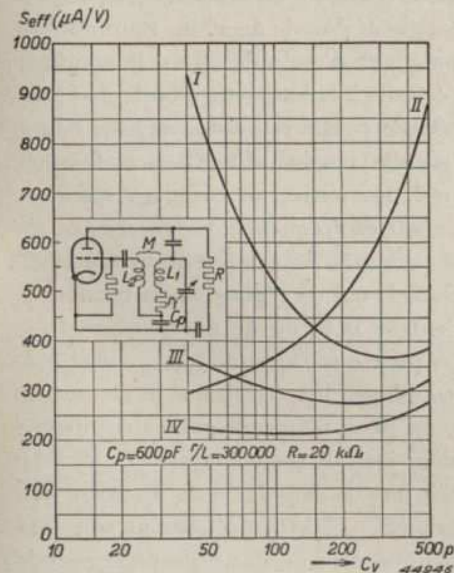


Fig. 131. *S<sub>eff</sub>* en fonction de *C<sub>v</sub>* pour un montage oscillateur à alimentation en parallèle avec  $r_1/L_1 = 3.10^5$ ,  $R = 20 \text{ k } \Omega$  et  $C_p = 600 \text{ pF}$ .  
 Courbe I: pour un montage Colpitts pur  
 Courbe II: pour un couplage à réaction inductif pur.  
 Courbe III: pour un couplage mixte avec un faible couplage inductif ( $M/L_1 = -0,1$ )  
 Courbe IV: pour un couplage mixte avec un couplage inductif  $M/L_1 = -0,2$

nue pour de grandes capacités du condensateur d'accord. Les résultats seraient alors plus médiocres, de sorte que cette solution n'est pas recommandable. Les résultats des calculs exposés ci-dessus ont été confirmés par des mesures effectuées sur ce montage. Ce montage peut souvent fournir une solution dans les cas où l'on remplace un tube oscillateur à forte pente par un tube à pente moins forte. Pour de grandes capacités du condensateur d'accord, la tension d'oscillation pourrait alors devenir trop faible. Dans de tels cas, on peut tourner les difficultés en connectant la bobine de réaction au condensateur padding. Sans de profondes modifications du système de bobines, on obtient alors, malgré tout, la tension d'oscillation requise.

#### § 4. Montage pour une tension d'oscillation constante dans la gamme d'ondes courtes

Dans la gamme d'ondes courtes, le couplage à réaction inductif et l'alimentation en parallèle fournissent une tension d'oscillation dont la grandeur varie encore fortement avec la longueur d'onde.

Le paragraphe D 10 de ce chapitre, qui traite ce montage en détail, prouve que, pour une longueur d'onde de 15 m, la tension d'oscillation est à peu près égale au double de celle obtenue à la longueur d'onde de 50 m. Pour obtenir la tension d'oscillation requise à la longueur d'onde de 50 m, le couplage doit être assez serré ( $t = -0,5$ ). De ce fait, à la longueur d'onde de 15 m, la tension d'oscillation dépasse notablement celle requise pour une bonne amplification de conversion. Cette grande tension d'oscillation favorise cependant le rayonnement de l'appareil. En outre, un couplage serré est désavantageux du point de vue glissement de fréquence. Ce glissement est en effet le plus dangereux aux faibles capacités du condensateur d'accord, donc à la longueur d'onde de 15 m. Dans le cas de réglage de la tension de polarisation négative de la grille d'entrée H.F. ou de fluctuations de la tension du secteur, le glissement de fréquence est approximativement proportionnel au carré du facteur de couplage. En réduisant le facteur de couplage de  $t = -0,5$  à  $t = -0,25$ , on peut réduire le glissement de fréquence jusqu'à environ 1/4 de sa valeur initiale (voir chapitre II H, § 1). Pour la gamme d'ondes courtes, il serait bon de disposer d'un montage qui, par suite de faible impédance de circuit ( $Z = 5 \text{ k}\Omega$ ), présente un couplage serré à la longueur d'onde de 50 m mais qui, à 15 m, par suite de la grande impédance de circuit ( $Z = 15 \text{ k}\Omega$ ) a un faible couplage. Le couplage inductif entre  $L_1$  et  $L_2$  est plus faible que dans les montages dont il a été question jusqu'à présent, par exemple égal à la moitié de la valeur précédente, donc  $M/L_1 = -0,25$ .

Avec ce couplage seul, à la longueur d'onde de 50 m, la tension d'oscillation

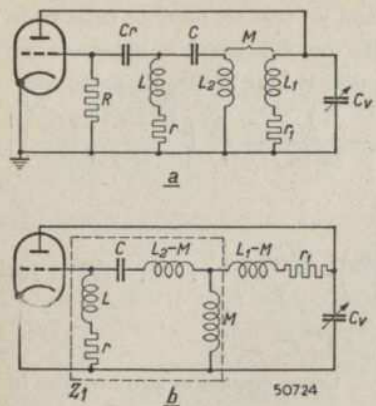


Fig 132a. Montage pour engendrer une tension d'oscillateur constante dans la gamme d'ondes courtes.  
b. Schéma équivalent.

serait beaucoup trop faible. C'est pourquoi le circuit de grille comporte, outre le condensateur de grille et la résistance de fuite, une capacité  $C$  et une bobine  $L$  montés de la façon indiquée.

Les valeurs de  $C$  et de  $L$  sont choisies de manière que la fréquence de résonance se trouve à environ 55—60 m. Par suite de ce montage, aux grandes longueurs d'onde, il se produit un plus grand accroissement d'oscillation de la tension induite dans  $L_2$ , de sorte qu'à la longueur d'onde de 50 m, la tension d'oscillation engendrée a encore une valeur convenable.

Ces considérations qualitatives sont confirmées par la condition d'oscillation. La

fig. 132b donne le schéma équivalent du montage représenté fig. 132a. Pour le calcul, partons de nouveau de la condition d'oscillation :

$$S_{eff} = -\frac{1}{t \cdot Z_{tot}}$$

Dans cette équation, il faut remplacer  $t$  et  $Z_{tot}$  par leurs valeurs.

La valeur du facteur de couplage se déduit de :

$$\frac{1}{t} = \frac{V_a}{V_g} = \frac{Z_1 + j\omega(L_1 - M) + r_1}{Z_1} \times \frac{j\omega(L + L_2 - M) + r + \frac{1}{j\omega C}}{j\omega L + r} \quad (\text{II C 7})$$

L'impédance entre la cathode et l'anode du tube oscillateur est :

$$\frac{1}{Z_{tot}} = \frac{1 + \{ Z_1 + j\omega(L_1 - M) + r_1 \} j\omega C_v}{Z_1 + j\omega(L_1 - M) + r_1} \quad (\text{II C 8})$$

Pour la pente requise, nous obtenons donc :

$$S_{eff} = -\frac{\left[ 1 + \{ Z_1 + j\omega(L_1 - M) + r_1 \} j\omega C_v \right] \left[ j\omega(L + L_2 - M) + r + \frac{1}{j\omega C} \right]}{Z_1 (j\omega L + r)}$$

$$\text{ou : } S_{eff} = -\frac{\left\{ j\omega(L + L_2) + r + \frac{1}{j\omega C} \right\} \left\{ 1 - \omega^2 L_1 C_v + r_1 j\omega C_v \right\} + j\omega^3 M^2 C_v}{(j\omega L + r) j\omega M} \quad (\text{II C 9})$$

Nous supposons de nouveau que ni le temps de transit dans le tube ni le condensateur de grille et la résistance de fuite que comporte le montage, ne provoquent de déphasage. La pente a donc une valeur réelle, de sorte que :

$$S_{eff} = -\frac{r_1 C_v}{M} \left\{ \left(1 + \frac{L_2}{L}\right) - \frac{1}{\omega^2 LC} - \frac{r}{r_1} \left( \frac{1 - \omega^2 L_1 C_v}{\omega^2 L C_v} \right) \right\}$$

ou, par approximation :

$$S_{eff} \approx -\frac{r_1}{M} \left\{ C_v \left(1 + \frac{L_2}{L}\right) - \frac{C_v^2 L_1}{C L} \right\} \dots \quad (\text{II C 10})$$

Cette approximation est autorisée lorsque:  $\omega^2 L_1 C_v \approx 1$ .

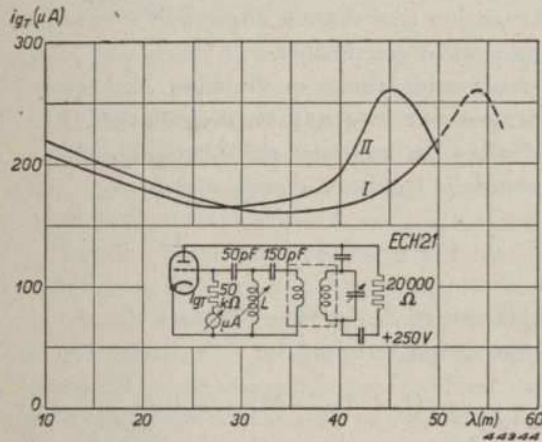


Fig. 133. Intensité du courant de grille d'oscillateur  $i_{gT}$  en fonction de la longueur d'onde pour le montage représenté sur la fig. 132a. Courbe I: la courbe de résonance se trouve hors de la gamme de longueurs d'onde. Courbe II: la courbe de résonance se trouve dans la gamme de longueurs d'onde.

du point de vue alignement du circuit H.F. et du circuit oscillateur. La figure montre nettement que, dans toute la gamme de longueurs d'onde, la tension d'oscillation ne s'écarte pas de plus de 25 % de la valeur moyenne. Le montage décrit ci-dessus est particulièrement important pour les appareils de qualité supérieure, qui doivent satisfaire à des conditions sévères en ce qui concerne la réception des ondes courtes.

## D. Dimensionnement du montage oscillateur à alimentation en parallèle

### § 1. Introduction

Lorsque, dans l'étude du tube changeur de fréquence à caractéristique réglable, on tient compte des conditions de distorsion minimum (transmodulation) et de faible bruit de fond, ce fait fixe plus ou moins la valeur de la tension d'oscillation. Dans la plupart des tubes, pour une tension anodique de 250 V, cette tension d'oscillation est de 8  $V_{eff}$  environ, et pour une tension anodique de 100 V, elle est de 4  $V_{eff}$  environ.

Pour obtenir cette tension alternative, le tube oscillateur ou la partie oscillatrice du tube changeur de fréquence doivent satisfaire à des conditions déterminées et le montage oscillateur ainsi que la tension d'alimentation doivent y être adaptés. Bien que la résolution de ce problème soit essentiellement du ressort du fabricant de tubes, il va de soi que le constructeur de récepteurs a aussi tout intérêt à connaître les facteurs qui y jouent un certain rôle et les difficultés à vaincre pour engendrer une tension d'oscillation déterminée. Ces difficultés proviennent d'une part des conditions auxquelles doit satisfaire le montage oscillateur, par exemple un faible glissement de fréquence; d'autre part, on ne dispose pas toujours des tensions d'alimentation, courants et pentes optima. Aussi, faudra-t-il, bien souvent, se contenter d'un compromis.

Bien qu'il existe un grand nombre de montages oscillateurs, nous nous contenterons d'étudier le plus courant, à savoir le montage à circuit anodique accordé. Le montage à circuit anodique accordé offre l'avantage que les variations des capacités entre électrodes de la partie changeuse de fréquence, provoquées par une variation de la tension de polarisation négative pendant le réglage ou par les fluctuations de la tension du secteur, affectent moins l'accord que le montage à circuit de grille accordé. Dans ce cas, ces variations ne sont transmises au circuit accordé que multipliées par le carré du rapport de couplage.

Il en résulte que dans les montages à circuit anodique accordé, le glissement de fréquence provoqué par le réglage ou par des fluctuations de la tension du secteur sera beaucoup plus faible. Pour limiter le glissement de fréquence à des valeurs plus faibles encore, on s'efforcera en outre de rendre le facteur de couplage aussi petit que possible. Le montage à circuit anodique accordé présente cependant un inconvénient: par suite de la plus grande influence

de la résistance interne du tube et de la grande réaction provoquée par la capacité anode-grille, le tube oscille difficilement. L'influence de la résistance interne s'exprime indirectement dans l'équation (II B 50) :

$$S_{eff} tZ \left( 1 + \frac{1}{\mu t} \right) = -1.$$

Dans le montage à circuit anodique accordé,  $t < 1$ . Si nous supposons que  $t = -0,25$  et que  $\mu = 20$ , le facteur  $\left( 1 + \frac{1}{\mu t} \right)$  est égal à 0,80.

Si, dans un montage à circuit de grille accordé, on utilise le même circuit et la même bobine de réaction,  $t = -4$  et l'impédance  $Z = \frac{Z_{circuit}}{16}$ . Pour

le facteur  $tZ$ , nous trouvons, comme précédemment,  $tZ = \frac{Z_{circuit}}{4}$ .

Mais, maintenant le facteur  $(1 + 1/\mu t)$  est égal à 0,99.

L'influence de la capacité anode-grille sur la condition d'oscillation est donnée par l'équation (II B 62). Par suite de la capacité  $C_{ag}$ , le facteur de

couplage diminue d'un montant  $\frac{C_{ag}}{C_{ag} + C_r}$ . Si nous admettons que  $C_r =$

50 pF et que  $C_{ag} = 2$  pF, cette diminution est de 0,04. Dans le cas envisagé, à circuit anodique accordé,  $t = -0,25$ . Le facteur de couplage diminue donc de 16%. Dans le cas d'un montage à circuit de grille accordé, le facteur de couplage est  $t = -4$ , de sorte que la capacité anode-grille ne provoque qu'une diminution de 1% de ce facteur.

Pour obvier à l'inconvénient inhérent au montage à circuit anodique accordé, à savoir les variations des capacités des électrodes de la partie changeuse de fréquence lors d'une variation des tensions d'alimentation, on pourrait envisager de prélever la tension auxiliaire de l'anode du tube oscillateur. Cependant, en général, cette tension sera beaucoup trop faible. En général, l'inconvénient mentionné est cependant si important que, dans la plupart des cas, on utilise le montage à circuit anodique accordé et que le montage à circuit de grille accordé s'utilisera uniquement dans les cas où, pour une raison ou une autre, le montage à circuit anodique accordé ne convient pas. Il en est ainsi par exemple avec les tubes-batteries, dans lesquels, la pente de l'oscillatrice est, en général, assez faible. En ce qui concerne l'alimentation du circuit oscillateur à circuit anodique accordé, nous distinguerons l'alimentation dite en série et celle dite en parallèle. En général, la tension de la partie d'alimentation ou de la batterie de l'appareil est trop élevée pour qu'elle puisse s'appliquer directement à l'anode du tube oscillateur.

Pour ramener cette tension à la valeur voulue on peut insérer dans le circuit par exemple une résistance (résistance en série). Dans ce cas, on parle d'alimentation en série. Pour ce genre d'alimentation on distingue encore deux cas :

- a) la résistance d'alimentation est montée en parallèle avec le condensateur padding (fig. 134a) ;
- b) la résistance d'alimentation est montée en série avec la bobine d'accord, tandis que le condensateur padding est monté en série avec le condensateur d'accord (fig. 134b).

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe II C 1, on peut alimenter le tube par l'intermédiaire d'une résistance montée en parallèle avec le circuit ; on parle alors d'alimentation en parallèle. La fig. 135 représente un tel montage.

Dans tous les cas précités, le condensateur  $C_k$  est indispensable : dans les montages représentés des fig. 134a et 135, pour empêcher que de la tension continue parvienne au condensateur d'accord et dans le montage de la fig. 134b, pour fermer le circuit oscillant. Par rapport au montage représenté fig. 135, ceux représentés fig. 134a et 134b présentent les inconvénients suivants :

- 1) La commutation des gammes de longueurs d'onde devient plus compliquée.
- 2) Les contacts des commutateurs sont portés à des tensions continues par rapport au châssis, ce qui peut enfreindre les prescriptions de sécurité en vigueur.
- 3) Les variations de la tension d'oscillation dans la gamme de longueurs d'onde est défavorable. C'est ainsi que, dans la gamme d'ondes courtes,

la tension d'oscillation peut varier dans le rapport de 1 : 5. Pour la tension d'oscillation maximum, l'intensité moyenne du courant est minimum, de sorte que la tension continue à l'anode est maximum. Ceci exerce encore une influence défavorablement

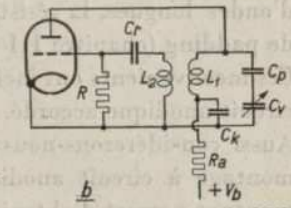
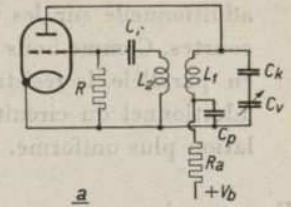


Fig. 134. Montage d'un oscillateur avec circuit anodique accordé, à alimentation en série dans lequel : a. la résistance d'alimentation  $R_a$  est shuntée par le condensateur padding  $C_p$  ; b. la résistance d'alimentation  $R_a$  est montée en série avec la bobine d'accord  $L_1$ , tandis que le condensateur padding est monté en série avec le condensateur d'accord.

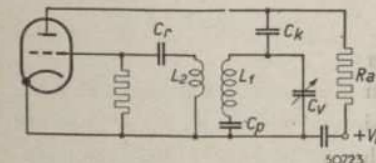


Fig. 135. Montage d'un oscillateur avec circuit anodique accordé à alimentation en parallèle.

additionnelle sur les variations de la tension dans la gamme d'ondes courtes. Comme nous le verrons par la suite, dans le cas d'alimentation en parallèle, la résistance d'alimentation provoque un amortissement additionnel du circuit, ce qui contribue à assurer une tension d'oscillation plus uniforme.

En outre, le montage représenté fig. 134a présente encore un autre inconvénient: dans la gamme d'ondes moyennes et, plus encore, dans la gamme d'ondes longues, la résistance  $R_a$  influence désavantageusement la courbe de padding (chapitre III B, § 3).

Ces inconvénients ont incité les constructeurs à préférer, pour l'oscillateur à circuit anodique accordé, le montage en parallèle représenté fig. 135.

Aussi considérerons-nous uniquement ce montage. Pour dimensionner le montage à circuit anodique accordé, déterminons d'abord comment ce montage permet d'obtenir la tension d'oscillation voulue dans le cas où il faut tenir compte de certaines restrictions, par exemple une faible tension d'alimentation (cas des secteurs à courant continu de 110 V) ou une intensité limitée du courant anodique. La tension aux bornes du circuit anodique est essentiellement déterminée par l'intensité du courant anodique et par l'impédance du circuit. L'intensité du courant anodique alternatif dépend cependant à son tour de la tension anodique, du coefficient d'amplification et de la pente, tandis que l'impédance du circuit est constituée par le circuit lui-même, la résistance d'alimentation qui le shunte et la résistance interne du tube. Comme nous le constaterons, aucune de ces grandeurs ne peut être choisie arbitrairement grande. Ceci se constate immédiatement pour la résistance d'alimentation. Une trop grande résistance d'alimentation impliquerait une trop faible tension d'oscillation. Par contre, si cette résistance était trop petite, on obtiendrait, il est vrai, une tension anodique élevée, mais l'impédance totale du circuit serait trop fortement amortie. Nous pourrions formuler des remarques analogues pour les autres grandeurs. C'est pourquoi il est nécessaire d'établir, à l'aide des résultats déjà obtenus, une équation générale pour la tension d'oscillation et d'essayer de trouver les valeurs optima pour toutes les grandeurs utilisées dans cette équation.

§ 2. Equation de la tension d'oscillation  $V_g$

La fig. 136 donne le schéma de principe d'un montage oscillateur à alimentation en parallèle. La relation entre la tension d'oscillation  $V_g$  et la pente efficace  $S_{eff}$  est calculée dans les paragraphes II B 2 et 3. Dans ces paragraphes nous avons calculé  $S_{eff}/S_o$  en fonction de  $V_g/V_{go}$ .

§ 2. Equation de la tension d'oscillation  $V_g$

Si  $V_g/V_{go}$  augmente,  $S_{eff}/S_o$  diminue et dans une assez grande gamme, on a, par approximation:

$$\frac{V_g}{V_{go}} \cdot \frac{S_{eff}}{S_o} = f = \text{constante}$$

Cette relation peut aussi s'écrire sous la forme suivante:

$$V_g = f \frac{S_o}{S_{eff}} V_{go} \dots \dots \dots \text{(II D 1)}$$

De la fig. 86, valable pour une caractéristique purement quadratique, et pour laquelle la tension d'oscillation est modulée jusqu'au point de naissance du courant de grille, et de la courbe représentée fig. 89, mesurée sur un tube ECH 21, on déduit que la valeur moyenne de  $f$  est 0,25.

En partant de la condition d'oscillation, dans les éléments du montage et dans les caractéristiques du tube  $S_{eff}$  peut s'exprimer par:

$$S_{eff} t Z_{tot} = -1 \dots \dots \dots \text{(II D 2)}$$

expression dans laquelle:

$$\frac{1}{Z_{tot}} = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{Z} + \frac{1}{R_{i\,eff}} \dots \dots \dots \text{(II D 3)}$$

Pour faciliter l'exposé, nous admettrons que  $C_k = \infty$ . En outre, du paragraphe II B 9 (équation (II B 51), il résulte que:

$$S_{eff} R_{i\,eff} = \mu \dots \dots \dots \text{(II D 4)}$$

En substituant les valeurs tirées des équations (II D 2), (II D 3) et (II D 4), dans l'équation (II D 1), on trouve:

$$V_g = -f \frac{S_o V_{go} (\mu t + 1)}{\left(\frac{1}{Z} + \frac{1}{R_a}\right) \mu} \dots \dots \dots \text{(II D 5)}$$

Dans cette expression,  $S_o$  et  $V_o$  dépendent encore de la tension continue  $V_a$  et par conséquent de  $R_a$ . Aussi exprimons-nous  $S_o$  et  $V_{go}$  en fonction des grandeurs caractéristiques du tube, en fonction de la résistance  $R_a$  et de la tension d'alimentation  $V_b$ . A cet effet, nous partirons de l'hypothèse

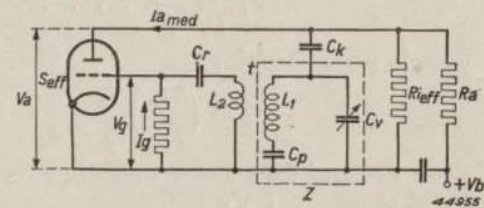


Fig. 136. Représentation de l'oscillateur avec circuit anodique accordé à alimentation parallèle, expliquant les symboles utilisés.

que la caractéristique du tube peut s'exprimer par l'équation du second degré :

$$i_a = \beta \left( v_g + \frac{v_a}{\mu} \right)^2 \dots \dots \dots \text{(II D 6)}$$

Dans cette expression,  $\beta$  est une grandeur caractéristique du tube. Il s'est avéré que cette forme de la caractéristique constitue une bonne approximation de l'équation (II D 6) on peut déduire, pour la tension de blocage :

$$V_{go} = \frac{V_a}{\mu} \dots \dots \dots \text{(II D 7)}$$

pour la pente initiale :

$$S_o = \left( \frac{\partial i_a}{\partial v_g} \right)_{v_g = 0} = 2 \beta \frac{V_a}{\mu} \dots \dots \dots \text{(II D 8)}$$

pour l'intensité du courant anodique correspondant à la tension de grille  $V_g = V_{g \text{ moyen}} = 0$  V :

$$I_{ao} = \beta \left( \frac{V_a}{\mu} \right)^2 \dots \dots \dots \text{(II D 9)}$$

La grandeur caractéristique  $\beta$ , utilisée dans ces équations, n'est pas une grandeur usuelle. Pour le tube oscillateur, on donne en général la pente  $S_{o-100}$ , c'est à dire pour  $V_g = 0$  et  $V_a = 100$  V. De l'équation (II D 8), il résulte alors :

$$\beta = \frac{\mu S_o}{2 V_a} = \frac{\mu S_{o-100}}{200} \dots \dots \dots \text{(II D 10)}$$

Pour donner une idée exacte de la valeur de  $\beta$ , mentionnons quelques chiffres pour le tube ECH 21. Pour ce tube,  $\mu = 20$ ;  $S_{o-100} = 3$  mA/V. La grandeur  $\beta$  est donc  $3,10^{-4}$  A/V<sup>2</sup>.

En substituant les équations (II D 7) et (II D 8) dans l'équation (II D 5), on obtient :

$$V_g = - \frac{2 \beta f V_a^2 (\mu + 1)}{\left( \frac{1}{Z} + \frac{1}{R_a} \right) \mu^3} \dots \dots \dots \text{(II D 11)}$$

De cette équation il faut encore éliminer  $V_a$ . On peut écrire :

$$V_a = V_b - I_{a \text{ moyen}} R_a \dots \dots \dots \text{(II D 12)}$$

Si la tension d'oscillation n'est pas trop basse, on peut écrire :

$$\frac{I_{a \text{ moyen}}}{I_{ao}} = C \dots \dots \dots \text{(II D 13)}$$

La fig. 89 montre nettement le rapport constant pour les courbes  $I_{a \text{ moyen}}/I_{ao}$  du tube ECH 21. On voit que  $C = 0,4$  est une bonne estimation.

Après substitution des équations (II D 9) et (II D 13) dans l'équation (II D 12), on obtient :

$$V_a = V_b - \frac{R_a C \beta V_a^2}{\mu^2},$$

ou :

$$V_a^2 + \frac{\mu^2}{R_a C \beta} V_a - \frac{\mu^2 V_b}{R_a C \beta} = 0 \dots \dots \dots \text{(II D 14)}$$

On en tire :

$$V_a = - \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{R_a C \beta} + \sqrt{\frac{1}{4} \frac{\mu^4}{R_a^2 C^2 \beta^2} + \frac{\mu^2}{R_a C \beta} V_b},$$

et :

$$V_a^2 = \frac{\mu^2}{R_a C \beta} V_b \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{R_a C \beta V_b} - \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{\mu^2}{R_a C \beta V_b} \right)^2 + \frac{\mu^2}{R_a C \beta V_b}} \right\} \dots \dots \text{(II D 15)}$$

Enfin, en substituant les valeurs tirées des équations (II D 15) et (II D 10) dans l'équation (II D 11), on obtient :

$$V_g = - \frac{2f(\mu+1)}{C \mu} V_b \left\{ 1 + \frac{100 \mu}{R_a C V_b S_{o-100}} - \sqrt{\left( \frac{100 \mu}{R_a C V_b S_{o-100}} \right)^2 + 2 \left( \frac{100 \mu}{R_a C V_b S_{o-100}} \right)} \right\} \dots \dots \text{(II D 16)}$$

Nous pouvons aussi établir une équation qui donne la relation entre la tension d'oscillation et le courant absorbé par l'oscillateur. En effet, en substituant dans l'équation (II D 11) la valeur de  $\beta$  tirée de l'équation

$$I_{a \text{ moyen}} = C I_{ao} = C \beta \left( \frac{V_a}{\mu} \right)^2 \dots \dots \dots \text{(II D 17)}$$

on obtient :

$$V_g = - \frac{2f(\mu+1)}{C \mu} I_{a \text{ moyen}} \frac{Z R_a}{Z + R_a} \dots \dots \text{(II D 18)}$$

Dans l'équation (II D 16),  $\mu$ ,  $S_{o-100}$  et  $R_a$  sont des grandeurs dont il faut encore déterminer la valeur optimum. Les valeurs de  $V_b$  et de  $t$  sont connues et dépendent de plusieurs conditions. Malheureusement, l'équation finale est si peu explicite qu'elle ne montre pas, de façon claire et précise, l'influence de chaque grandeur sur la valeur de  $V_g$ . Nous pourrions essayer

de déterminer cette influence à l'aide de courbes dans lesquelles on utilise chaque fois d'autres grandeurs comme paramètres. Il va de soi que, par suite du grand nombre de paramètres que comporte l'équation (II D 16), cette solution n'est pas pratique. Mais on peut procéder à une séparation telle que finalement, il ne subsiste qu'un petit nombre de courbes. Il est possible de déterminer, d'une manière pratiquement indépendante des autres grandeurs, la valeur optimum du coefficient d'amplification  $\mu$ . En outre, certaines valeurs se rencontrent en combinaison fixe, ce qui limite aussi le nombre de possibilités.

### § 3. Détermination de la valeur optimum du coefficient d'amplification $\mu$

Comme il est assez facile de réaliser des tubes à coefficients d'amplification différents et que l'influence de la combinaison  $\mu$  et  $t$  peut se représenter facilement dans l'équation (II D 16), à savoir dans le facteur  $\frac{(\mu t + 1)}{\mu}$ ,

il est assez logique de déterminer d'abord le coefficient d'amplification.

Si l'on écrit l'équation (II D 18) sous la forme :

$$V_g = + \frac{2f}{C} \frac{(-\mu t - 1)}{\mu} I_a \text{ moyen} \frac{Z R_a}{Z + R_a}$$

et que l'on tient compte que  $-\mu t$  est un nombre positif ( $t$  est en effet négatif) il en résulte que la valeur absolue de  $\mu t$  doit rester supérieure à 1, sinon la tension d'oscillation  $V_g$  deviendrait nulle ou négative. En outre, il est à prévoir qu'il est bon de choisir pour  $\mu$  une valeur aussi grande que possible, car dans ce cas le facteur considéré devient aussi grand que possible. Comme nous l'avons déjà mentionné, par suite de l'amortissement provoqué par  $R_a$ , la tension d'oscillation sera limitée. Une augmentation de  $\mu$  constituerait donc un moyen très simple d'obvier à cet inconvénient, bien que cette augmentation ne sera jamais telle que la fraction devienne plus grande que la valeur limite  $t$ .

Par contre, le facteur entre parenthèses de l'équation (II D 16) devient plus petit, de sorte qu'il existe certainement une valeur de  $\mu$  pour laquelle la tension alternative de grille  $V_g$  est maximum.

En ce qui concerne cette valeur maximum, l'équation (II D 16) montre immédiatement que cette valeur est indépendante de l'impédance de circuit  $Z$ , mais varie avec  $t$  et avec la combinaison  $R_a C V_b S_{o-100}$ . Il est donc logique de représenter les variations du facteur :

$$\frac{(+\mu t + 1)}{\mu} \left\{ 1 + \frac{100\mu}{R_a C V_b S_{o-100}} - \sqrt{\left(\frac{100\mu}{R_a C V_b S_{o-100}}\right)^2 + 2 \left(\frac{100\mu}{R_a C V_b S_{o-100}}\right)} \right\} (=A)$$

de l'équation (II D 16) en fonction de  $\mu$ , les grandeurs  $(R_a C V_b S_{o-100})$  et  $t$  servant de paramètres.

Déterminons d'abord les valeurs que peuvent acquérir ces paramètres.

La pratique a prouvé que, dans les appareils récepteurs normaux, le facteur de couplage dans la gamme d'ondes courtes est d'environ 0,4 à 0,5. Par suite du glissement de fréquence pendant le réglage du tube ou dans le cas de fluctuations de la tension du secteur, on pourrait évidemment faire en sorte que ce facteur soit beaucoup plus petit, mais alors, dans la bande de 50 m de la gamme d'ondes courtes, par suite de la faible impédance du circuit (5000  $\Omega$  environ) la tension d'oscillation deviendrait trop faible. Dans la gamme d'ondes moyennes et dans la gamme d'ondes longues on peut cependant choisir pour ce facteur une valeur plus faible. Ceci s'exprime nettement dans l'équation (II B 31). Cette équation donne le rapport de réaction dans le cas où le condensateur padding est monté en série avec la bobine d'accord. Le facteur de couplage est alors :

$$t = \frac{(C_p + C_v) M}{C_p L}$$

Par suite de l'amortissement provoqué par la résistance de fuite de grille et pour tenir compte des difficultés d'obtenir l'accord, il faut en tout cas veiller à ce que, dans toute la gamme de longueurs d'onde,  $t$  soit inférieur à 1. Dans la gamme d'ondes-longues, le condensateur padding est de 150 pF. Pour la capacité maximum du condensateur d'accord ( $C_v = 500$  pF),  $t$  devient donc :

$$t = \frac{650 M}{150 L} < 1.$$

Il en résulte que, pour de plus petites capacités du condensateur d'accord ( $C_v = 70$  pF), le facteur de couplage est beaucoup plus petit, à savoir :

$$t = \frac{220 M}{150 L}$$

On voit donc que, dans la gamme d'ondes longues,  $M/L$  peut être de 0,2 environ pour autant que l'on veille à ce que partout,  $t$  reste inférieur à 1.

En ce qui concerne la valeur du facteur  $(R_a C V_b S_{o-100})$ , nous ferons remarquer ce qui suit :

Une valeur pratique de  $R_a$  est environ 20 k  $\Omega$ . La tension d'alimentation  $V_b$  est comprise entre 100 et 250 V; pour les tubes usuels,  $S_{o-100}$  varie entre 1 mA/V et 3 mA/V. Pour  $C$ , nous avons déjà trouvé la valeur de 0,4 (page 231). De petites valeurs de  $(R_a C V_b S_{o-100})$  sont donc 200 et 400;



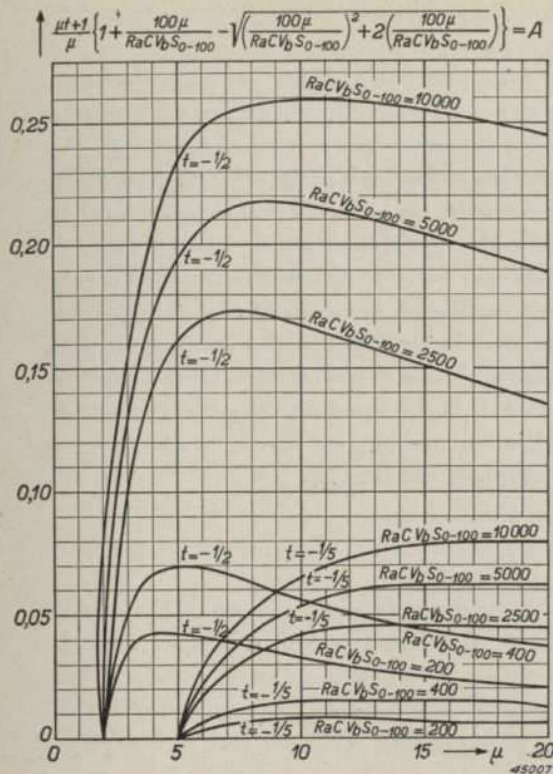


Fig. 137. Facteur A de l'équation (II D 16) en fonction de  $\mu$  pour  $t = -0,5$  et  $-0,2$  et  $(RaCv_bS_{o-100}) = 200, 400, 2500, 5000$  et  $10.000$ .

comme un compromis favorable. Cette valeur de compromis permet encore d'obtenir avec la partie triode une amplification B.F. convenable et d'engendrer dans toutes les gammes de longueurs d'onde une tension d'oscillation suffisamment élevée.

#### § 4. Détermination de la pente $S_{o-100}$

Le coefficient d'amplification  $\mu$  étant connu, il est plus facile de se faire une idée de la grandeur des autres facteurs. Pour faciliter l'exposé, nous pouvons encore accoupler deux grandeurs, ce qui ramène à un minimum le nombre de combinaisons de grandeurs inconnues. A cet effet, partons de nouveau des chiffres utilisés dans le paragraphe précédent, à savoir:

pour la gamme d'ondes courtes:

$$t = -0,5$$

$Z =$  environ  $5 \text{ k}\Omega$  (longueur d'onde =  $50 \text{ m}$ )

comme valeurs normales, nous mentionnerons  $2500$  et  $5000$  tandis que  $10\,000$  doit être considéré comme une valeur très grande. Aussi la fig. 137 donne-t-elle les variations du facteur A en fonction de  $\mu$  pour  $t = -0,5$ , pour  $t = -0,2$  et pour  $(RaCv_bS_{o-100}) = 200, 400, 2500, 5000$  et  $10\,000$ . La fig. 137 montre que pour  $t = -0,5$ , le facteur est maximum pour  $\mu = 4-15$ ; pour  $t = -0,2$ , la valeur optimum du coefficient d'amplification est d'environ  $15-20$ . Si l'on tient compte du fait que la partie triode de certains tubes changeurs de fréquence tels que l'ECH 21 par exemple, doit convenir comme amplificateur B.F. qui, en général, nécessite un  $\mu$  assez élevé, la valeur  $\mu = 20$  peut être considérée comme

$Z =$  environ  $15 \text{ k}\Omega$  (longueur d'onde =  $15 \text{ m}$ ); pour la gamme d'ondes moyennes et pour la gamme d'ondes longues:

$$t = -0,25$$

$Z =$  environ  $30 \text{ k}\Omega$  (y compris l'amortissement provoqué par le courant de grille).

Pour la tension d'alimentation, il suffit de considérer  $100 \text{ V}$  et  $200-250 \text{ V}$ . Si, en substituant les données précitées dans l'équation (II D 16) ( $\mu = 20$ ), nous calculons la valeur de crête de la tension d'oscillation en fonction de la résistance en parallèle  $R_a$  pour  $S_{o-100} = 1, 1,5, 2, 3$  et  $6 \text{ mA/V}$ , nous obtenons les résultats représentés fig. 138 et 139.

De ces figures il résulte tout d'abord que la tension d'oscillation obtenue augmente avec la pente  $S_{o-100}$ , mais ces augmentations ne sont pas proportionnelles. Pour obtenir dans tous les cas la tension d'oscillation désirée de  $8 \text{ V}$  (valeur de crête  $11 \text{ V}$ ), il faut que la pente ait une valeur minimum déterminée. Or, la valeur de  $S_{o-100}$  ne peut être choisie quelconque. Une pente plus élevée rend le tube plus compliqué et entraîne une augmentation de la puissance de chauffage. C'est particulièrement dans les tubes-batteries que cet inconvénient est le plus marqué. Dans les tubes-batteries modernes,

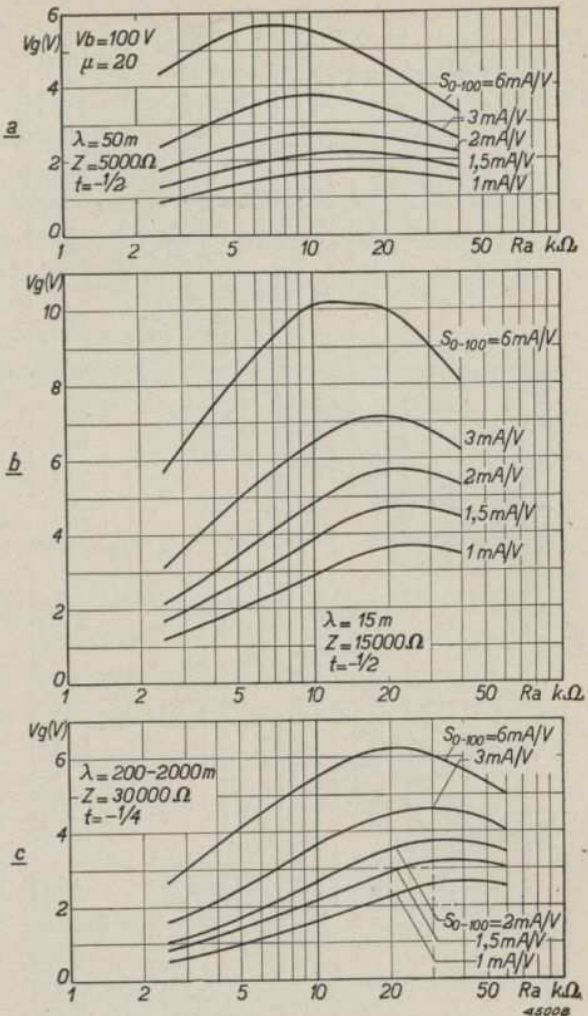


Fig. 138. Tension d'oscillateur (valeur de crête) en fonction de la résistance en parallèle  $R_a$  pour  $S_{o-100} = 1, 1,5, 2, 3$ , et  $6 \text{ mA/V}$ , calculée pour une triode avec  $\mu = 20$  et pour une tension d'alimentation de  $100 \text{ V}$ .

- a.  $\lambda = 50 \text{ m}$ ;  $Z = 5 \text{ k}\Omega$ ;  $t = -0,5$   
 b.  $\lambda = 15 \text{ m}$ ;  $Z = 15 \text{ k}\Omega$ ;  $t = -0,5$   
 c.  $\lambda = 200 - 2000 \text{ m}$ ;  $Z = 30 \text{ k}\Omega$ ;  $t = -0,25$

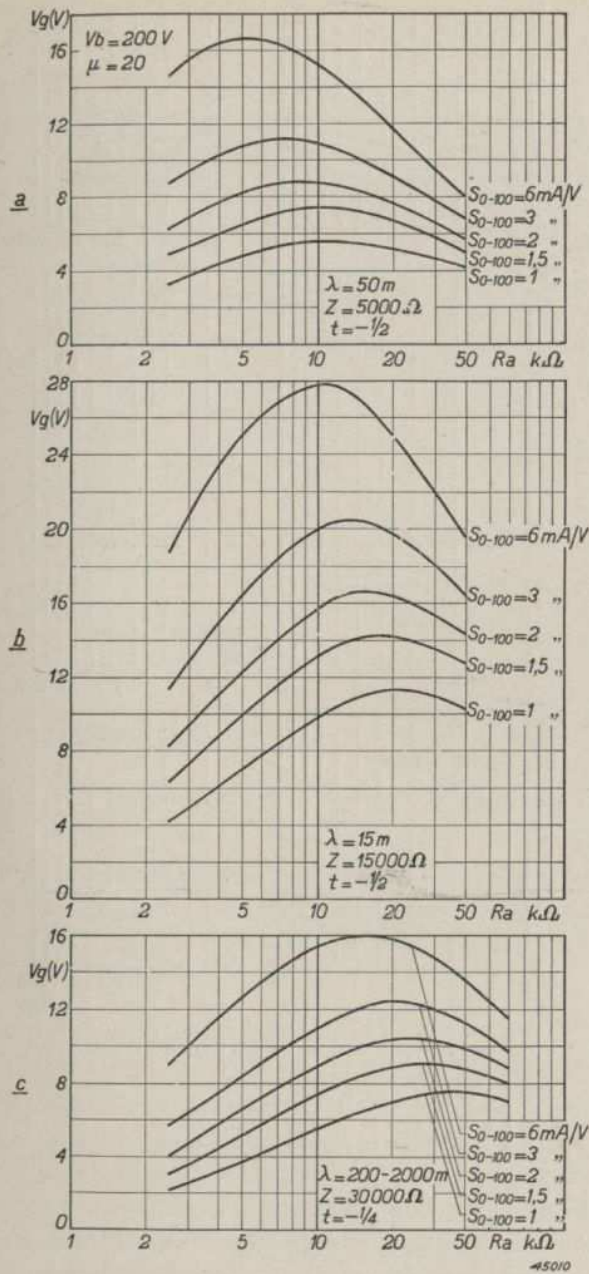


Fig. 139. Tension d'oscillateur (valeur de crête) en fonction de la résistance en parallèle  $R_a$  pour  $S_{o-100} = 1, 1,5, 2, 3$  et  $6$  mA/V, pour une triode à  $\mu = 20$  pour une tension d'alimentation de  $200$  V.

- a.  $\lambda = 50$  m;  $Z = 5$  k $\Omega$ ;  $t = -0,5$   
 b.  $\lambda = 15$  m;  $Z = 15$  k $\Omega$ ;  $t = -0,5$   
 c.  $\lambda = 200-2000$  m;  $Z = 30$  k $\Omega$ ;  $t = -0,25$

$S_{o-100}$  a une valeur d'environ  $1$  mA/V (dans le tube DK 21,  $S_{o-100} = 0,8$  mA/V). De plus, dans ces tubes à tension d'alimentation maximum de  $120$  V, même avec une résistance  $R_a$  de valeur optimum, la tension d'oscillation obtenue est si faible (voir fig. 138) qu'il est impossible d'utiliser le montage oscillateur à alimentation en parallèle de sorte que, dans ce cas, il faut nécessairement utiliser le montage à circuit de grille accordé. Dans le cas le plus favorable, à la longueur d'onde de  $50$  m, un tube-batterie permettrait d'obtenir une tension d'oscillation d'environ  $2$  V (fig. 138a) et, dans la gamme d'ondes moyennes et celle d'ondes longues, une tension d'environ  $3$  V (fig. 138c). Pour les tubes CA et CA/CC, les conditions sont plus favorables, car il y est beaucoup plus simple d'obtenir une grande pente. D'après la fig. 139 à  $V_b = 200$  V, une pente  $S_{o-100} = 3$  mA/V permet d'obtenir dans toutes les conditions la tension d'oscillation nécessaire de  $11$  V (valeur de crête) pour autant que

l'on donne à  $R_a$  la valeur optimum. D'après la fig. 138, cette valeur de la pente ne permet pas encore d'obtenir la tension d'oscillation de  $5$  V voulue pour  $V_b = 100$  V. Cependant, du point de vue technique, il n'est pas indiqué de rendre  $S_o$  plus grand, car une augmentation éventuelle ne fournit pas d'amélioration et de plus, la puissance de chauffage nécessaire serait beaucoup plus élevée. Ceci ressort nettement de la fig. 140, qui donne la tension d'oscillation  $V_g$  en fonction de la pente  $S_{o-100}$  pour diverses valeurs de la résistance en parallèle  $R_a$ .

### § 5. Détermination de la résistance en parallèle $R_a$

Dans les paragraphes précédents, pour déterminer la pente, nous avons supposé que la valeur de la résistance en parallèle  $R_a$  était optimum. Pour  $S_{o-100} = 3$  mA/V et pour  $V_b = 100$  V, cette valeur optimum est comprise entre  $10$  et  $30$  k $\Omega$ , et, pour  $V_b = 200$  V (fig. 138 et 139), entre  $7$  et  $20$  k $\Omega$ . Il est logique de choisir dans les divers cas une même valeur pour la résistance en parallèle. Comme, dans le cas précité, les courbes n'ont pas un maximum très prononcé, ce choix n'entraîne pas d'inconvénient.

Si l'on partait du cas le plus difficile, à savoir celui de la fig. 138a, il faudrait donner à  $R_a$  une valeur de  $10$  k $\Omega$ . Certaines raisons s'opposent à l'utilisation d'une résistance aussi faible :

1. A la longueur d'onde de  $15$  m, une faible valeur de la résistance en parallèle  $R_a$  exerce une influence défavorable sur la tension d'oscillation.
2. L'amortissement en parallèle est plus grand, de sorte que le déphasage dans les

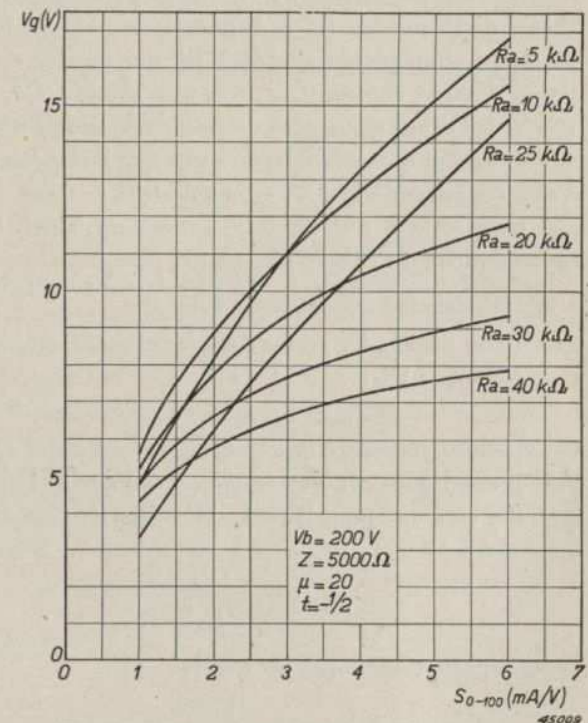


Fig. 140. Tension d'oscillateur en fonction de la pente  $S_{o-100}$  pour diverses valeurs de la résistance en parallèle  $R_a$ .

- éléments du montage provoquera un désaccord notable (chapitre III B § 3).
3. La dissipation anodique du tube devient trop grande.
  4. Comme, dans la gamme d'ondes courtes, le tube oscille facilement à la longueur d'onde de 15 m, l'intensité moyenne du courant est assez faible. De ce fait, la tension anodique du tube sera assez élevée ce qui, pour certains tubes, constitue un sérieux inconvénient.

C'est pourquoi nous utiliserons une résistance en parallèle de 20 k $\Omega$ .

La tension d'oscillation est alors encore suffisante dans toutes les gammes de longueurs d'onde et le glissement de fréquence résultant du déphasage dans les éléments du montage est encore assez limité. En outre, la dissipation anodique et la tension au tube oscillateur restent entre des limites admissibles.

#### § 6. Commutation de 100 V sur 200 V

Une comparaison des figures 138 et 139 prouve qu'un accroissement de la tension d'oscillation provoque un accroissement plus que proportionnel de la tension d'oscillation  $V_g$  (Lorsque  $V_b$  augmente, le facteur entre parenthèses de l'équation (II B 16) augmente aussi.) Lorsqu'on commute d'une tension d'alimentation de 100 V sur une tension de 200 V, la tension d'oscillation devient environ trois fois plus grande. Or, à la tension anodique de 100 V, les tubes changeurs de fréquence usuels n'ont heureusement qu'une faible tension d'oscillation, de sorte que lorsqu'on commute sur une tension d'alimentation de 200 V, en général, la tension d'oscillation ne deviendra pas trop élevée. S'il en était cependant ainsi, il faudrait, par suite du rayonnement du circuit d'antenne, prendre des dispositions spéciales.

#### § 7. Dissipation anodique du tube

Lorsqu'on néglige les pertes dans les circuits, on peut écrire, pour la dissipation anodique  $W_a$ :

$$W_a = I_{a \text{ moyen}} V_b - I_{a \text{ moyen}}^2 R_a$$

Cette équation montre que si  $I_{a \text{ moyen}} = 0$  ou si  $I_{a \text{ moyen}} = V_b/R_a$ , la dissipation anodique est nulle. Entre ces valeurs de l'intensité du courant anodique, il y en a une pour laquelle la dissipation anodique est maximum. Cette intensité est:

$$I_{a \text{ moyen}} = \frac{V_b}{2 R_a}$$

La dissipation anodique est alors:

$$W_{a \text{ max}} = \frac{V_b^2}{4 R_a}$$

Cette dissipation peut-elle se produire en pratique? Pour répondre à cette question, substituons cette valeur de  $I_{a \text{ moyen}}$  dans l'équation (II D 18), ce qui donne:

$$V_g = - \frac{f}{C} V_b \cdot \frac{\mu t + 1}{\mu} \frac{1}{1 + \frac{R_a}{Z}}$$

Lorsqu'on utilise dans cette équation les valeurs pratiques suivantes:

$$V_b = 250 \text{ V}$$

$$\mu = 20$$

$$t = -0,5$$

$$R_a = 20 \text{ k}\Omega$$

$$Z = 5 \text{ k}\Omega,$$

on trouve, pour la tension d'oscillation  $V_g$  une valeur d'environ 14 V. La tension d'oscillation peut en effet atteindre cette valeur, de sorte qu'il faut veiller à ce que la dissipation anodique  $W_{a \text{ max}} = V_b^2/4 R_a$  ne dépasse pas la valeur maximum prescrite. Pour les tubes changeurs de fréquence ECH 21 et UCH 21, la dissipation anodique admissible de la partie triode est de 0,8 W. On en déduit la valeur de la résistance en parallèle, à savoir:

$$\text{pour le tube UCH 21, pour } V_b = 200 \text{ V: } R_a = \frac{V_b^2}{4 \times 0,8} = 12.500 \Omega;$$

$$\text{pour le tube ECH 21, pour } V_b = 250 \text{ V: } R_a = \frac{V_b^2}{4 \times 0,8} = 20.000 \Omega.$$

La valeur précédemment trouvée,  $R_a = 20\ 000 \Omega$ , n'est donc pas en contradiction avec la valeur maximum admissible de la dissipation anodique.

#### § 8. Tension anodique du tube

Reste à voir si cette valeur de la résistance est compatible avec la tension anodique admissible. Pour les tubes ECH 21 et UCH 21, cette tension est de 175 V. La tension anodique maximum correspondra évidemment à la tension d'alimentation maximum, c'est-à-dire 250 V. Des équations (II D 14) et (II D 10) on déduit alors:

$$\frac{200 V_b \mu}{R_a C S_{0-100}} - \frac{200 V_a \mu}{R_a C S_{0-100}} < 175^2,$$

ou:

$$R_a > \frac{15.000 \times 20}{0,4 \times 30.000 \times 3 \times 10^{-3}} = 8000 \Omega.$$

La valeur de  $R_a$  calculée au § 5 est donc compatible avec la valeur maximum de la tension anodique.

### § 9. Intensité moyenne $I_a$ moyen du courant anodique de l'oscillateur

L'intensité du courant absorbé par l'oscillateur peut se déduire directement de l'équation (II D 18). Pour les exemples mentionnés aux paragraphes 4 et 5, on trouve alors les résultats figurant au tableau ci-dessous :

$S_{a-100} = 3 \text{ mA/V}$		$\mu = 20$		$R_a = 20 \text{ k}\Omega$			
$V_b = 100 \text{ V}$		200 V		250 V			
$t$	$Z$ ( $\text{k}\Omega$ )	$V_g$ (V)	$I_a$ moyen (mA)	$V_g$ (V)	$I_a$ moyen (mA)	$V_g$ (V)	$I_a$ moyen (mA)
-0,5	5	3,4	1,6	9,3	5,2	12,8	7,2
-0,5	15	7,2	1,5	20,5	4,1	27,5	5,8
-0,25	30	4,5	1,9	12,4	5,2	17,1	7,2

### § 10. Mesures

Les résultats théoriques mentionnés dans les paragraphes précédents ont été contrôlés par des mesures sur la partie triode du tube UCH 21.

Pour une tension anodique de 100 V, on releva une pente initiale de 3 mA/V. Pour un système de bobines normal, on releva l'intensité du courant dans la résistance de fuite pour diverses valeurs de la résistance montée en parallèle. Les résultats de mesure pour  $V_b = 100 \text{ V}$  sont représentés dans la fig. 141a, b et c, pour trois gammes de longueurs d'onde.

On voit qu'à la fréquence de 6 Mc/s (50 m), la tension d'oscillation maximum s'obtient avec une résistance en parallèle de 10 k $\Omega$ ; à 20 Mc/s (15 m), la tension d'oscillation maximum s'obtient avec une résistance en parallèle de 20 k $\Omega$ . Avec  $R_a = 20 \text{ k}\Omega$  on obtient, à la longueur d'onde de 50 m, un courant de grille de 50  $\mu\text{A}$ . Ceci correspond à une tension de 3,2 V (résistance de fuite de grille  $R_{gT} = 47 \text{ k}\Omega$ ) et est donc approximativement égal à la valeur calculée représentée fig. 138a.

Dans la gamme d'ondes moyennes et dans la gamme d'ondes longues, on obtient avec  $R_a = 20 \text{ k}\Omega$ , une tension d'oscillation d'environ 5 V. Cette tension d'oscillation est suffisante pour une bonne amplification de conversion. La fig. 141 montre que la valeur optimum de  $R_a$ , à savoir 10 k $\Omega$ , dans la

gamme d'ondes courtes ne diffère que légèrement de la valeur optimum dans la gamme d'ondes moyennes et dans la gamme d'ondes longues.

Dans la gamme d'ondes courtes, la tension d'oscillation varie du simple au double. Les résultats de mesure pour une tension d'alimentation de 250 V sont représentés dans les fig. 142a, b et c. Ici aussi, à 6 Mc/s, la valeur optimum de  $R_a$  est 10 k $\Omega$ . Lorsque  $R_a = 20 \text{ k}\Omega$ , la tension d'oscillation obtenue est de 11 V. Ceci correspond à la valeur calculée. Dans la gamme d'ondes moyennes et dans la gamme d'ondes longues, la tension d'oscillation est de 15 V environ.

### § 11. Influence du condensateur de couplage

Dans nos calculs, nous n'avons pas tenu compte de la capacité du condensateur de couplage et nous avons toujours admis que cette capacité est si grande

qu'on peut ne pas en tenir compte. Cependant, au paragraphe II C 1, nous avons montré que, dans la gamme d'ondes longues, la capacité de ce condensateur exerce indiscutablement une grande influence sur les variations de la tension d'oscillation. Cependant, si l'on avait tenu compte du condensateur de couplage dans les calculs, les considérations que nous avons émises auraient manqué de clarté. C'est la raison pour laquelle nous avons négligé

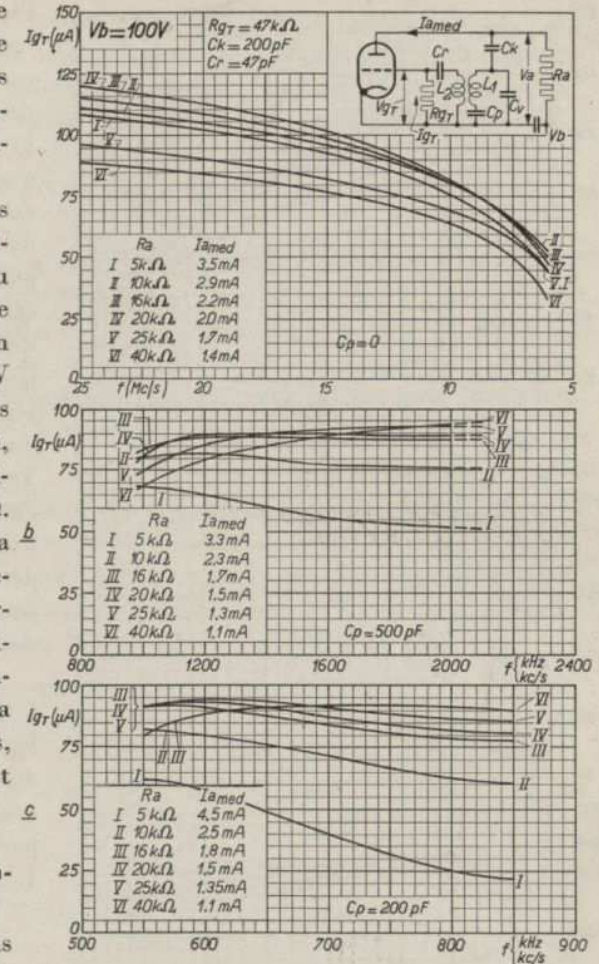


Fig. 141. Intensité du courant de grille d'oscillateur de la partie triode du tube UCH 21 en fonction de la fréquence pour diverses valeurs de la résistance  $R_a$ , pour  $V_b = 100 \text{ V}$ .  
a. pour la gamme d'ondes courtes;  
b. pour la gamme d'ondes moyennes;  
c. pour la gamme d'ondes longues.

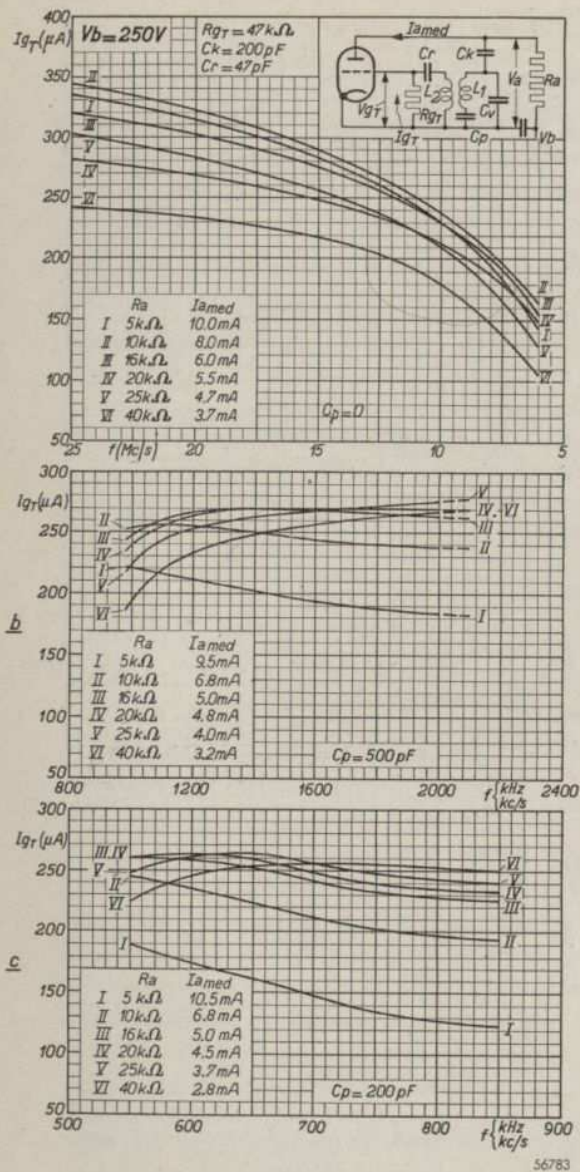


Fig. 142. Intensité du courant de grille d'oscillateur de la partie triode du tube UCH 21 en fonction de la fréquence pour diverses valeurs de la résistance  $R_a$ , pour  $V_b = 250$  V.

a. pour la gamme d'ondes courtes;  
b. pour la gamme d'ondes moyennes;  
c. pour la gamme d'ondes longues.

l'influence de ce condensateur et il nous faudra donc corriger par la suite la grandeur de  $C_k$ . Au paragraphe II C 1, nous avons montré que l'influence de  $C_k$  consiste essentiellement en un agrandissement du rapport de couplage aux fréquences élevées et en une réduction du degré de fréquence aux basses fréquences. On peut donc laisser hors de cause l'influence du condensateur de couplage. Toutes les considérations émises conservent cependant leur entière valeur si, pour la détermination du degré de couplage, on tient compte de la présence de  $C_k$ .

## § 12. Conclusions

En résumé, nous pouvons dire que pour les montages oscillateurs à alimentation en parallèle:

1. Il existe pour chaque cas, une valeur optimum pour le  $\mu$  du tube. Une valeur de compromis avantageuse est 20. Le tube fonctionne alors très bien sur ondes moyennes et sur ondes longues et fournit alors en outre une amplification B.F. satisfaisante. Dans la gamme d'ondes courtes, il donne encore à 50 m, une tension d'oscillation suffisante.

- La pente du tube doit être au moins de 2 mA/V. Un accroissement de cette grandeur au-delà de 3 mA/V ne fournit pas une augmentation proportionnelle de la tension d'oscillation. Les tubes-batteries ont une pente initiale trop faible pour s'utiliser avec des circuits d'accord alimentés en parallèle. Les tubes C.A. qui, pour une tension anodique de 100 V ont une pente initiale de 3 mA/V ne fournissent pas une tension d'oscillation suffisante.
- A la longueur de 50 m, la tension d'oscillation que permet d'obtenir un tube à pente initiale  $S_o = 3$  mA/V, est de 3,5 V environ. Dans la gamme d'ondes moyennes et dans la gamme d'ondes longues, elle est, pour une tension d'alimentation de 100 V, de 4 à 5 V. Ce montage ne permet pas d'obtenir une tension d'oscillation plus élevée. Si l'on porte la tension d'alimentation à 200 V, la tension d'oscillation est approximativement triplée.
- Il existe une valeur optimum pour la résistance en parallèle. Dans la gamme d'ondes courtes, cette résistance est de 10 k $\Omega$  environ. Par suite de l'amortissement, du désaccord provoqué par le déphasage, et de la dissipation anodique admissible des tubes de 0,8 W, on choisit comme valeur de compromis pour la résistance en parallèle 20 k $\Omega$ .
- L'intensité moyenne du courant absorbé par un tube à facteur d'amplification  $\mu = 20$  et à pente initiale  $S_{o-100} = 3$  mA/V est pour 200 V de 4,8 mA et pour 250 V de 6 à 7 mA.

## E. Suroscillation

### § 1. Introduction

Le changement de fréquence provoque, outre l'effet désiré, des phénomènes secondaires qui constituent en fait des phénomènes perturbateurs indésirables. Certains de ces phénomènes se manifestent aussi dans l'étage H.F. ainsi que dans l'étage M.F. et sont traités au chapitre IV de ce tome ainsi qu'au chapitre XIII du tome III. Ce sont, par exemple, la transmodulation, la modulation de ronflement, le bruit de fond, le ronflement et la microphonie. Un phénomène perturbateur qui ne se produit ni dans l'étage H.F., ni dans l'étage M.F. mais qui est particulier à l'étage changeur de fréquence est la suroscillation, aussi appelé le blocage.

La suroscillation est un phénomène perturbateur qui peut se produire dans les récepteurs à réaction ainsi que dans les montages oscillateurs à trop forte

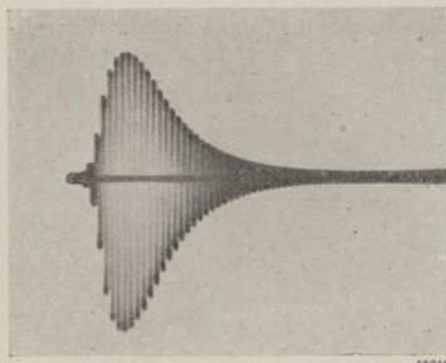


Fig. 143. Oscillogramme de la tension aux bornes du circuit oscillateur en fonction du temps dans le cas de suroscillation.

réaction. Elle peut se traduire de diverses manières, par exemple par de nombreux sifflements ou par un fort bruit de fond du récepteur. Lorsqu'on essaie d'accorder un récepteur auxiliaire sur un oscillateur sujet à suroscillation, on constate qu'il existe toute une série d'accords. Pour donner une idée de la suroscillation, nous avons relevé un oscillogramme de la tension aux bornes du circuit oscillateur. Lorsque le montage „suroscille”, l'oscillogramme affecte la forme représentée fig. 143. On voit que l'amplitude de l'oscillation acquiert rapidement une valeur déterminée pour retomber ensuite à zéro. L'ensemble se déroule en un temps très court, par exemple en un temps correspondant à 60 périodes H.F. et se répète quelques milliers de fois par seconde. Dans ce cas, l'état d'équilibre décrit au paragraphe B § 1, état dans lequel la tension d'oscillateur et la tension négative

de grille sont devenues si grandes que la pente efficace est tombée à la valeur requise, n'est pas stable. Par suite de l'amortissement du circuit, le réglage de la tension d'oscillateur et de la tension négative de grille s'effectue avec un certain retard. Dans certains cas, l'équilibre stationnaire précité peut faire défaut. Ceci se constate par exemple sur l'oscillogramme que montre la fig. 144; cet oscillogramme donne la tension alternative aux bornes d'un circuit oscillateur normal en fonction du temps, la tension anodique du tube étant périodiquement interrompue. La tension alternative aux bornes du circuit n'atteint pas immédiatement sa valeur finale; elle croît d'abord, oscille ensuite autour d'un état d'équilibre et acquiert finalement sa valeur de régime. La suppression de la tension anodique provoque une chute exponentielle de l'amplitude de la tension alternative aux bornes du circuit.

réaction. Elle peut se traduire de diverses manières, par exemple par de nombreux sifflements ou par un fort bruit de fond du récepteur. Lorsqu'on essaie d'accorder un récepteur auxiliaire sur un oscillateur sujet à suroscillation, on constate qu'il existe toute une série d'accords.

Pour donner une idée de la suroscillation, nous avons relevé un oscillogramme de la tension aux bornes du circuit oscillateur.

Lorsque le montage „suroscille”, l'oscillogramme affecte la forme représentée fig. 143. On voit que l'amplitude de l'oscillation acquiert rapidement une valeur déterminée pour retomber ensuite à zéro. L'ensemble se déroule en un temps très court, par exemple en un temps correspondant à 60 périodes H.F. et se répète quelques milliers de fois par seconde. Dans ce cas, l'état d'équilibre décrit au paragraphe B § 1, état dans lequel la tension d'oscillateur et la tension négative

de grille sont devenues si grandes que la pente efficace est tombée à la valeur requise, n'est pas stable. Par suite de l'amortissement du circuit, le réglage de la tension d'oscillateur et de la tension négative de grille s'effectue avec un certain retard. Dans certains cas, l'équilibre stationnaire précité peut faire défaut. Ceci se constate par exemple sur l'oscillogramme que montre la fig. 144; cet oscillogramme donne la tension alternative aux bornes d'un circuit oscillateur normal en fonction du temps, la tension anodique du tube étant périodiquement interrompue. La tension alternative aux bornes du circuit n'atteint pas immédiatement sa valeur finale; elle croît d'abord, oscille ensuite autour d'un état d'équilibre et acquiert finalement sa valeur de régime. La suppression de la tension anodique provoque une chute exponentielle de l'amplitude de la tension alternative aux bornes du circuit.

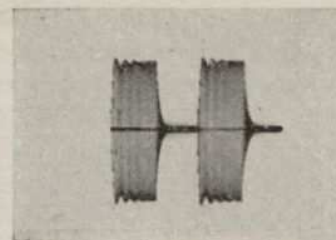


Fig. 144. Oscillogramme de la tension alternative aux bornes d'un circuit oscillant normalement, en fonction du temps, pendant que la tension anodique du tube est périodiquement interrompue.

### § 2. Réglages de l'équilibre pour diverses valeurs de la tension de polarisation négative de grille

Comme la tension négative de grille et la tension d'oscillateur ne se règlent pas immédiatement à leur valeur finale, nous examinerons, pour diverses valeurs fixes de la tension négative de grille, fournie par exemple par une batterie, comment se présentent les divers états d'équilibre. D'après le paragraphe B 1, pour obtenir une oscillation stable, il faut que la pente efficace résultante soit égale à la pente requise. La fig. 145 donne, pour la caractéristique idéalisée  $i_a/v_g$  (fig. 84), les deux pentes en fonction de la tension d'oscillateur, pour diverses valeurs de la tension négative de grille. La courbe I de la fig. 145a donne la pente efficace en fonction de la tension d'oscillateur pour une tension de polarisation  $V_{g \text{ moyen}} = 0$ . Tant que la tension d'oscillateur est inférieure à la tension de blocage  $V_{g0}$ , la pente  $S_{\text{eff}}$  est égale à la pente initiale  $S_0$ . Pour de plus grandes amplitudes, la pente efficace diminue et atteint finalement la valeur finale  $\frac{1}{2} S_0$  \*.

La courbe II de la fig. 145b est une courbe correspondante pour  $V_{g \text{ moyen}} = -\frac{1}{2} V_{g0}$ .

Pour une tension d'oscillateur inférieure à  $\frac{1}{2} V_{g0}$ , la pente est égale à  $S_0$ ; pour des tensions plus élevées, elle diminue de nouveau progressivement

\* Cette valeur est toujours atteinte à la limite, car pour de très grandes valeurs de la tension d'oscillateur, on peut admettre que, pendant une alternance, on balaie la branche de pente  $S_0$  et pendant l'autre alternance, la branche de pente égale à zéro.

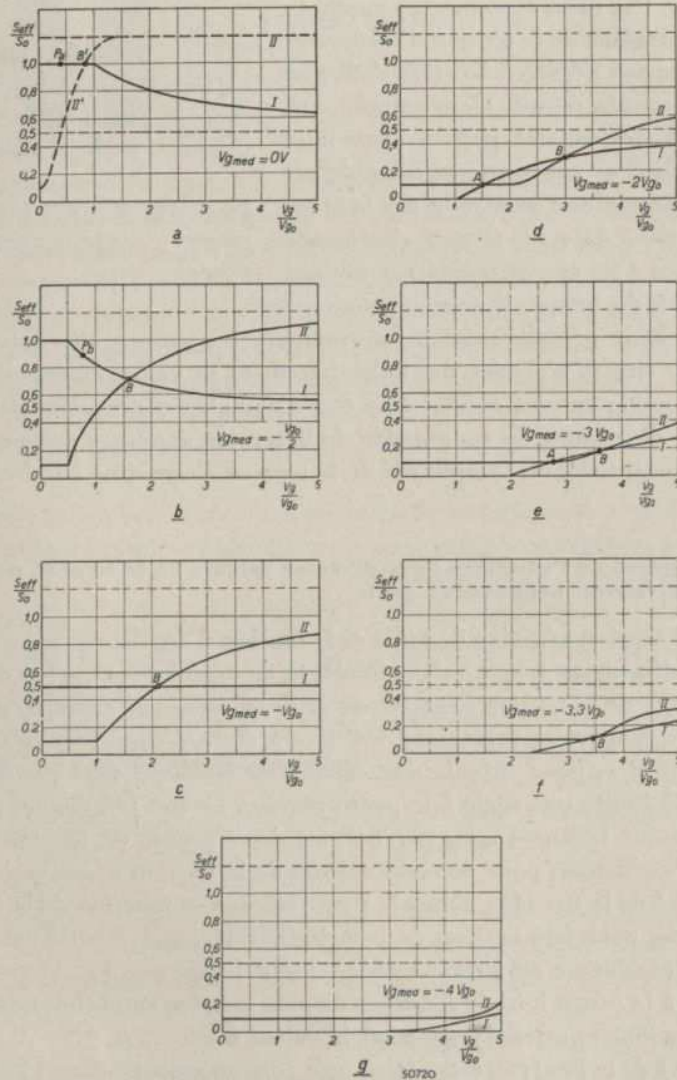


Fig. 145.  $S_{eff}/S_0$  en fonction de  $V_g/V_{g0}$  pour diverses valeurs de  $V_{g\text{moyen}}$ . Les courbes I représentent la pente efficace obtenue en fonction de la tension d'oscillateur, les courbes II, la pente requise pour une oscillation stationnaire. L'oscillation est en équilibre lorsque la pente obtenue est égale à la pente requise c'est-à-dire aux points d'intersection A et B des courbes I et II. L'état d'équilibre aux points B est toujours stable; aux points A il n'est stable que dans des conditions déterminées. La valeur limite de  $S_{eff}/S_0$  est de 0,5.

jusqu'à la valeur limite  $\frac{1}{2} S_0$ . La courbe I de la fig. 145c donne les variations de la pente pour  $V_{g\text{moyen}} = -V_{g0}$ . La pente efficace est alors toujours égale à  $\frac{1}{2} S_0$ , car toute la caractéristique  $i_a/v_g$  est balayée pendant chaque alternance. Les fig. 145 d, e, f et g donnent des courbes analogues pour  $V_{g\text{moyen}} = -2V_{g0}, -3V_{g0}, -3,3V_{g0}$  et  $-4V_{g0}$ . Tant qu'il ne circule pas de courant anodique,  $S_{eff}$  est égal à zéro. On ne peut parler de pente efficace que lorsqu'il y existe du courant anodique. Cette pente se représente alors par les courbes I des fig. 145 d, e, f et g. Pour de très grandes amplitudes, elle tend de nouveau vers la valeur limite  $\frac{1}{2} S_0$ .

Nous admettrons que la pente requise est constante tant qu'il n'y a pas de courant de grille et qu'elle est uniquement déterminée par l'amortissement du circuit. Dans ce cas, les courbes II des fig. 145a à g, qui donnent la pente requise pour une oscillation stationnaire, ont toutes la même valeur initiale. Dès que circule un courant de grille, la pente requise est plus grande. L'amortissement provoqué par le courant de grille est donné par la formule:

$$R_{HF} = \frac{\pi R_g}{\sin 2\alpha} \dots \dots \dots \quad (\text{II B 59})$$

$$\alpha = \frac{\dots}{2}$$

(voir chapitre II B § 9). Dans cette expression,  $R_g$  est la résistance de grille interne et  $\cos \alpha = V_{g\text{moyen}}/V_g$ . [équation (II B 53)].

Cet amortissement a une valeur limite déterminée, à savoir  $2 R_g$  et la pente requise a donc aussi une valeur limite constante. Pour les valeurs usuelles de la dérivation de la bobine de l'oscillateur et de la résistance de grille  $R_g$ , on obtient, par exemple pour des tubes à chauffage indirect, une valeur limite d'environ 1,2  $S_0$ . Pour des tubes à chauffage direct, cette valeur peut être plus faible.

A l'état d'équilibre, la pente efficace est égale à la pente requise; elle est donc représentée, dans la fig. 145, par le point d'intersection des courbes I et II. Les figures a, b et c ne comportent qu'un seul point d'intersection, de sorte que, dans ce cas, il n'existe qu'un seul point d'équilibre\*.

Dans les fig. 145d et e, on trouve deux points d'intersection A et B. Dans la fig. 145f, les courbes I et II se touchent et dans la fig. 145g, elles n'ont plus de point commun. Dans ce dernier cas, la pente requise est, pour chaque tension d'oscillateur, plus grande que la pente obtenue, c'est-à-dire que le

\* En ce qui concerne la fig. 145a, nous tenons à attirer l'attention sur le fait suivant. Pour  $V_{g\text{moyen}} = 0$ , l'amortissement de grille est, pour chaque valeur de la tension d'oscillateur,  $2 R_g$ . Dans le cas d'une caractéristique de courant de grille rectiligne, la courbe II sauterait immédiatement de la valeur initiale à la valeur limite. En réalité, la partie inférieure de la caractéristique du courant de grille est cependant incurvée, de sorte que la ligne de la pente requise affecte la forme de la courbe II'. Le point d'intersection B' donne alors l'état d'équilibre sur lequel se règle l'oscillateur pour  $V_{g\text{moyen}} = 0$  V.

montage n'oscille plus. La fig. 145f donne le cas limite, à savoir la plus grande tension négative de grille, pour laquelle le montage oscille encore tout juste. Lorsqu'on porte la tension négative à une valeur plus élevée encore, l'oscillation cesse. Reste à savoir maintenant sur lequel des points d'intersection A et B des fig. 145d et e se réglera l'oscillateur dans le cas d'une tension de polarisation négative de grille fixe. Le tube se règle au point B, car au point A, l'équilibre est instable. Après l'amorçage de l'oscillation, nous arrivons d'abord au point A. Lorsque la tension d'oscillateur augmente, la pente efficace augmente plus rapidement que la pente requise, ce qui provoque un nouvel accroissement de la tension d'oscillation.

Le réglage au point B est stable dans tous les cas. Lorsque, dans ces conditions, la tension d'oscillateur augmente, la pente requise croît plus rapidement que la pente efficace et l'oscillation est en quelque sorte repoussée vers le point d'équilibre B.

Lorsqu'on augmente progressivement la tension négative de grille à partir d'une tension  $V_{g\text{moyen}} = 0$ , l'amplitude de la tension d'oscillateur se réglera consécutivement aux points B des fig. 145 a à f; enfin l'oscillation décroche (fig. 145 g).

### § 3. Réglage de l'équilibre dans le cas d'une polarisation négative automatique de la grille

Lorsqu'on emploie une résistance de fuite et un condensateur de grille, la situation peut être toute autre. Dans ce cas, une augmentation de la tension d'oscillateur entraîne automatiquement une augmentation de la tension négative de grille, de sorte que la pente efficace diminue. Si cette dernière influence domine, l'état d'équilibre, qui était instable au début, devient stable. L'état d'équilibre final est alors déterminé par l'un des points A de la fig. 145.

La genèse de l'oscillation est alors la suivante: Pour  $V_{g\text{moyen}} = 0$ , la pente est beaucoup plus grande que la pente requise; aussi, le tube oscille-t-il son oscillation et d'après la fig. 145a, il se réglerait au point B<sup>1</sup>. Cependant, il n'atteint pas ce point, car pendant l'accroissement de l'amplitude jusqu'au point P<sub>a</sub>, la tension négative de grille est devenue si grande que le réglage change et qu'il faut utiliser la courbe de la fig. 145b. L'amplitude croît alors jusqu'à P<sub>b</sub> et, de ce fait,  $V_{g\text{moyen}}$  acquiert par exemple la valeur finale de la fig. 145c, etc.

La vitesse d'accroissement de la tension d'oscillateur et de la tension négative de grille dépend d'un grand nombre de facteurs que nous étudierons en détail. Ces facteurs peuvent être tels qu'à partir d'un moment déterminé  $V_{g\text{moyen}}$  croît plus rapidement que  $V_g$ . Dans le cas d'une petite

valeur RC de la résistance de fuite et du condensateur de grille,  $V_{g\text{moyen}}$  atteindra sa valeur finale pas beaucoup plus tard que la tension d'oscillateur. Par contre, dans le cas d'une grande valeur de RC, l'accroissement de la tension négative de grille sera fortement retardé.

Il va de soi que la vitesse d'accroissement de la tension d'oscillateur dépend aussi de l'excès de la pente efficace engendrée.

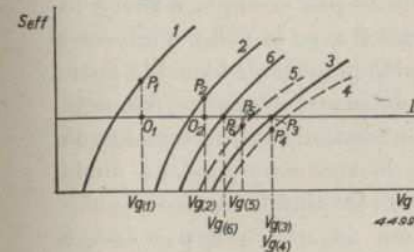


Fig. 146. Variations de la pente efficace en fonction de la tension d'oscillateur pour les valeurs correspondantes de la tension de polarisation automatique négative de grille, lorsque le temps RC est assez petit. Les divers stades des pentes obtenues sont représentés par les points P. La tension d'oscillateur se règle finalement au point P<sub>5</sub>.

Les divers stades des fig. 145 a à g peuvent se représenter par un certain nombre de courbes. Tout d'abord, la fig. 146 représente le cas dans lequel  $V_{g\text{moyen}}$  ne retarde que très peu par rapport à  $V_g$  et dans lequel celui-ci se règle finalement en un point stable A. Dans cette figure, la courbe II représente la pente requise. Pour une tension d'oscillateur progressivement croissante (portée en ordonnées), la figure donne plusieurs valeurs pour  $V_{g\text{moyen}}$ . A la tension négative de grille correspondant à la tension d'oscillateur  $V_{g(1)}$  correspond la courbe (suivant la courbe I de la fig. 145) dont le point d'intersection avec la verticale élevée en  $V_{g(1)}$  donne la pente efficace engendrée. Comme à cet état d'équilibre, il subsiste encore un excès de pente, ce qui est indiqué par la distance  $O_1P_1$ , la tension d'oscillateur augmentera, par exemple jusqu'à une valeur  $V_{g(2)}$ . A cette valeur correspond une plus grande tension de polarisation et la courbe de pente correspondante est la courbe II. La distance  $O_2P_2$  représente de nouveau l'excès de pente efficace. Finalement, le point d'intersection de la courbe  $S_{eff}$  et de la verticale correspondant à la tension d'oscillateur considérée tombe sur l'horizontale de la pente requise (horizontale II - au point P<sub>3</sub>). Dans ce cas, il n'y a plus d'excès de pente, de sorte que l'amplitude devrait en réalité rester constante. La polarisation négative de grille  $V_{g\text{moyen}}$  n'a cependant pas encore atteint sa valeur finale; elle augmente encore légèrement, par exemple jusqu'à la valeur correspondant à la courbe 4; la pente efficace est alors P<sub>4</sub>. Or, cette pente est inférieure à la valeur requise, de sorte que la tension d'oscillateur baisse. Comme la tension de polarisation suit à peu près immédiatement la tension d'oscillateur,  $V_{g\text{moyen}}$  diminue aussi. On arrive ainsi au point P<sub>5</sub>. La tension d'oscillateur oscille donc encore pendant un instant, autour d'un état d'équilibre, mais finalement elle se règle en un point déterminé, dans la fig. 146, au point P<sub>5</sub>. A ce point correspond la courbe 6. L'oscillateur s'étant réglé sur ce point, il ne se produira



plus de modification. On peut aussi tracer ces courbes pour le cas où la tension de grille retarde fortement par rapport à la tension d'oscillateur (fig. 147). Au début, on trouve les mêmes points d'intersection  $P_1$  et  $P_2$ . Au point  $P_3$ , la tension d'oscillateur a atteint une position d'équilibre, bien que

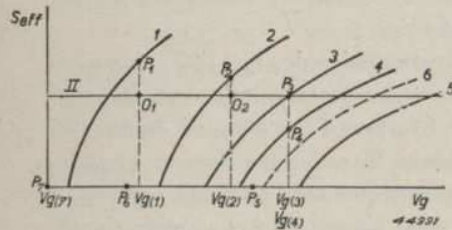


Fig. 147. Mêmes courbes que fig. 146, mais pour le cas où la tension moyenne de grille est fortement retardée par rapport à la tension d'oscillateur (constante de temps  $RC$ ). Au début, la tension d'oscillateur croît jusqu'à une valeur déterminée jusqu'au moment où la pente efficace obtenue est égale à la pente requise. Cependant, la tension de polarisation négative continue à croître, ce qui entraîne une forte réduction de la pente efficace. De ce fait, la tension d'oscillateur diminue aussi et finalement l'oscillation cesse.

la tension de grille doit encore rattrapper un certain retard. Nous obtenons par exemple d'abord la courbe 4 avec le point d'intersection  $P_4$ , point pour lequel le manque de pente efficace se fait déjà sentir beaucoup plus fortement que dans le cas correspondant de la fig. 146. De plus, la tension de polarisation négative n'a pas encore atteint sa valeur finale: elle augmente encore, alors que, par contre, la tension d'oscillateur diminue. De cette manière, on obtient par exemple la courbe 5, tandis que la valeur correspondante de la tension d'oscillateur est représenté par le point  $P_5$  sur l'axe des zéros. Ceci implique que la pente efficace est égale à zéro et de ce fait, la tension de l'oscillateur diminue rapidement encore. A partir de la courbe 5, la tension de polarisation négative diminue elle-aussi et c'est ainsi qu'à la courbe 6 par exemple correspond la tension d'oscillateur  $P_6$ . Finalement, la tension d'oscillateur

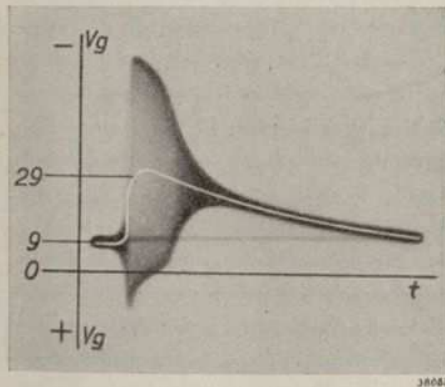


Fig. 148. Oscillogramme de la tension à la grille du tube oscillateur en fonction du temps. Cet oscillogramme montre nettement l'existence de suroscillation, telle qu'elle a été expliquée à l'aide des courbes de la fig. 147. Pour faciliter la compréhension de la figure, on y a tracé aussi les variations de la tension négative de grille.

de cette manière, on obtient par exemple d'abord la courbe 4 avec le point d'intersection  $P_4$ , point pour lequel le manque de pente efficace se fait déjà sentir beaucoup plus fortement que dans le cas correspondant de la fig. 146. De plus, la tension de polarisation négative n'a pas encore atteint sa valeur finale: elle augmente encore, alors que, par contre, la tension d'oscillateur diminue. De cette manière, on obtient par exemple la courbe 5, tandis que la valeur correspondante de la tension d'oscillateur est représenté par le point  $P_5$  sur l'axe des zéros. Ceci implique que la pente efficace est égale à zéro et de ce fait, la tension de l'oscillateur diminue rapidement encore. A partir de la courbe 5, la tension de polarisation négative diminue elle-aussi et c'est ainsi qu'à la courbe 6 par exemple correspond la tension d'oscillateur  $P_6$ . Finalement, la tension d'oscillateur

devient nulle (point  $P_7$ ) et la tension négative tombe à une valeur telle que le montage oscillateur se remet à osciller. L'ensemble de ce phénomène est appelé suroscillation. L'oscillogramme représenté fig. 148 (comme celui de la fig. 143) donne un exemple de suroscillation. L'oscillogramme donne les variations en fonction du temps de la tension appliquée à la grille. Il permet de déterminer à chaque instant la valeur de la tension de polarisation négative. Cette valeur est en effet égale à la moyenne des valeurs instantanées des tensions

H.F. représentées par un trait blanc dans l'oscillogramme. Dans le montage ayant servi à relever l'oscillogramme, on a déterminé, à l'aide d'une tension négative de grille de valeur variable, que le montage oscillateur oscille dès que la valeur de  $V_{g\text{moyen}}$  est plus positive que  $-9$  V. Dans l'oscillogramme de la fig. 148, ce point est indiqué par 9. (La tension de blocage du tube était de  $-10$  V.) Après l'amorçage de l'oscillation, la tension de l'oscillateur croît rapidement jusqu'à une valeur maximum déterminée, puis elle tombe fortement. De la variation de la tension négative de grille représentée sur l'oscillogramme, il résulte que la chute commence à  $V_{g\text{moyen}} = -29$  V. Si on laisse osciller stationnairement ce tube, avec condensateur de grille court-circuité, la tension de polarisation négative étant obtenue à l'aide d'un potentiomètre, le tube décroche aussi à  $V_{g\text{moyen}} = -29$  V. Pour cette valeur de la tension de polarisation, on obtient apparemment la situation représentée fig. 145. Par suite du manque de pente, l'oscillation est alors amortie jusqu'à ce qu'elle devienne nulle. La fig. 148 montre aussi que, pendant le temps que l'intensité du courant de grille est assez grande, la tension de polarisation augmente très rapidement. Pendant ce temps assez court, il se produit des tensions de grille élevées, fait qui se constate aussi nettement dans l'oscillogramme (dans la fig. 148, la pointe sous l'axe des zéros). L'oscillogramme montre en outre que, par suite de la constante de temps  $RC$ , la tension de polarisation atteint sa valeur maximum quelques périodes après la tension d'oscillateur. Si la tension de polarisation atteint une valeur d'environ  $-30$  V, la grille devient moins positive pendant les crêtes de la tension alternative et en même temps, la tension de polarisation décroît lentement. Avant que le courant de grille soit devenu nul, la tension de polarisation diminue déjà. La résistance de fuite évacue plus de charge que le courant de grille n'en amène au condensateur de grille. Dès que le courant de grille est nul, la tension de polarisation diminue, suivant la fonction exponentielle connue jusqu'au moment où la valeur  $V_{g\text{moyen}} = -9$  V est de nouveau atteinte.

De ce qui précède il résulte que la suroscillation se produit lorsque l'équilibre représenté par le point A dans la fig. 145 n'est pas stabilisé d'une manière ou d'une autre, de sorte que cet équilibre tend à s'établir au point B. La stabilité du point A n'est pas suffisante pour empêcher la suroscillation; on peut passer ce réglage si rapidement qu'on parvient de nouveau dans une zone instable. Ce fait s'illustre au mieux à l'aide de l'exemple suivant, tiré de la mécanique, dans lequel un état, stable par lui-même, est si rapidement passé que le réglage est malgré tout instable.

La fig. 149 montre la forme d'une glissière. Le point A constitue en soi un

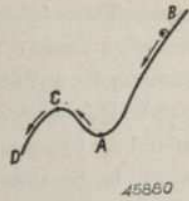


Fig. 149. Exemple mécanique d'un point stable A, qui peut être instable lorsqu'une bille animée d'une vitesse suffisante dépasse le point A et parvient au point C.

point d'équilibre stable pour une bille qu'on dépose. Cependant, lorsque la bille, provenant de A, peut passer ce point à une vitesse telle qu'elle effectue le trajet AC, elle parvient sur le tronçon instable C. Pour déterminer les conditions d'une bonne stabilité au point A, il faudrait suivre pas à pas l'accroissement de l'oscillation jusqu'au point A. Cependant, le caractère incohérent de certains facteurs rend cette étude extrêmement compliquée. Aussi nous contenterons-nous de mentionner qu'il se produira certainement de la suroscillation si les points A sont instables.

Des essais ont prouvé que la stabilité des points A est, en tout cas, une condition indispensable pour éviter la suroscillation. Aussi est-il logique de déterminer si dans un montage à résistance de fuite et à condensateur de grille, une amplitude qui diffère peu de l'amplitude au point A aura tendance à se rapprocher du point A ou à s'en écarter. Dans ce dernier cas, il se produira certainement de la suroscillation. Nous constaterons par la suite que certains facteurs permettent de prédire avec certitude si le point A est stable ou non.

D'après ce qui précède, le point A constitue un point d'équilibre de sorte que l'amplitude correspondante est stationnaire. Une amplitude qui diffère de l'amplitude au point A sera fonction du temps, car toutes les influences déterminantes ne se compensent pas.

Il est donc possible de déterminer une équation dans laquelle se présente l'amplitude en fonction du temps. De cette équation il ressortira alors, si après un certain temps, l'amplitude se rapproche du point A ou s'en écarte.

§ 4. Etude de la stabilité du réglage

Pour étudier rigoureusement la stabilité, c'est-à-dire les variations finales des états de passage, il sera nécessaire de calculer l'influence d'un excès de pente sur l'amplitude et en outre, l'influence de cette amplitude sur la tension de polarisation négative et par conséquent, sur la pente efficace et sur l'amortissement.

Dans le calcul qui va suivre, nous caractériserons les valeurs qu'acquiert les diverses grandeurs à l'état stationnaire par l'indice s. Pendant le temps de passage, les grandeurs diffèrent, en général, de cette valeur et ce d'un montant que nous indiquerons par une lettre minuscule. Il se pourra donc, par exception, qu'une amplitude soit indiquée par une lettre minuscule.

Pendant le temps de passage vers l'oscillation stationnaire, on a donc :

$$S_{eff} = S_{eff_s} + s_{eff},$$

$$V_g = V_{g_s} + v_g,$$

$$V_a = V_{a_s} + v_a$$

$$V_{g\ moyen} = V_{g\ moyen_s} + v_{g\ moyen},$$

$$I_{g\ moyen} = I_{g\ moyen_s} + i_{g\ moyen}.$$

La manière dont se comporte le montage est donc déterminé dès que l'on connaît la loi des variations en fonction du temps de l'une des grandeurs  $s_{eff}$ ,  $v_g$ , etc. Si cette grandeur tend finalement vers zéro, on obtient un état stationnaire et le montage est donc stable.

Il est possible d'établir deux équations qui ne comportent que les grandeurs  $v_g$  et  $v_{g\ moyen}$ . La première équation en  $v_g$  concerne les phénomènes dans le circuit d'accord; la seconde est relative à la variation  $v_{g\ moyen}$  de la tension de polarisation de grille dans la combinaison condensateur de grille, résistance de fuite et tube. Cependant, pour établir cette équation, il sera nécessaire d'exprimer d'abord  $s_{eff}$  et  $i_{g\ moyen}$  en fonction de  $v_g$  et de  $v_{g\ moyen}$ .

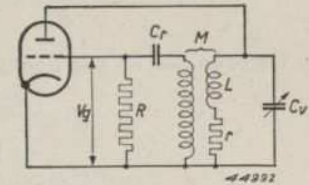


Fig. 150. Schéma de principe d'un montage oscillateur avec circuit anodique accordé.

La fig. 150 montre le principe d'un montage à réaction dont le circuit anodique est accordé. Lorsqu'il se produit dans ce circuit une certaine oscillation, ce circuit contient une certaine énergie qui, aux moments où la tension est maximum, est entièrement absorbée dans le condensateur. Si l'amplitude de la tension est  $V_a$ , cette énergie est égale à

$$P = \frac{1}{2} C_v V_a^2. \dots \dots \dots (II E 1)$$

Cependant, pendant l'oscillation, une certaine quantité d'énergie se dissipe dans la résistance r, de sorte que l'énergie de circuit P diminuerait dans le temps. D'autre part, le courant alternatif anodique amène de la puissance au circuit, et c'est la différence de ces deux puissances qui détermine finalement si P augmente ou diminue. Dans la résistance r se dissipe une puissance :

$$\frac{1}{2} I_k^2 r = \frac{1}{2} \frac{V_a^2}{\omega^2 L^2} r.$$

Le courant anodique  $I_a$  amène au circuit une puissance :

$$\frac{1}{2} I_a V_a = \frac{1}{2} S_{eff} \frac{M}{L} V_a^2*.$$

\* Dans la suite de l'exposé, M/L est une valeur absolue.

Par seconde, l'énergie du circuit diminue donc d'un montant:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{2} \left( S_{eff} \frac{M}{L} - \frac{r}{\omega^2 L^2} \right) V_a^2 \dots \dots \dots \text{(II E 2)}$$

Si, en différentiant (II E 1), on exprime cette variation en une variation de l'amplitude de tension (donc en une variation des amplitudes successives), on trouve:

$$\frac{dP}{dt} = C_v V_a \frac{dV_a}{dt} = \frac{1}{2} V_a^2 \left( S_{eff} \frac{M}{L} - \frac{r}{\omega^2 L^2} \right),$$

ou:

$$\frac{dV_a}{dt} = \frac{1}{2} V_a \left( \frac{S_{eff} M}{L C_v} - \frac{r}{L} \right) \dots \dots \dots \text{(II E 3)}$$

A l'état stationnaire, la quantité d'énergie fournie au circuit est égale à celle dissipée dans *r*. L'amplitude de *V<sub>a</sub>* est alors constante, ou

$$\frac{dV_a}{dt} = 0.$$

Dans ce cas, on a la pente efficace *S<sub>effs</sub>*. L'équation (II E 3) permet d'écrire:

$$0 = \frac{S_{effs} M}{C_v} - r \dots \dots \dots \text{(II E 4)}$$

(Ce résultat concorde rigoureusement avec la condition d'oscillation (II B 18).

En soustrayant cette équation de (II E 3), on obtient:

$$\frac{dv_a}{dt} = \frac{s_{eff} M V_{as}}{2 L C_v} \dots \dots \dots \text{(II E 5)}$$

Et aussi, comme *V<sub>gs</sub>* est une fraction déterminée de *V<sub>as</sub>*:

$$\frac{dv_g}{dt} = \frac{s_{eff} M V_{gs}}{2 L C_v} \dots \dots \dots \text{(II E 6)}$$

Cette équation différentielle donne les variations de *v<sub>g</sub>* en fonction du temps. Comme nous l'avons déjà mentionné, il faut maintenant exprimer *s<sub>eff</sub>* en fonction de *v<sub>g</sub>* et de *v<sub>g moyen</sub>*. *S<sub>eff</sub>* varie avec *V<sub>g</sub>* et *V<sub>g moyen</sub>*, et pour une petite variation *s<sub>eff</sub>*, on peut donc écrire:

$$s_{eff} = \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right) v_{g \text{ moyen}} + \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) v_g \cdot \frac{V_{gs}}{V_{g \text{ moyen} s}}$$

En substituant cette valeur de *s<sub>eff</sub>* dans l'équation (II E 6), on obtient:

$$\frac{dv_g}{dt} = A v_g - B v_{g \text{ moyen}} \dots \dots \dots \text{(II E 7a)}$$

expression dans laquelle:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{V_{gs} M}{2 L C_v} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen} s} \\ B &= - \frac{V_{gs} M}{2 L C_v} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right) V_{gs} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \text{(II E 7b)}$$

Il s'agit ensuite d'établir une équation pour la combinaison résistance de fuite-condensateur de grille-tube.

La fig. 150 montre qu'au noeud résistance de fuite — condensateur de grille, on a:

$$\frac{V_{g \text{ moyen}}}{R} + C_r \frac{dv_{g \text{ moyen}}}{dt} = I_{g \text{ moyen}}.$$

*V<sub>g moyen</sub>* est la valeur absolue de la tension de polarisation négative de la grille.

Comme, à l'état stationnaire,

$$\frac{V_{g \text{ moyen} s}}{R} = I_{g \text{ moyen} s},$$

on trouve, en soustrayant cette valeur de l'équation précédente:

$$\frac{v_{g \text{ moyen}}}{R} + C_r \frac{dv_{g \text{ moyen}}}{dt} = i_{g \text{ moyen}} \dots \dots \dots \text{(II E 8)}$$

Cette équation exprime les variations de *v<sub>g moyen</sub>* en fonction du temps. Comme *i<sub>g moyen</sub>* est aussi fonction de *V<sub>g</sub>* et de *V<sub>g moyen</sub>*, on peut écrire, pour la variation *i<sub>g moyen</sub>*:

$$i_{g \text{ moyen}} = \left( \frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen} s} v_g + \left( \frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right) V_{gs} v_{g \text{ moyen}}.$$

En substituant cette valeur de *i<sub>g moyen</sub>* dans l'équation (II E 8), on trouve:

$$\frac{dv_{g \text{ moyen}}}{dt} = C v_g - D v_{g \text{ moyen}} \dots \dots \dots \text{(II E 9a)}$$

expression dans laquelle:

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{1}{C_r} \left( \frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen} s} \\ D &= \frac{1}{C_r} \left[ \left( - \frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right) V_{gs} + \frac{1}{R} \right] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots \text{(II E 9b)}$$

et

Nous déterminerons par la suite les coefficients C et D.

Des équations (II E 7a) et (II E 9a), on peut déduire l'équation différentielle pour  $v_g$ , exprimé en A, B, C et D, en éliminant  $v_{g \text{ moyen}}$ . En différenciant l'équation (II E 7a), on obtient:

$$\frac{d^2 v_g}{dt^2} = A \frac{dv_g}{dt} - B \frac{dv_{g \text{ moyen}}}{dt} \dots \dots \dots \text{ (II E 10)}$$

Des équations (II E 7a) et (II E 9a), on déduit:

$$\frac{dv_{g \text{ moyen}}}{dt} = C v_g - \frac{D}{B} A v_g + \frac{D}{B} \frac{dv_g}{dt} \dots \dots \text{ (II E 11)}$$

En substituant (II E 11) dans (II E 10), on obtient:

$$\frac{d^2 v_g}{dt^2} + (D - A) \frac{dv_g}{dt} + (BC - AD) v_g = 0 \dots \text{ (II E 12)}$$

On constate donc que la valeur de  $v_g$  est donnée par une équation d'oscillation. On peut en conclure que  $v_g$  s'évanouit totalement (jusqu'à zéro), lorsque le coefficient d'amortissement, c'est-à-dire le coefficient de  $dv_g/dt$  de l'équation différentielle et en outre le coefficient de  $v_g$  sont positifs. La condition d'un équilibre stable au point A devient donc:

$$D > A \dots \dots \dots \text{ (II E 13)}$$

pour autant que  $(BC - AD) > 0$ . En général, cette dernière condition se trouve satisfaite.

En substituant les valeurs de D et de A dans l'équation (II E 13), on obtient finalement:

$$\frac{1}{C_r} \left[ \left( \frac{1}{R} + \left( -\frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right) V_{gs} \right) \right] > \frac{M}{2 L C_v} V_{gs} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}_s} \text{ (II E 14)}$$

L'oscillogramme de la fig. 144 montre nettement comment l'amplitude atteint, tout comme une oscillation amortie, son état d'équilibre final. Dans cette figure, une interruption périodique de la tension anodique force l'oscillation de se régler chaque fois à nouveau.

**§ 5. Conclusions d'ordre qualitatif tirées de la condition de stabilité**

Pour un oscillateur déterminé, l'équation de stabilité permet déjà de tirer quelques conclusions intéressantes relatives aux éléments du montage et aux propriétés du tube.

*a) Conclusions relatives aux éléments de montage*

1. Pour éviter la suroscillation, il est recommandable de limiter la capacité du condensateur de grille  $C_r$ . Cependant, cette capacité ne doit pas être réduite arbitrairement. Une capacité trop faible entraîne une répartition défavorable de la tension sur la capacité d'entrée et la capacité grille-anode du tube (B § 9).
2. La résistance de fuite R doit être maintenue aussi petite que possible. Ces conditions pour le condensateur de grille et la résistance de fuite concordent avec les résultats pratiques obtenus précédemment.
3. Du second membre de l'équation (II E 14), il résulte qu'un grand facteur de réaction  $M/L$  augmente la tendance à la suroscillation. L'expérience acquise avec les anciens récepteurs à réaction confirme ce fait qui explique aussi pourquoi la tendance à la suroscillation de la partie oscillatrice du tube changeur de fréquence est la plus grande dans la gamme d'ondes courtes; en effet, dans cette gamme, le facteur de réaction  $M/L$  est notablement plus grand que dans la gamme d'ondes moyennes et dans celle d'ondes longues.
4. Enfin, la suroscillation se produira surtout lorsque la capacité du condensateur d'accord  $C_v$  est faible. C'est le cas pour la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde.

*b. Conclusions relatives aux propriétés du tube oscillateur*

1. De la condition de stabilité (II E 14), il résulte qu'au point d'équilibre A, l'expression  $\left( \frac{-\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right) V_{gs}$  doit être grande, c'est-à-dire qu'une variation de  $V_{g \text{ moyen}}$  doit entraîner une grande variation du courant de grille  $I_{g \text{ moyen}}$ . Ceci implique que la suroscillation se produira moins vite dans le cas d'une caractéristique de courant de grille à forte pente. Dans certains tubes, par exemple le tube ECH 21 et le tube UCH 21, cette pente s'obtient en constituant une partie de la grille par un enroulement fermé (voir fig. 151).
2. On voit en outre que la suroscillation se produira moins vite lorsque  $\left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}_s}$  est petit. A ce sujet, l'exemple de la fig. 145 (caractéristique  $i_a/v_g$  rectiligne) permet de formuler les remarques suivantes:

Sur les fig. 145 a et b, l'expression  $\left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}_s}$  est



Fig. 151. Croquis de la grille de la partie oscillatrice d'un tube changeur de fréquence dont la partie inférieure constitue un enroulement fermé.

négative ou nulle. Dans ce cas, le réglage est déjà stable. Dans la fig. c, l'expression  $\left(\frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g}\right) V_{g\text{ moyen}_s}$  est toujours nulle, c'est-à-dire que le

réglage est stable aussi pour des tensions d'oscillateur inférieures à la tension de blocage.

Dans les fig. 145 d à g inclus, la stabilité du réglage au point A (pour des valeurs déterminées des éléments de circuit et une forme donnée de la caractéristique du courant de grille) dépend de la grandeur de  $V_g$  et de

$\left(\frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g}\right) V_{g\text{ moyen}_s}$ . Après ces conclusions provisoires tirées de l'équation

(II E 14), on s'efforcera évidemment aussi d'établir des prévisions numériques. Les valeurs des divers éléments du circuit sont déjà connues avec une précision suffisante, mais il faut encore déterminer les deux quotients différentiels de l'équation (II E 10). Dans la dernière conclusion, nous nous sommes servis de données de la fig. 145 basées sur une caractéristique  $i_a/v_g$  linéaire. Cependant, en général, il faudra disposer de données plus précises. Or, les valeurs des quotients différentiels peuvent s'obtenir par des mesures effectuées sur le tube considéré (E § 6) ou par des calculs basés sur des caractéristiques de tube suffisamment rapprochées (E § 7).

### § 6. Mesure des quotients différentiels $\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$ et $V_{g_s} \left(\frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g}\right) V_{g\text{ moyen}_s}$

Les mesures s'effectuent à l'aide d'un montage tel que celui représenté fig. 152. L'impédance  $Z$  est accordée sur la fréquence de l'hétérodyne  $G$ . La tension alternative  $V_g$  de la grille se mesure à l'aide d'une diode voltmètre  $DM_1$ .

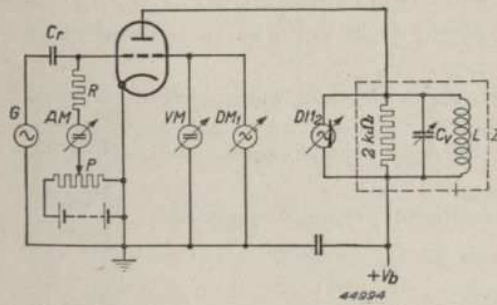


Fig. 152. Montage pour mesurer les grandeurs  $\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$  et  $V_{g_s} \left(\frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g}\right) V_{g\text{ moyen}_s}$

La tension alternative du circuit anodique se relève à l'aide de la diode voltmètre  $DM_2$  et la tension continue  $V_{g\text{ moyen}}$  de la grille, à l'aide du voltmètre  $VM$ . L'intensité du courant de grille dans la résistance de fuite  $R$  peut se déterminer à l'aide du micro-ampèremètre  $AM$ . Le potentiomètre  $P$  sert à régler la tension de polarisation négative  $V_{g\text{ moyen}}$  de la grille.

### a. Mesure de $\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$

Pour déterminer cette grandeur au point A, on procède de la manière suivante: En premier lieu, il s'agit de déterminer la tension d'oscillateur et la tension de polarisation négative au point d'équilibre A. Si l'on remplace le générateur de signal par une bobine de réaction et que l'on relie la résistance de fuite  $R$  directement à la cathode, la tension alternative de l'oscillateur et la tension de polarisation négative de grille peuvent se lire directement, la première sur la diode voltmètre  $DM_1$ , l'autre sur le voltmètre  $VM$ . Les valeurs mesurées sont celles correspondant à un point A. Admettons par exemple que, pour un tube ECH 21, dans un montage déterminé, avec une résistance de fuite de 50 kΩ, la tension d'oscillateur soit de 8  $V_{eff}$  et qu'il faille

déterminer pour ce réglage la grandeur  $\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$ .

On remplacera alors la bobine de réaction par le générateur de signal  $G$ . À l'aide du générateur de signal  $G$  et du potentiomètre  $P$  on réglera la tension alternative de l'oscillateur et la tension de polarisation négative sur des valeurs correspondantes (dans ce cas, la résistance de fuite de grille sera reliée directement à la cathode). La tension alternative  $V_{g_s}$  de l'oscillateur étant maintenue constante, la variation de  $I_{g\text{ moyen}}$  provoquée par une variation de  $V_{g\text{ moyen}}$  (indiquée par le voltmètre  $VM$ ), peut se lire directement sur le micro-ampèremètre  $AM$ . La valeur  $\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$  est le quotient des valeurs lues.

Pour le tube ECH 21, pour une tension d'oscillateur de 8  $V_{eff}$ , ce quotient est 300  $\mu A/V$ .

Cette grandeur peut évidemment se déterminer aussi pour d'autres points d'équilibre obtenables par une variation du couplage. On constate alors que pour une grande gamme de la tension alternative de l'oscillateur,

$\left(-\frac{\partial I_{g\text{ moyen}}}{\partial V_{g\text{ moyen}}}\right) V_{g_s}$  est pratiquement indépendant de  $V_{g_s}$ .

### b. Mesure de $V_{g_s} \left(\frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g}\right) V_{g\text{ moyen}_s}$

Pour cette mesure, comme pour la précédente, on détermine d'abord la tension d'oscillateur  $V_{g_s}$  et la tension de polarisation négative correspondante  $V_{g\text{ moyen}_s}$  au point A considéré. À l'aide des résultats obtenus, on

règle de nouveau, au moyen du générateur de signal et du potentiomètre, la tension d'oscillateur  $V_{g_s}$  et la tension négative de grille  $V_{g_{moyen_s}}$  du point A. A l'aide de la diode voltmètre  $DM_{2s}$ , on relève la tension  $V_{a_s}$  du circuit anodique. Pour  $V_{a_s}$ , on a dès lors (puisque  $Z \ll R_i$ ):

$$V_{a_s} = S_{eff_s} V_{g_s} Z.$$

On augmente alors la tension de l'hétérodyne d'un montant  $v_g$  et, en même temps, on ajuste le potentiomètre  $P$  d'une manière telle que la tension de polarisation négative soit de nouveau égale à  $V_{g_{moyen_s}}$ . La tension aux bornes du circuit est maintenant  $V_{a_s} + v_a$ , et on peut écrire:

$$V_{a_s} + v_a = (S_{eff_s} + s_{eff}) (V_{g_s} + v_g) Z.$$

Le terme  $s_{eff} v_g Z$  est petit par rapport aux autres; on peut donc le négliger.

On obtient, alors:

$$V_{a_s} + v_a = S_{eff_s} V_{g_s} Z + s_{eff} V_{g_s} Z + S_{eff_s} v_g Z$$

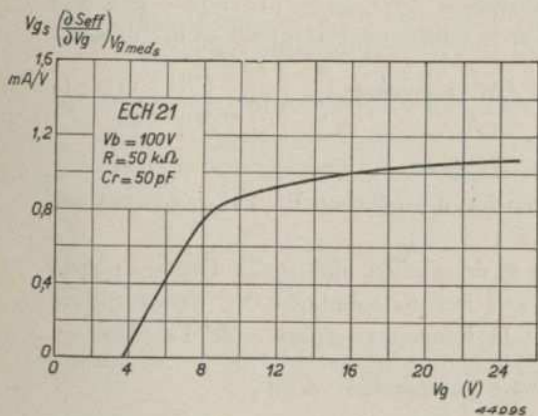


Fig. 153. Grandeur  $V_{g_s} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g_{moyen_s}}$  en fonction de la tension d'oscillateur  $V_g$  (valeur de crête) mesurée à la partie triode du tube ECH 21.

ou:

$$v_a = S_{eff_s} v_g Z + s_{eff} V_{g_s} Z$$

ou:

$$\frac{V_{g_s} s_{eff}}{v_g} = V_{g_s} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g_{moyen_s}}$$

$$= \left( \frac{v_a}{v_g} - \frac{V_{a_s}}{V_{g_s}} \right) \frac{1}{Z}.$$

Les grandeurs  $V_{a_s}$ ,  $V_{g_s}$ ,  $v_a$  et  $v_g$  sont connues par les mesures.

L'impédance du circuit est connue elle-aussi; elle est, par exemple, de  $2 \text{ k}\Omega$ . On peut

donc calculer  $\frac{V_{g_s} \cdot s_{eff}}{v_g}$ .

Ces mesures peuvent s'effectuer pour plusieurs points A. Les résultats obtenus pour le tube ECH 21 sont représentés fig. 153.

§ 7. Calcul des quotients différentiels

$$\left( - \frac{\partial I_{g_{moyen}}}{\partial V_{g_{moyen}}} \right) V_{g_s} \quad \text{et} \quad V_{g_s} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g_{moyen_s}}$$

Les mesures mentionnées dans le paragraphe précédent permettent de juger quelque peu de la stabilité de tubes donnés dans le montage oscillateur. Cependant, pour permettre de choisir d'avance, d'une manière aussi favorable que possible, les diverses grandeurs du tube, nous calculerons les quotients précités en nous basant sur les données fondamentales du tube.

a. Calcul de  $\left( - \frac{\partial I_{g_{moyen}}}{\partial V_{g_{moyen}}} \right) V_{g_s}$

Nous admettons que la caractéristique du courant de grille est linéaire. Le

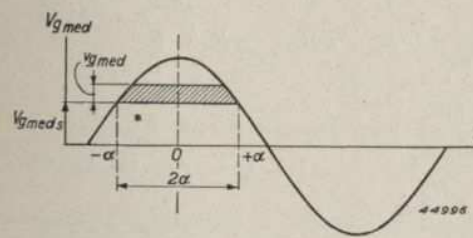


Fig. 154. Les tensions  $V_g$  et  $V_{g_{moyen}}$  à la grille d'un tube oscillateur en fonction du temps.

calcul du quotient  $\left( - \frac{\partial I_{g_{moyen}}}{\partial V_{g_{moyen}}} \right) V_{g_s}$

se ramène alors à déterminer la variation de courant de la grille qu'entraîne une variation de la tension de polarisation négative de la grille, la tension alternative de grille étant constante. La fig. 154

donne les tensions de grille en fonction du temps. Si, sur cette figure, la tension de polarisation négative  $V_{g_{moyen}}$  croît, d'un montant  $v_{g_{moyen}}$ , la diminution du courant de grille moyen est (voir aussi II B 9):

$$i_{g_{moyen}} = - \frac{\text{surface hachurée}}{2\pi R_g} = - \frac{2\alpha v_{g_{moyen}}}{2\pi R_g} = - \frac{\alpha v_{g_{moyen}}}{\pi R_g};$$

donc:

$$- \frac{i_{g_{moyen}}}{v_{g_{moyen}}} = \left( - \frac{\partial I_{g_{moyen}}}{\partial V_{g_{moyen}}} \right) V_{g_s} = \frac{\alpha}{\pi R_g} \dots \dots \dots \text{(II E 15)}$$

Dans cette équation,  $R_g$  est la résistance de grille interne et  $\alpha$  est l'angle de courant (angle d'ouverture) déterminé par l'équation:

$$\text{tg } \alpha - \alpha = \pi \frac{R_g}{R} \dots \dots \dots \text{(II B 56)}$$

Les équations (II E 15) et (II B 56) permettent d'exprimer le quotient

$$\left( \frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right)_{V_{g_s}} \text{ en fonction de } R \text{ et de } R_g.$$

On peut en tirer la conclusion particulièrement importante que ce quotient est indépendant de la grandeur de la tension d'oscillateur  $V_{g_s}$  et qu'il est uniquement déterminé par les valeurs de  $R$  et de  $R_g$ .

C'est ainsi que pour le tube ECH 21, pour  $R = 50 \text{ k}\Omega$  et  $R_g = 500 \Omega$ , de sorte que  $\cos \alpha = 0,9$  (voir fig. 118), et en admettant que la caractéristique du courant de grille est rectiligne, on trouve que le quotient précité est  $314 \mu \text{ A/V}$ . Les mesures mentionnées dans le paragraphe précédent ont donné comme résultat  $300 \mu \text{ A/V}$ ; la concordance est donc largement satisfaisante.

Comme  $\cos \alpha = \frac{V_{g \text{ moyen}_s}}{V_{g_s}}$ , le facteur  $\left[ \frac{1}{R} - \left( \frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right)_{V_{g_s}} \right]$  de l'équa-

tion de stabilité (II E 14) peut encore s'écrire sous la forme suivante:

$$\frac{1}{R} - \left( \frac{\partial I_{g \text{ moyen}}}{\partial V_{g \text{ moyen}}} \right)_{V_{g_s}} = \frac{1}{R} + \frac{\alpha}{\pi R_g} = \frac{1}{\pi R_g} \left( \frac{\pi R_g}{R} + \alpha \right) = \frac{t_g \alpha}{\pi R_g} = \frac{\sqrt{\left( \frac{V_{g_s}}{V_{g \text{ moyen}_s}} \right)^2 - 1}}{\pi R_g} \dots \dots \dots \text{ (II E 16)}$$

**b. Calcul de  $V_{g_s} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right)_{V_{g \text{ moyen}_s}}$**

Pour calculer cette grandeur, la caractéristique linéaire ne constitue pas une approximation suffisante. (Pour s'en convaincre, il suffit d'utiliser la fig. 145 comme point de départ pour le calcul et de comparer les résultats de ces calculs avec les résultats mesurés donnés par la fig. 153). Aussi partons-nous, pour ce calcul, de la caractéristique du second degré

$$i_a = \frac{S_o}{2 V_{go}} (v_g + V_{go})^2$$

ce qui constitue une meilleure approximation de la caractéristique réelle (voir fig. 87).  $S_o$  et  $V_{go}$  sont proportionnels à la tension d'anode  $V_a$ .

La valeur instantanée de la tension de grille est:

$$v_g = V_{g \text{ moyen}} + V_g \sin x, \text{ expression dans laquelle } x = \omega t.$$

La valeur instantanée du courant de grille est donc:

$$i_a = \frac{S_o}{2 V_{go}} \left\{ (-V_{g \text{ moyen}} + V_{go})^2 + 2 V_g (-V_{g \text{ moyen}} + V_{go}) \sin x + V_g^2 \sin^2 x \right\}.$$

La première harmonique du courant anodique se déduit de l'équation:

$$I_{a1} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_a \sin x \, dx = \frac{S_o}{2\pi V_{go}} \int_A^B \left\{ (-V_{g \text{ moyen}} + V_{go})^2 \sin x + 2 V_g (-V_{g \text{ moyen}} + V_{go}) \sin^2 x + V_g^2 \sin^3 x \right\} dx;$$

$$I_{a1} = \frac{S_o}{2\pi V_{go}} \left\{ -(-V_{g \text{ moyen}} + V_{go})^2 \cos x + 2 V_g (-V_{g \text{ moyen}} + V_{go}) \times \left( \frac{x}{2} - \frac{\sin 2x}{4} \right) + V_g^2 \left( -\cos x + \frac{\cos^3 x}{3} \right) \right\}_A^B.$$

La pente effective moyenne est donc:

$$S_{eff} = \frac{I_{a1}}{V_g} = \frac{S_o}{2\pi V_g V_{go}} \left\{ -(-V_{g \text{ moyen}} + V_{go})^2 \cos x + 2 V_g (-V_{g \text{ moyen}} + V_{go}) \times \left( \frac{x}{2} - \frac{\sin 2x}{4} \right) + V_g^2 \left( -\cos x + \frac{\cos^3 x}{3} \right) \right\}_A^B.$$

Deux cas peuvent se présenter:

1.  $(V_{g \text{ moyen}} + V_g) < V_{go}$ .

Toute l'oscillation se déroule le long de la caractéristique.

L'équation doit alors être intégrée entre 0 et  $2\pi$  et devient alors:

$$S_{eff} = \frac{S_o}{2\pi V_{go} V_g} \left\{ 2 V_g (-V_{g \text{ moyen}} + V_{go}) \pi \right\} = \frac{S_o}{V_{go}} (V_{go} - V_{g \text{ moyen}}).$$

On en déduit que  $S_{eff}$  est indépendant de  $V_g$ , de sorte que:

$$\left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right)_{V_{g \text{ moyen}_s}} = 0.$$

2.  $(V_{g \text{ moyen}} + V_g) > V_{go}$ .

Deux cas peuvent alors se présenter:

- I.  $V_{g \text{ moyen}} < V_{go} < (V_{g \text{ moyen}} + V_g)$ . (Dans le cas de tubes de sortie, on parle alors de tubes fonctionnant en régime AB).

Les limites d'intégration sont maintenant  $-\varphi_o$  et  $\pi + \varphi_o$  (voir fig. 155a).

- II.  $V_{g \text{ moyen}} > V_{go}$  (régime C).

Les limites d'intégration sont alors  $\varphi_o$  et  $\pi - \varphi_o$  (voir fig. 155b).

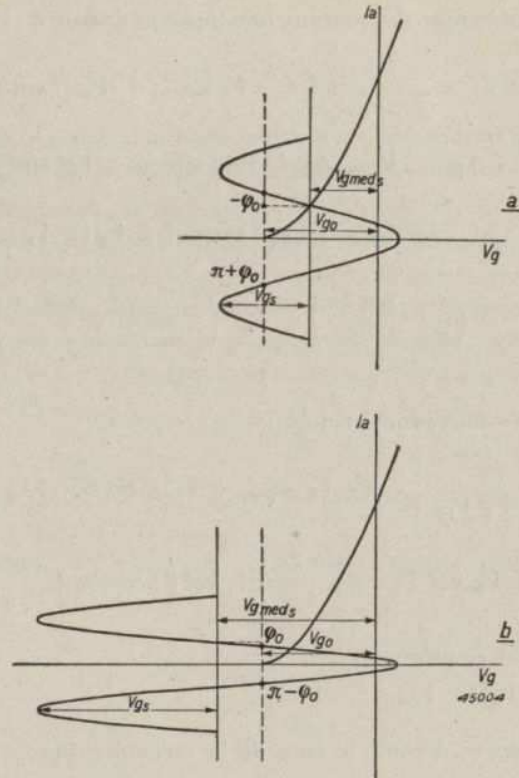


Fig. 155. Caractéristique quadratique  $i_a/V_g$  d'un tube oscillateur dans laquelle on a tracé la tension alternative de grille en fonction, du temps pour :  
(a)  $V_g \text{ moyen} < V_{go} < (V_g \text{ moyen} + V_g)$ ;  
(b)  $V_g \text{ moyen} > V_{go}$ .

La valeur de  $\varphi_0$  se tire de :

$$\sin \varphi_0 = \frac{V_{g \text{ moyen}} - V_{go}}{V_{gs}}$$

et :

$$\left( \frac{\partial \varphi_0}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}} = - \frac{V_{g \text{ moyen}} - V_{go}}{V_{gs}^2 \cos \varphi_0}$$

Après substitution des limites d'intégration, on obtient dans les deux cas pour  $S_{eff}$  :

$$S_{eff} = \frac{S_0}{\pi V_{go}} (V_{g \text{ moyen}} - V_{go}) \left( \varphi_0 - \frac{\pi}{2} + \frac{\cos \varphi_0 - \cos^3 \varphi_0}{\sin \varphi_0} \right)$$

d'où l'on déduit :

$$\left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}} = \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial \varphi_0} \right) V_{g \text{ moyen}} \left( \frac{\partial \varphi_0}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}} = \frac{S_0 (V_{g \text{ moyen}} - V_{go})^2}{\pi V_{go} V_{gs}^2 \cos \varphi_0} \times \left\{ 1 + \frac{\sin \varphi_0 (-\sin \varphi_0 + \sin \varphi_0 \cos^2 \varphi_0) - \cos \varphi_0 \left( \cos \varphi_0 - \frac{\cos^3 \varphi_0}{3} \right)}{\sin^2 \varphi_0} \right\} = \frac{2}{3\pi V_{go}} S_0 \cos^3 \varphi_0$$

Donc :

$$V_{gs} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}} = \frac{2 V_{gs} S_0 \cos^3 \varphi_0}{3\pi V_{go}} = \frac{2}{3\pi} S_0 \frac{V_{gs}}{V_{go}} \sqrt{1 - \left( \frac{V_{g \text{ moyen}} - V_{go}}{V_{gs}} \right)^2} \quad (\text{II E 17})$$

De l'équation (II E 17), il résulte que

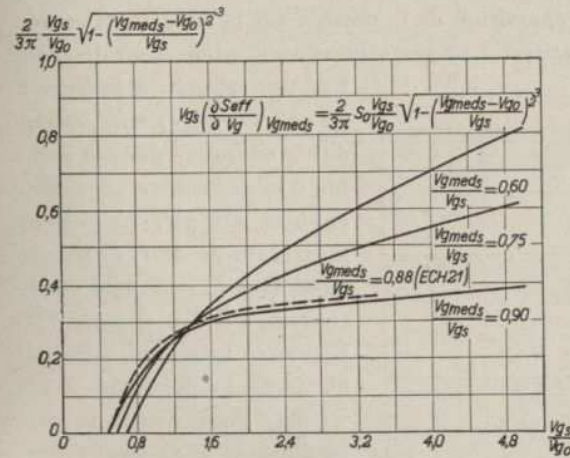


Fig. 156. Facteur de proportionnalité de  $S_0$  de l'équation (II E 17), en fonction de  $V_{gs}/V_{go}$  pour quelques valeurs de  $V_{g \text{ moyen}}/V_{gs}$ .

$$V_{gs} \left( \frac{\partial S_{eff}}{\partial V_g} \right) V_{g \text{ moyen}}$$

est proportionnel à la pente initiale  $S_0$ . La fig. 156 donne ce facteur de proportionnalité en fonction de  $V_{gs}/V_{go}$  pour quelques valeurs de  $V_{g \text{ moyen}}/V_{gs}$ .

Cette figure donne en outre, à la même échelle, à savoir après division par  $C_0 = 3 \text{ mA/V}$ , la courbe mesurée du tube ECH 21 (fig. 153).

Cette courbe correspond à la ligne  $V_{g \text{ moyen}}/V_{gs} = \cos x = 0,90$  (calculé en partant de  $R = 50 \text{ k}\Omega$  et  $R_g = 500 \Omega$ , voir paragraphe B § 8). On voit que la courbe relevée et la courbe calculées concordent d'une manière satisfaisante.

§ 8. Conclusions d'ordre quantitatif tirées de la condition de stabilité

Alors que dans le paragraphe E § 5, nous nous sommes contentés de con-



clusions d'ordre qualitatif, vu la bonne concordance des grandeurs mesurées et des grandeurs calculées, on peut aussi déduire de la condition de stabilité les valeurs numériques optima des divers éléments du montage et du tube. A cet effet, par substitution des équations (II E 16) et (II E 17), on peut écrire l'équation de stabilité (II E 14) sous une autre forme. On obtient alors:

$$f > \frac{M C_r}{L C_v} \dots \dots \dots \text{(II E 18a)}$$

expression dans laquelle:

$$f = 3 \frac{V_{g0}}{V_{g_s}} \frac{\sqrt{\left(\frac{V_{g_s}}{V_{g_{moyens}}}\right)^2 - 1}}{R_g S_o \sqrt{1 - \left(\frac{V_{g_{moyens}} - V_{g0}}{V_{g_s}}\right)^2}} \dots \dots \dots \text{(II E 18b)}$$

L'expression (II E 18a) montre immédiatement qu'une petite valeur de  $f$  est défavorable pour la suroscillation. La plus petite valeur de  $f$  encore admissible en ce qui concerne la suroscillation est déterminée par la grandeur de  $C_r$ ,  $M/L$  et  $C_v$ . La répartition de la tension sur la capacité d'entrée et la capacité grille-anode incitera à ne pas utiliser un condensateur de grille

$C_r$  d'une capacité inférieure à 50 pF. La plus petite valeur de  $C_v$  se trouve dans la gamme d'ondes courtes, à savoir environ 40 pF. La valeur maximum de  $M/L$  se trouve aussi dans la gamme d'ondes courtes, à savoir environ 1/3. La valeur minimum admissible de  $f$  est donc  $40/50 \times 1/3 = 0,3$ . Pour éviter la suroscillation, le facteur  $f$  doit donc, en tout cas, être supérieur à 0,3.

A l'aide de l'équation (II E 18b), calculons  $f$  en nous basant sur les grandeurs du tube, et pour diverses valeurs de la résistance de fuite.

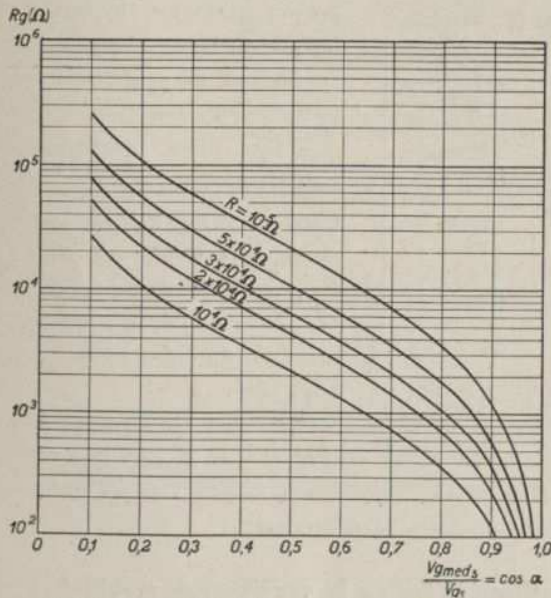
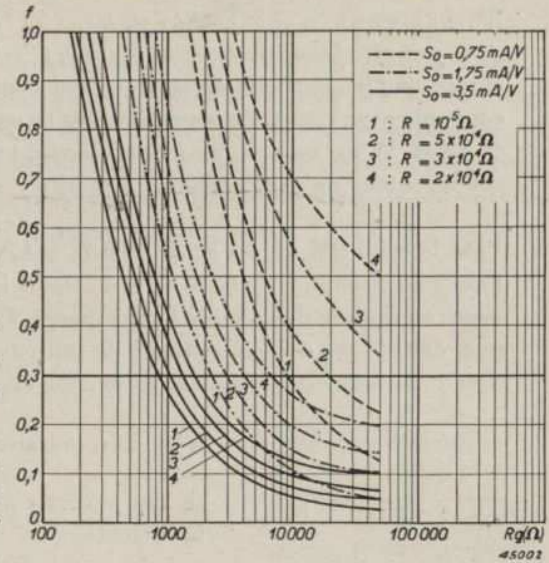
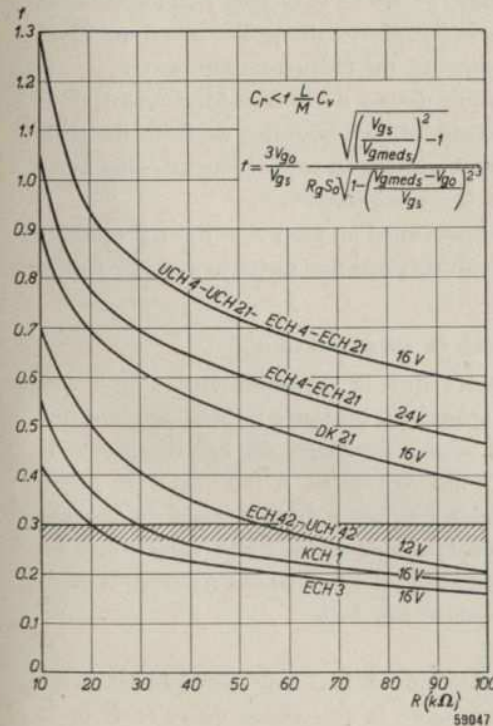


Fig. 157.  $R_g$  en fonction de  $V_{g_{moyens}}/V_{g_s}$  pour des résistances de fuite de 10, 20, 30, 50 et 100 kΩ.

Fig. 158. Facteur  $f$  de l'équation (II E 18a), en fonction de la résistance de grille interne  $R_g$ , pour diverses valeurs de  $S_o$  et de la résistance de fuite.



La fig. 118 donne la relation entre les rapports  $R_g/R$  et  $V_{g_{moyens}}/V_{g_s} = \cos \alpha$ . De cette figure, on peut déduire d'une manière très simple, pour des valeurs déterminées de la résistance de fuite  $R$ , la relation entre  $R_g$  et  $V_{g_{moyens}}/V_{g_s}$ . Ce tracé est effectué dans la fig. 157 pour des résistances de fuite de 10, 20, 30, 50 et 100 kΩ. Nous avons calculé  $f$  en fonction de la résistance



interne de grille  $R_g$ , pour diverses valeurs de  $S_o$  et de la résistance de fuite de grille  $R$ . Les valeurs de la pente sont 3,5 mA/V, 1,75 mA/V et 0,75 mA/V; celles de la résistance de fuite sont 20, 30, 50 et 100 kΩ. Pour ces calculs, nous avons admis que, dans les conditions les plus défavorables du point de vue de la suroscillation, la tension de l'oscillateur est inférieure au double de la tension de blocage du tube. Les résultats de ces calculs sont donnés fig. 158. Celle-ci permet de tirer certaines conclusions que confirme la pratique.

a. Pour les tubes ECH 4 et

Fig. 159. Facteur  $f$  de l'équation (II E 18a) en fonction de la résistance de fuite de grille pour quelques tubes changeurs de fréquence courants. Derrière les numéros de type de tube figure la tension d'oscillateur (valeur de crête) pour laquelle la courbe est valable.

ECH 21, on a:  $S_o = 3,2 \text{ mA/V}$  et  $R_g = 500 \text{ ohms}$ . La figure donne alors, pour une résistance de fuite de  $50 \text{ k } \Omega$ ,  $f = 0,55$ . On dispose donc d'une marge amplement suffisante en ce qui concerne la suroscillation. Ceci concorde avec l'expérience pratique qu'en ondes courtes, les tubes ECH 4 et ECH 21 ne sont sujets à la suroscillation que lorsque la capacité du condensateur de grille dépasse  $100 \text{ pF}$ .

- b. Pour le tube DK 21, on a:  $S_o = 0,75 \text{ mA/V}$  et  $R_g = 5 \text{ k } \Omega$ . Pour une résistance de fuite de grille de  $50 \text{ k } \Omega$ , on obtient:  $f = 0,55$ . Ici aussi, on dispose donc d'une bonne marge. Le graphique montre en outre que, dans le cas d'une résistance de fuite de grille de  $20 \text{ k } \Omega$ , la suroscillation de ce tube est pratiquement exclue. Cependant, dans ce cas, le tube est poussé assez loin dans la zone du courant de grille ( $\frac{V_{g \text{ moyen}}}{V_{g_s}} = 0,47$ ),

ce qui pourrait provoquer la détérioration de la cathode.

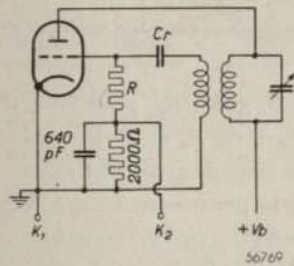


Fig. 160. Montage pour observer la suroscillation à l'aide d'un oscillographe à rayons cathodiques.

Enfin, la fig. 159 donne le facteur  $f$  en fonction de la résistance de fuite de grille pour quelques tubes changeurs de fréquence courants.

Ce graphique donne donc immédiatement, pour le tube considéré, la résistance de fuite de grille que l'on peut utiliser en toute sécurité, sans avoir à craindre la suroscillation.

Les conclusions que l'on peut tirer de ce graphique concordent en tout point avec les résultats pratiques obtenus avec des tubes.

### § 9. Montage permettant de déceler la suroscillation

Des paragraphes précédents il résulte que la suroscillation, c'est-à-dire l'interruption périodique de l'oscillation, est toujours accompagnée d'une charge et d'une décharge du condensateur de grille, en d'autres termes, d'une variation périodique à basse fréquence de l'intensité du courant dans la résistance de fuite. Cette variation d'intensité peut se déceler facilement à l'aide du montage représenté fig. 160.

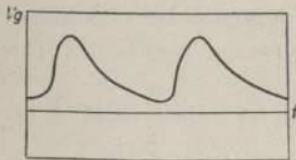


Fig. 161. Image sur l'écran d'un tube à rayons électroniques, dans le cas de suroscillation du montage oscillateur.

Une résistance de  $2 \text{ k } \Omega$  par exemple est montée en série avec la résistance de fuite  $R$  et la

tension obtenue aux bornes de cette résistance est appliquée aux bornes d'un oscillographe à rayons cathodiques. Par l'intermédiaire d'une capacité de  $640 \text{ pF}$ , par exemple, montée en parallèle avec la résistance de  $2 \text{ k } \Omega$ , l'oscillation H.F. est écoulee vers la terre. Si le montage oscillateur est sujet à la suroscillation, on obtient sur l'écran du tube à rayons cathodiques, l'image représentée fig. 161; dans le cas d'oscillation normale, on obtient uniquement la ligne de base de temps horizontale.

## F. Réaction de l'oscillateur sur le circuit d'entrée

### § 1. Introduction

La combinaison de la partie modulatrice et de la partie oscillatrice du tube changeur de fréquence dans une seule ampoule présente l'inconvénient de créer entre les deux systèmes certaines capacités qui provoquent entre ces systèmes des réactions indésirables. Ces capacités se rencontrent entre les fils supports des diverses grilles, entre les fils de connexion dans le tube et entre les broches de contact. Outre ces capacités de dispersion, il existe des capacités entre certaines électrodes et certaines charges spatiales dans le tube. L'influence capacitive exercée par les charges spatiales est appelée effet d'induction. Les deux influences mutuelles se manifestent surtout sous forme de deux phénomènes perturbateurs. Le premier phénomène perturbateur consiste dans le fait que la tension assez élevée de l'oscillateur du circuit oscillateur induit une tension de même fréquence dans le circuit d'entrée H.F. C'est ce phénomène qui a incité les fabricants à réaliser le tube changeur de fréquence avec une grille de commande et une grille modulatrice séparées. Il est donc logique d'étudier les moyens de limiter la tension ainsi induite. Cette tension perturbatrice peut non seulement provoquer dans le circuit H.F. un rayonnement gênant par l'antenne, mais de plus, elle peut être suffisamment élevée pour donner naissance à du courant de grille, ce qui entraîne un amortissement additionnel du circuit H.F. Enfin, elle influence aussi le changement de fréquence, car la tension H.F. et la tension induite de fréquence égale à celle de l'oscillateur, agissant simultanément sur la grille de commande, peuvent provoquer dans le circuit anodique un courant M.F. (par mélange sur une seule grille) qui peut modifier (augmenter ou réduire) l'intensité du courant M.F. C'est ainsi que la pente de conversion augmente si la tension perturbatrice et la tension appliquée à la grille du modulateur sont en phase et qu'elle diminue lorsque ces tensions sont en opposition de phase. Une diminution éventuelle de la pente de conversion affecte non seulement la sensibilité de l'appareil, mais elle est aussi néfaste pour le rapport signal souffle. A tout point de vue, il est donc souhaitable de chercher à limiter au minimum ou à compenser la tension perturbatrice dans le circuit H.F.

Un autre phénomène perturbateur consiste dans le fait que le couplage entre le circuit oscillateur et le circuit d'entrée affecte l'accord des deux

circuits. Le fait le plus grave est que la fréquence de l'oscillateur est influencée par le circuit d'entrée. Nous étudierons cette question en détail dans la partie H relative au glissement de fréquence.

### § 2. Capacités de dispersion

La fig. 162 donne, pour un tube changeur de fréquence, les capacités entre les électrodes portées à une tension alternative. Seules les électrodes représentées sur cette figure importent, les autres sont mises à la terre par voie capacitive, de sorte qu'elles n'exercent aucune influence sur l'entourage, du moins en ce qui concerne les tensions alternatives.

Il faut donc considérer les quatre capacités suivantes:

1. la capacité  $C_{aHgT}$  entre l'anode de la partie modulatrice et la grille de la partie oscillatrice;
2. la capacité  $C_{aHaT}$  entre les anodes des deux parties;
3. la capacité  $C_{g1HaT}$  entre la grille de commande de la partie modulatrice et l'anode de la partie modulatrice;
4. la capacité  $C_{g1HgT}$  entre les grilles de commande des deux parties.

Comme premier phénomène perturbateur, calculons la tension transmise par l'intermédiaire des capacités  $C_{g1HaT}$  et  $C_{g1HgT}$  de la partie oscillatrice à la grille de commande de la partie changeuse de fréquence.

La tension induite dans l'anode de la partie changeuse de fréquence n'exerce aucun effet; la réaction de l'anode de la partie changeuse de fréquence sur la partie oscillatrice sera considérée par la suite. La fraction de la tension perturbatrice qui parvient à la grille de commande du modulateur par l'intermédiaire de la capacité de dispersion  $C_{g1HaT}$  et la fraction induite dans

cette grille par la capacité  $C_{g1HgT}$  se trouvent dans un rapport fixe. En effet, la tension alternative de plaque de la partie triode est égale à  $1/t$  fois la tension de la grille de la partie triode. En outre, la tension de plaque et la tension de grille sont en opposition de phase (donc  $t < 0$ ).

De ce fait, l'influence de la tension de grille sera réduite par la tension de plaque. On obtiendrait la même réduction si la tension de l'anode de la triode était nulle et que la capacité de réaction  $C_{g1HgT}$  était transformée en une capacité de couplage  $C_k$ . Cette capacité de couplage  $C_k$  est alors:

$$C_k = C_{g1HgT} + \frac{1}{t} C_{g1HaT} \dots \dots \dots \text{(II F 1)}$$

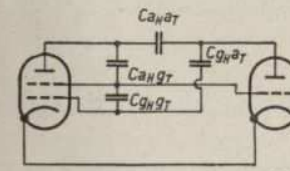


Fig. 162. Capacités entre les électrodes d'un tube changeur de fréquence. Seules sont représentées les électrodes portées à une tension alternative et qui sont d'importance à ce point de vue.

Pour le développement du calcul, on peut admettre que seule la grille de la partie triode est couplée à la grille de commande de l'hexode par l'intermédiaire d'une capacité  $C_k$ ; la tension perturbatrice  $V_s$  induite par l'intermédiaire de cette capacité de couplage peut se calculer d'une manière identique à celle utilisée au chapitre II A, paragraphe 2, pour les montages représentés fig. 73 en 74. Pour la gamme d'ondes moyennes et pour celle d'ondes longues, on trouve de nouveau:

$$V_s = \frac{C_k}{C_k + C_i} \frac{1}{\beta} V_h \dots \dots \dots \text{(II A 26)}$$

et:

$$\beta = \frac{\omega_h}{\omega_i} - \frac{\omega_i}{\omega_h} \approx \frac{2(\omega_h - \omega_i)}{\omega_i} \dots \dots \dots \text{(I A 11)}$$

Si la fréquence de l'oscillateur est plus élevée que la fréquence d'entrée, le circuit d'entrée peut, pratiquement, être considéré comme une capacité.  $V_s$  résulte alors de la répartition de  $V_h$  sur un diviseur de tension capacitif et est donc en phase avec  $V_h$ . Dans l'équation (II A 26), on peut substituer à  $\beta$  la valeur tirée de (I A 11).

Si l'on tient compte du fait que, dans une même gamme de longueurs d'onde, la capacité d'accord  $C_k + C_i$  est inversement proportionnelle à  $\omega_i^2$ , on obtient:

$$V_s \sim C_k \frac{\omega_i^3}{\omega_h - \omega_i} \approx C_k \frac{\omega_i^3}{\omega_0} \dots \dots \dots \text{(II F 2)}$$

La tension induite est donc inversement proportionnelle à la moyenne fréquence, directement proportionnelle à la capacité de dispersion  $C_k$  et, pour une gamme de longueurs d'onde donnée, proportionnelle au cube de la fréquence d'entrée. Dans les diverses gammes de longueurs d'onde, pour une valeur donnée de la capacité d'accord, elle est proportionnelle à la fréquence d'entrée. Dans la gamme d'ondes moyennes, la tension perturbatrice sera donc maximum à la longueur d'onde de 200m et pour une basse moyenne fréquence, de 125 kc/s par exemple. Si  $C_i = 50$  pF et  $C_k = 1$  pF:

$$V_s = \frac{1}{51} \times \frac{1500}{2 \times 125} V_h = 0,12 V_h.$$

Pour une tension auxiliaire  $V_h = 8$  V, la tension perturbatrice atteint donc déjà une valeur d'environ 1 V. Pour une moyenne fréquence de 475 kc/s, la tension perturbatrice est:

$$V_s = \frac{1}{51} \times \frac{1500}{2 \times 475} V_h = 0,03 V_h.$$

Pour un tube changeur de fréquence ECH 21,  $C_{g_{1H}g_T} = 0,4$  pF et  $C_{g_{1H}a_T} = 0,02$  pF. Dans la gamme d'ondes moyennes, le rapport de réaction  $t$  sera de  $-0,25$  environ si le circuit anodique est accordé, et de  $-4$  si le circuit de grille est accordé. On obtient alors [voir équation (II F 1)]:

$$C_k = 0,4 - 0,25 \times 0,02 = 0,395 \text{ pF, resp. } C_k = 0,4 - 4 \times 0,02 = 0,32 \text{ pF.}$$

La tension effectivement induite est donc approximativement égale à la moitié de la valeur calculée pour  $C_k = 1$  pF, c'est-à-dire, 0,4 V environ pour une moyenne fréquence de 125 kc/s et de 0,012 V pour une moyenne fréquence de 475 kc/s. Dans la gamme d'ondes courtes, la valeur approximative que donne l'équation (II A 26) n'est plus admissible. Pour la diminution de la tension par rapport à la tension obtenue à la résonance, il faut écrire:

$$a = \sqrt{1 + Q^2 \beta^2}$$

On obtient alors:

$$V_s = \frac{C_k}{C_i + C_k} Q \times \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \beta^2}} V_h \dots \dots \dots \text{(II F 3)}$$

A la longueur d'onde de 15 m,  $Q$  peut être égal à 100 et, pour une moyenne fréquence de 125 kc/s,  $\beta = 0,013$ . Pour une moyenne fréquence de 475 kc/s,  $\beta = 0,048$ .

La valeur absolue de la tension  $V_s$  devient pour  $C_k = 0,4$  pF et une moyenne fréquence de 125 kc/s:

$$V_s = \frac{0,4}{50,4} \frac{100}{\sqrt{1 + 1,3^2}} \times 8 = 3,9 \text{ V}$$

et, pour une moyenne fréquence de 475 kc/s:

$$V_s = \frac{0,4}{50,4} \frac{100}{\sqrt{1 + 4,8^2}} \times 8 = 1,28 \text{ V}$$

Dans le cas d'une tension perturbatrice trop élevée, il est utile de la compenser par un agrandissement efficace de  $C_{g_{1H}a_T}$  ou  $C_{g_{1H}g_T}$ . C'est par des mesures qu'il faudra déterminer celui des deux moyens qu'il y a lieu d'appliquer (voir paragraphe suivant).

§ 3. Effet d'induction

Si d'un condensateur sort, par exemple par émission, une charge  $-Q$ , il subsiste dans ce condensateur une charge  $+Q$ . La fig. 163a montre un circuit de courant interrompu dont l'une des surfaces terminales est émet-

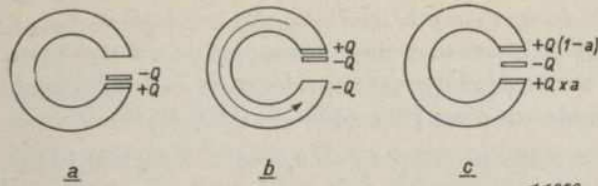


Fig. 163. Circuit de courant interrompu:  
 a. la charge  $-Q$  se trouve à proximité immédiate de la surface de sortie;  
 b. la charge  $-Q$  se trouve à proximité de la surface de limitation supérieure;  
 c. la charge  $-Q$  se trouve en un endroit quelconque entre la surface de limitation supérieure et la surface de limitation inférieure.

de la surface de sortie. Cependant, si on amène la charge  $-Q$  dans le voisinage de la surface de limitation supérieure, on retrouvera la charge  $+Q$  du conducteur à cette extrémité. Pendant le déplacement de la charge négative, le conducteur sera donc le siège d'un courant qui transporte une charge positive de même grandeur. Pendant que la charge  $-Q$  se déplace de la surface de limitation inférieure vers la surface de limitation supérieure et qu'elle trouve donc en un certain endroit entre ces deux surfaces (fig. 163c), une fraction de  $+Q$ , donc, par exemple  $+aQ$ , se trouvera encore à la surface inférieure, l'autre fraction est en effet neutralisée par les électrons arrivant de l'autre surface, tandis que, de ce fait, il subsiste sur la surface supérieure une charge positive  $Q(1-a)$ . Cette dernière charge est d'autant plus grande que  $-Q$  se trouve plus près de la surface supérieure. Dans un tube électronique, on n'a pas affaire à une charge déterminée  $-Q$  qui se trouverait en un point déterminé entre la cathode et une autre électrode, mais à la charge spatiale dispersée constituée par tous les électrons qui ne sont pas encore parvenus sur une électrode. Chaque électron induit sur l'électrode considérée une charge positive dont la grandeur dépend de l'endroit où se trouve l'électron. La somme de toutes ces charges est la charge induite par la charge spatiale. Une grandeur déterminante pour le résultat de cette addition est donc la densité de la charge spatiale dans l'espace. En général, cette densité n'est pas constante dans l'espace. Il va de soi que la densité est plus faible à l'endroit où le faisceau électronique s'élargit et inversement. Mais la vitesse des électrons joue aussi un rôle important. Imaginons découpé dans un courant électronique, un disque de section locale  $O$  et d'épaisseur  $x$ . Si la densité de la charge est  $\rho$ , ce disque contient une charge:

$$Q = \rho O x \dots \dots \dots (II F 4)$$

Si ce disque se déplace, à l'endroit considéré, à une vitesse  $v$ , par unité de temps,  $v/x$  disques se suivent. La charge totale passant par seconde est le

trice; la charge sortante  $-Q$  se trouve encore à proximité immédiate de la surface de sortie. La charge  $-Q$  et la charge subsistante  $+Q$  s'attirent et c'est pourquoi la charge  $+Q$  se trouve à la surface

courant  $i$ . Celui-ci est donc:

$$i = \frac{v}{x} \rho O x = v \rho O \dots \dots \dots (II F 5)$$

Inversement, pour un courant donné  $i$ , la densité de charge est:

$$\rho = \frac{1}{v} \frac{i}{O} \dots \dots \dots (II F 6)$$

La densité de la charge est donc inversement proportionnelle non seulement à la section  $O$  mais aussi à la vitesse. Cependant, dans l'espace considéré, la vitesse n'est pas constante, car les différences de potentiel entre les diverses électrodes provoquent des accélérations et des freinages. C'est ainsi que, dans une octode par exemple, les électrons émis sont d'abord accélérés vers la troisième grille; une fois cette électrode dépassée, ils sont freinés par le potentiel négatif de la quatrième grille. La vitesse d'un grand nombre de ces électrons sera tombée à zéro lorsqu'ils parviennent dans la zone qui s'étend devant la quatrième grille, zone où le potentiel est approximativement nul (les électrons proviennent en effet de la cathode dont le potentiel est zéro). Ensuite, ils rebroussement chemin et sont captés par la troisième grille. D'après l'équation (II F 6), la densité de charge dans la zone de rebroussement est très grande et on peut dire que dans cette zone se trouve essentiellement la charge négative qui induit une charge positive sur la quatrième grille.

La grandeur de la charge induite dépend donc de l'emplacement de la zone de rebroussement et du courant  $i_{g3}$  qui retourne vers la troisième grille. Or, dans le cas d'une octode, ce courant est commandé par la tension d'oscillateur  $v_h$  appliquée à la première grille.

En première approximation, on peut donc écrire:

$$i_{g3} = S_{g1g3} v_h.$$

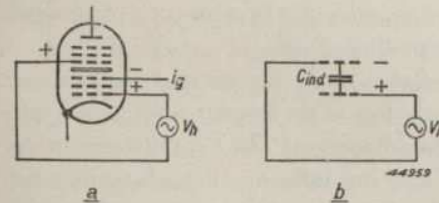


Fig. 164a. Emplacement de la charge spatiale dans l'octode entre la troisième et la quatrième grille. Cette charge spatiale induit une charge positive sur la quatrième grille.  
 b. La charge spatiale entre la première grille et la quatrième de l'octode peut être supposée remplacée par une capacité négative unilatérale  $C_{ind}$ .

De cette équation il résulte que la charge induite sur la quatrième grille est proportionnelle à la valeur instantanée de la tension d'oscillateur appliquée à la première grille, donc:

$$q_{g4} = C_{ind} v_h \dots \dots \dots (II F 7)$$

La fig. 164a montre comment un accroissement positif de  $v_h$  aug-

mente la charge spatiale et provoque ainsi une augmentation de la charge positive de la quatrième grille. Une telle variation de  $q_{g4}$  doit être accompagnée d'une amenée ou d'une évacuation de charge par le circuit extérieur entre la quatrième grille et la cathode.

Ce transport de charge provoque un courant

$$i_{g4} = \frac{dq_{g4}}{dt} = C_{ind} \frac{dv_h}{dt} \dots \dots \dots \text{(II F 8)}$$

La manifestation de ce courant dans le circuit d'entrée précédant la quatrième grille est appelée effet d'induction. Un même courant se produirait si entre la première grille et la quatrième existait une capacité  $C_{ind}$ . Cependant, le courant ainsi obtenu serait en opposition de phase avec celui donné par l'équation (II F 8). En effet, une tension positive à la première grille provoquerait alors une charge négative sur la quatrième grille, (fig. 164b), alors que l'effet d'induction induit une charge positive. On peut donc considérer que l'effet d'induction est produit par une capacité apparente, négative et unilatérale,  $C_{ind}$  entre la première grille et la quatrième. Unilatérale parce qu'une tension appliquée à la quatrième grille ne réagit pas, suivant le même chemin, sur la première grille.

Pour le couplage total entre la partie oscillatrice et la partie changeuse de fréquence, on a :

$$C_k = C_{g1HgT} - C_{ind} + \frac{1}{t} C_{g1HaT} \dots \dots \dots \text{(II F 9a)}$$

Pour l'octode, cette expression peut s'écrire sous la forme :

$$C_k = C_{g4g1} - C_{ind} + \frac{1}{t} C_{g4g2}$$

La capacité de charge spatiale contribue donc à compenser la capacité normale entre les grilles 1 et 4. Dans les octodes normales AK 2 et EK 2,  $C_{ind}$  est d'environ  $-2$  pF; elle exerce une notable influence sur la capacité  $C_{g4g1}$ . C'est ce qui a incité à augmenter intentionnellement la capacité d'électrodes  $C_{g1g4}$  du tube EK 3 de façon à réduire  $C_k$  au minimum.

Cette compensation n'est cependant exacte que pour un seul réglage, car  $C_{ind}$  dépend de la tension de grille-écran  $V_{g3}$  et de la pente  $S_{g1g3}$ . Le fait que  $C_{ind}$  varie avec  $S_{g1g3}$  résulte immédiatement de l'établissement de l'équation (II F 7). La tension de grille-écran influence l'emplacement du centre de gravité de la charge spatiale. En effet, à mesure que  $V_{g3}$  augmente, la zone dans laquelle les électrons rebroussement chemin se déplace vers la quatrième grille, de sorte que l'effet d'induction devient plus grand.  $C_{g1g3}$  et  $V_{g3}$  dépendent de nouveau de la tension de polarisation de la grille

(tension de réglage) et de la tension auxiliaire  $V_h$ . Dans le tube EK 3, la valeur de  $C_{g1g4}$  augmente d'un montant tel qu'avec les tensions d'oscillateur normales la compensation est complète aux plus basses valeurs de la tension de polarisation. Si la tension de polarisation devient plus élevée, le couplage n'est plus entièrement compensé,  $C_k$  devient alors négatif. Ceci n'est pas très grave car, pour une grande tension de polarisation, la tension induite dans le circuit d'entrée est moins gênante que dans le cas d'une faible tension de polarisation.

Pour les hexodes et les heptodes changeuses de fréquence, la situation diffère quelque peu de celle obtenue avec l'octode. Dans celles-ci, la première grille est la grille d'entrée, la seconde, la grille-écran et à la troisième est appliquée la tension auxiliaire. La charge spatiale la plus dense du courant de grille se trouve non seulement du côté de la troisième grille, mais aussi du côté de la grille d'entrée, car, à leur retour vers la grille-écran, de nombreux électrons traversent les mailles de cette grille et retournent vers la grille-écran (fig. 165).

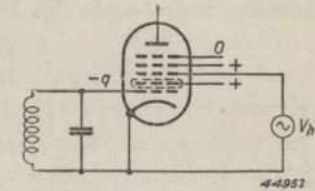


Fig. 165. Emplacement de la charge spatiale (de part et d'autre de la seconde grille) dans le cas d'une hexode ou d'une heptode changeuse de fréquence.

La charge spatiale augmente maintenant lorsque la valeur instantanée devient négative, ce qui est précisément l'inverse de ce qui se passe dans les octodes. En effet, le nombre d'électrons repoussés par la troisième grille est plus grand. De ce fait, la capacité apparente  $C_{ind}$  est donc positive. La capacité de couplage totale entre la partie triode et la partie heptode devient dès lors :

$$C_k = C_{g1Hg3+T} + C_{ind} + \frac{1}{t} C_{g1HaT} \dots \dots \dots \text{(II F 9b)}$$

Dans ce cas, la compensation n'est donc possible qu'en augmentant  $C_{g1HaT}$  jusqu'à  $C_k = 0$  ( $t$  est toujours négatif). D'ailleurs, dans les hexodes et les heptodes, la capacité  $C_{ind}$  est beaucoup plus petite que dans les octodes, à savoir de l'ordre de grandeur de  $0,3$  pF.

Dans ce qui précède, nous avons dit que la capacité  $C_{ind}$  est unilatérale parce qu'il ne se produit pas d'influence mutuelle entre le circuit oscillateur et le circuit d'entrée. La charge spatiale, que module la tension auxiliaire, peut, il est vrai, être influencée par la tension de la grille d'entrée, mais inversement, cette charge spatiale n'influence pas la tension de la grille de l'oscillateur. La grille-écran fait office de blindage. En outre, la tension d'oscillateur induite sur la grille de freinage module la charge spatiale du côté de la cathode de la grille-écran. La tension modulatrice est, il est vrai,

plus faible que dans le premier cas, mais par contre, le courant modulé est beaucoup plus grand (à savoir tout le courant cathodique) de sorte que, bien souvent, on ne peut en négliger l'effet. Ceci constitue donc une seconde capacité unilatérale de la grille d'entrée vers la grille du modulateur, capacité qui, en général, n'a pas la même valeur que la première.

#### § 4. Mesure de la tension d'oscillateur, induite sur la grille d'entrée

Comme, d'après les considérations émises, cette tension varie avec des facteurs peu déterminés, une mesure directe s'impose. Si aucune tension d'entrée H.F. n'est appliquée à la grille, la tension induite peut se lire immédiatement à l'aide d'une diode-voltmètre.

La grille d'entrée elle-même peut s'utiliser comme diode-voltmètre de la manière représentée fig. 166. A la grille, on applique, par l'intermédiaire

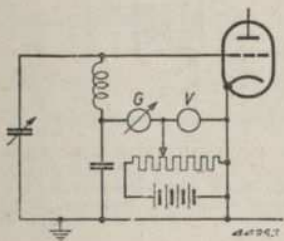


Fig. 166. Mesure de la tension d'oscillateur induite sur la grille d'entrée, en l'absence de tension d'entrée H.F.

d'un galvanomètre, une tension continue réglable, rigoureusement mesurable. On règle cette tension de polarisation de manière que le courant de grille soit juste nul lorsque le circuit d'entrée est court-circuité. Lorsque le court-circuit est supprimé, la tension induite sur la grille d'entrée provoque un courant de grille. On augmente ensuite la tension de polarisation négative jusqu'au moment où le courant de grille devient de nouveau nul. Cette augmentation de la tension de polarisation est alors égale à la valeur de crête de la tension induite.

Dans le cas où une tension H.F. est appliquée à la grille d'entrée, il est plus simple de réaliser un couplage lâche entre le circuit d'entrée et un récepteur auxiliaire accordé sur la fréquence de l'oscillateur. Il ne se produit alors pratiquement qu'une transmission de la tension d'oscillateur existante. On peut d'abord étalonner l'installation à l'aide d'une tension connue et déterminer ensuite la tension induite à l'aide de la courbe d'étalonnage de l'installation.

## G. Quelques effets du temps de transit des électrons

### § 1. Introduction

L'inertie des électrons se perçoit dans les cas où le temps de transit entre les diverses électrodes est comparable au temps d'oscillation de la tension appliquée, c'est-à-dire aux fréquences élevées et avec des électrodes très écartées. En général, les temps de transit n'exerceront d'effet que pour des longueurs d'onde inférieures à 10 m. Cependant, dans les tubes changeurs de fréquence, par suite du grand nombre de grilles, les temps de transit sont plus longs que dans les tubes amplificateurs normaux, de sorte que, dans ce cas, il se produit déjà, à des longueurs d'onde d'environ 15 m, certains effets provoqués par l'inertie des électrons. Bien que les effets de temps de transit ne se manifestent donc pas uniquement dans les tubes changeurs de fréquence, nous les décrirons cependant dans ce chapitre, car en ce qui concerne le spectre des fréquences normalement utilisées en radiodiffusion, ils n'influencent notablement que le fonctionnement du tube changeur de fréquence.

L'inertie des électrons dans les espaces compris entre les diverses électrodes se manifeste par des variations de courant dans les circuits extérieurs. Pour l'étude des effets du temps de transit, il est donc logique de dire d'abord quelques mots de la relation entre les courants externes et le mouvement des électrons dans le tube. On peut considérer que dans un tel circuit le courant comporte trois composantes :

1. Le courant résultant de la „capacité à froid” entre les électrodes. Lorsqu'on branche sur deux électrodes un circuit extérieur siège d'une tension alternative, même lorsque la cathode est froide, donc qu'elle n'émet pas, un courant circule à travers la capacité entre les électrodes. Ce courant circule aussi lorsque la cathode émet, mais n'est évidemment pas influencé par les temps de transit, car ce phénomène n'est pas influencé par des électrons qui se déplacent dans l'espace. Il s'agit ici d'un courant de déplacement diélectrique.
2. Le courant produit dans le circuit par l'influence de la charge spatiale entre les électrodes considérées. Cette charge spatiale peut varier sous l'influence d'une tension alternative d'une troisième électrode. Ce phénomène a été exposé en détail dans les paragraphes précédents (effet d'induction). Comme les variations de la charge spatiale constituent un

effet direct des mouvements des électrons, le temps de transit y jouera un certain rôle. Si la charge spatiale varie par suite d'une tension alternative entre les deux électrodes considérées, il se produit un courant capacitif additionnel. La „capacité à chaud” n'est plus égale à la capacité à froid. Ce courant capacitif additionnel sera de nouveau influencé par le temps de transit (§ 3).

3. Le courant transmis par les électrons parvenant aux électrodes positives. C'est la propagation dans le circuit du courant dit de convection dans le tube. Lorsqu'on considère séparément un seul électron de ce courant de convection, on sait (F § 3) que, pendant sa course, cet électron provoque un courant électrique dans le circuit extérieur. L'intensité de ce courant augmente à mesure que l'électron se rapproche (à vitesse croissante) de l'électrode positive. Au moment où l'électron arrive sur l'électrode où il est neutralisé par la charge d'influence entre temps accrue, le courant tombe brusquement à zéro. Le passage de chaque électron est donc accompagné d'une impulsion de courant dont la valeur est maximum lorsque l'électron se trouve vers la fin de sa course.

Supposons qu'il se produise un brusque accroissement de la tension de modulation, donc qu'un plus grand nombre d'électrons passent vers l'anode, l'accroissement du courant externe ne devient bien perceptible qu'au moment où ces électrons sont presque arrivés à la fin de leur course. Entre la variation de la tension de modulation et la variation de courant anodique qui en résulte se produit donc un retard qui varie avec le temps de transit des électrons.

En outre, il existe encore un retard du courant de convection lui-même qui lui aussi provoque un retard additionnel du courant dans le circuit extérieur. Comme on le voit \*, l'intensité du courant limité par la charge spatiale est déterminée par le nombre d'électrons dont la vitesse initiale est suffisamment grande pour leur permettre de passer le minimum de potentiel d'Epstein. Pour une valeur donnée de la tension modulatrice, il se produit, autour de la cathode, une répartition correspondante de la charge d'où résulte un minimum de potentiel déterminé qui retient une partie des électrons émis. Pour une autre tension de commande s'établit un autre état d'équilibre pour lequel la charge spatiale et l'intensité du courant sont modifiées. Cependant, pour modifier la répartition de la charge spatiale, les électrons doivent parcourir un certain chemin, de sorte que le nouvel équilibre ne s'établit pas immédiatement. De ce fait, il se produit aussi un certain

retard entre les variations de la tension modulatrice et les variations de courant correspondantes.

De ces trois composantes de courant: le courant purement capacitif, le courant d'influence produit par les charges spatiales et le courant de convection, seules les deux dernières sont influencées par le temps de transit des électrons. Aussi, jouent-elles un certain rôle dans les effets du temps de transit qui seront traités dans les paragraphes suivants.

### § 2. Effets du temps de transit à la grille de commande

Lorsqu'on applique une tension alternative entre le cathode et une grille de commande négative, il se produit, dans le circuit de grille, un courant alternatif qui ne comporte que les deux dernières composantes précitées. Il ne pourrait en effet y avoir de courant de convection vers une grille négative. Outre le courant résultant de la capacité de grille à froid, il se produit, sous l'influence de la variation de la charge spatiale devant la grille, un courant en phase avec le courant purement capacitif et que l'on peut attribuer à un accroissement apparent de la capacité à froid.

Aux fréquences élevées, le courant purement capacitif subsiste. Cependant, le courant de grille influencé par les variations de la charge spatiale est décalé en arrière par rapport au courant capacitif. La capacité additionnelle n'est donc plus exempte de pertes et se manifeste sous forme d'amortissement de grille. Pour des longueurs d'onde de l'ordre de 10 m, cet amortissement peut être de 0,2 M $\Omega$  environ; pour les gammes de longueurs d'onde considérées ici, il est pratiquement inexistant.

Aux fréquences beaucoup plus élevées, le courant influencé peut d'abord être un pur courant de pertes. Le tube a alors de nouveau sa capacité d'entrée normale. Pour des décalages en arrière plus grands encore, la capacité d'entrée est partiellement supprimée et finalement il se peut encore que le décalage en arrière du courant influencé par rapport au courant capacitif soit si grand que la grille soit désamorçante. Nous n'envisagerons pas ces cas.

### § 3. Temps de transit et effet d'induction

Lorsque, dans un tube changeur de fréquence, le courant électronique est modulé par la tension auxiliaire, aux fréquences élevées, la charge spatiale à proximité de la grille d'entrée est décalée en arrière par rapport à la tension auxiliaires et de ce fait, le courant induit dans le circuit d'entrée est décalé en arrière par rapport au courant donné par l'équation (II F 8). Ce courant qui, comme nous l'avons mentionné, doit être considéré, dans une octode, comme un courant capacitif négatif, est représenté dans le diagramme vectoriel de la fig. 167 par  $I_1$ . Si l'angle de déphasage en arrière, provoqué

\* Voir aussi „Bases de la technique des tubes de T.S.F.” de J. Deketh, chapitre IV, paragraphe 4.



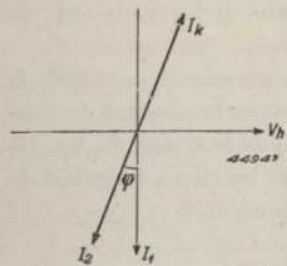


Fig. 167. Diagramme vectoriel des diverses composantes de courant dans le circuit d'entrée d'une octode changeuse de fréquence.  $I_1$  = courant induit dans le circuit d'entrée, en négligeant le temps de transit.  $I_2$  = courant réellement induit dans le circuit d'entrée qui, par suite du temps de transit, est décalé d'un angle  $\varphi$  en avant par rapport à  $I_1$ .  $I_k$  = courant compensateur.

par l'effet de temps de transit est  $\varphi$  le courant réellement induit se représente par le vecteur  $I_2$ ; ce courant peut être compensé par une composante  $I_k$ . Ceci implique que le courant compensateur doit être décalé en avant d'un peu moins de  $90^\circ$ , de sorte qu'il doit être amené par un condensateur monté en série ou en parallèle avec une résistance. A cet effet, on peut insérer un condensateur et une résistance dans l'appareil ou bien, on peut loger ces éléments dans le tube. Il en est ainsi par exemple pour l'octode EK 3. Il va de soi que la valeur de cette résistance n'est exacte que pour une seule fréquence. Cependant, l'effet d'induction n'est notable que dans la partie inférieure de la gamme d'ondes courtes, de sorte que, pour les ondes plus longues, les écarts par rapport au réglage exact seront minimes.

§ 4. Temps de transit et pente

Seul aux fréquences basses, le courant électronique d'une triode se règle constamment à la valeur instantanée correspondant à la tension de commande  $v_g$ . Aux fréquences élevées, après chaque variation de la tension de commande, il faut un certain temps pour que l'équilibre de la charge spatiale se rétablisse. Le courant anodique est donc décalé en arrière par rapport à la tension de commande. On peut dire aussi que la pente devient complexe et qu'elle affecte un caractère inductif. Ce phénomène aussi se percevra de nouveau dans la partie inférieure de la gamme d'ondes courtes. Aux fréquences plus élevées encore, la valeur absolue de la pente reste, il est vrai, pratiquement constante; exprimé en angle, le décalage en arrière devient cependant plus grand et, à des fréquences très élevées, la pente peut même devenir négative.

L'angle de phase de la pente est important pour la partie oscillatrice d'un étage changeur de fréquence car, dans la condition d'oscillation cet angle détermine la fréquence et la réaction requise. Si, pour une basse fréquence, la pente effective est  $S_{eff}$ , pour des fréquences élevées, pour lesquelles le temps de transit provoque un décalage en arrière  $\varphi$ , on peut écrire:

$$S_{eff}(\cos \varphi - j \sin \varphi).$$

La condition générale d'oscillation (II B 3) devient alors:

$$tZ S_{eff}(\cos \varphi - j \sin \varphi) = -1 \dots \dots \dots \text{(II G 1)}$$

Cette équation ne peut être satisfaite que si  $t$  ou  $Z$  est complexe. Comme  $t$  est approximativement fixé pour toute la gamme de longueurs d'onde et qu'en général, il est réel,  $Z$  devient complexe, c'est-à-dire que l'oscillateur oscille hors de la fréquence de résonance du circuit. D'après l'équation (I A 9), l'impédance du circuit est alors:

$$Z = \frac{Z_o}{1 + j \beta Q}$$

et l'équation (II G 1) devient:

$$\frac{t S_{eff} Z_o \cos \varphi (1 - j t_g \varphi)}{1 + j \beta Q} = -1 \dots \dots \dots \text{(II G 2)}$$

Cette équation ne peut être satisfaite que lorsque:

$$-\beta Q = t_g \varphi \dots \dots \dots \text{(II G 3)}$$

donc, lorsque, pour une valeur donnée de  $\varphi$  et de  $Q$  se produit un désaccord déterminé. L'équation (II G 2) devient alors:

$$-t S_{eff} Z_o = \frac{+1}{\cos \varphi} \dots \dots \dots \text{(II G 4)}$$

Le produit  $-t S_{eff} Z_o$  est donc plus grand que  $+1$ , car  $\cos \varphi$  est inférieur à 1. Donc, aux fréquences élevées, il faut augmenter la valeur absolue de  $t$  ou de  $S_{eff}$ , ou bien, avec les valeurs existantes de  $t$  et de  $S_{eff}$ , le tube oscillateur oscillera plus faiblement et cet affaiblissement augmente avec le décalage en arrière.

En particulier, dans les tubes où les électrons doivent parcourir un long chemin,  $\varphi$  sera grand. C'est le cas pour les anciennes octodes AK 2 et EK 2. En effet, lorsque les électrons ont dépassé la première grille, ils ne peuvent se diriger directement vers la seconde grille, car ils sont déviés par les tiges de support de la première grille. Les électrons traversent d'abord la troisième grille positive (grille-écran); certains rebroussement chemin à proximité de la quatrième grille négative, traversent à nouveau la troisième grille et atteignent finalement la deuxième grille positive (anode oscillatrice). Le temps nécessaire pour parcourir ce chemin dépend de la vitesse des électrons; cette vitesse est déterminé en grande partie par la tension appliquée à la troisième grille et est approximativement proportionnelle à la racine carrée de cette tension.

Le temps de transit et partant le déphasage  $\varphi$  sont donc à peu près inversement proportionnels à la racine carrée de la tension de grille-écran. La fig. 168 donne la relation entre le déphasage et la tension de grille-écran pour

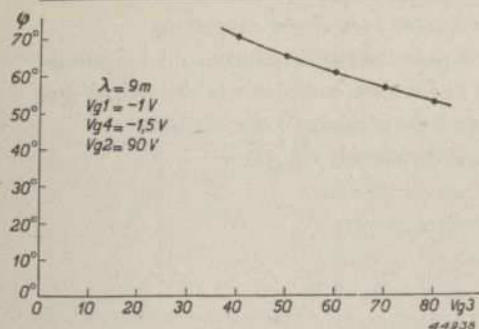


Fig. 168. L'angle de phase  $\varphi$  résultant du temps de transit pour  $\lambda = 9$  m en fonction de la tension de grille-écran dans le cas de l'octode changeuse de fréquence EK 2.

une longueur d'onde de 9 m, mesurés sur un tube EK 2.

La longueur du trajet des électrons dépend de la tension de la troisième grille et de celle de la quatrième. Si la quatrième grille est fortement négative, les électrons rebrousseront chemin plus près de la troisième grille que dans le cas où la tension négative de cette grille est plus basse.

Le trajet des électrons est donc d'autant plus court que la tension négative de la quatrième grille est plus grande.

Des mesures prouvent effectivement que l'angle de phase diminue à tension de polarisation décroissante de la quatrième grille (voir tableau cidessous):

$\lambda = 9$ m, $V_{g1} = -1$ V, $V_{g2} = 90$ V, $V_{(g3 + g5)} = 70$ V						
$V_{g4}$	0	-2	-5	-10	-20	V
$\varphi$	60,1	59,7	47,5	45,5	42,5	degrés

Ces résultats expliquent le fait que dans une octode EK 2, la tension d'oscillation croît en ondes très courtes lorsqu'on applique à la quatrième grille une grande tension de polarisation négative.

Dans les nouvelles octodes, on a pris des dispositions spéciales pour annihiler cet effet. C'est ainsi que dans le tube EK 3, les électrons sont dirigés par concentration directement sur la seconde grille, de sorte que l'angle de phase devient très petit.

## H. Glissement de fréquence

### § 1. Introduction

Par glissement de fréquence, on entend la variation indésirable de la fréquence pendant le fonctionnement. Nous considérerons uniquement les variations provoquées par le tube changeur de fréquence lui-même. Outre ces variations, il peut encore se produire des variations de la fréquence d'oscillation par des variations de la température des condensateurs, bobines, résistances et par des défauts mécaniques. La fréquence d'oscillation peut être influencée de deux manières par le tube changeur de fréquence.

1. Par la variation des tensions d'alimentation provoquées par les fluctuations de la tension du secteur.
2. Par la variation de la tension de polarisation négative de la grille de commande que provoque le réglage automatique du volume. (Dans ce dernier cas, la variation de la tension de grille provoque une variation de l'intensité du courant anodique et du courant de grille-écran, de sorte qu'il se produit des variations des tensions d'alimentation non provoquées par des fluctuations de la tension du secteur.) Alors que les fluctuations de la tension du secteur constituent une propriété du secteur utilisé, les variations de la tension de polarisation négative sont en corrélation avec les fluctuations de l'intensité du signal („fading”). Dans pratiquement tous les récepteurs modernes, ce fading est en effet compensé par un réglage automatique de l'amplification (voir chapitre X). Lorsque, pour un réglage déterminé du tube changeur de fréquence se produit un fort glissement de fréquence, la tension de sortie sera, il est vrai, maintenue à un niveau constant par le régulateur automatique du volume, mais le fading reste perceptible par un désaccord gênant. Aussi renonce-t-on généralement, dans un tel cas, à appliquer le réglage automatique du volume au tube changeur de fréquence et limite-t-on le réglage au tube M.F. et, au tube H.F. si l'appareil en comporte un.

Ceci montre nettement combien est important le fait que le tube changeur de fréquence soit insensible aux fluctuations de la tension du secteur et aux variations de la tension de réglage. Le glissement de fréquence peut se produire parce que les deux variations de tension précitées exercent les effets suivants:

1. Une variation des capacités du tube, capacités qui se trouvent en parallèle avec le circuit oscillateur.

- 2. Une variation de l'angle de phase de la pente du tube oscillateur.
- 3. Une variation du couplage entre le circuit d'entrée et le circuit oscillateur.

Dans les paragraphes suivants, nous étudierons séparément ces effets. Cette étude prouvera que les diverses variations de tension provoquent souvent un même effet.

**§ 2. Variations des capacités des tubes**

Le circuit oscillateur est shunté directement ou indirectement par plusieurs capacités du tube, par exemple la capacité grille-cathode et la capacité anode-cathode du tube oscillateur, mais aussi la capacité de la grille du modulateur par rapport aux électrodes environnantes. Toutes ces capacités comportent une partie constante, la capacité à froid, qui peut se calculer à l'aide des dimensions des électrodes et de leur écartement, et une capacité additionnelle résultant de l'existence d'une charge spatiale entre les diverses électrodes (II G § 2). Cette capacité additionnelle n'est pas constante mais est influencée par la grandeur et la répartition des charges spatiales dans l'espace.

La grandeur des diverses tensions d'alimentation est déterminante pour les vitesses des électrons et donc pour la densité des charges spatiales (voir équation [II F § 6]). Ces tensions déterminent aussi l'endroit où ces vitesses sont les plus faibles, donc où la densité de la charge spatiale est la plus grande. Il en résulte que les variations des diverses tensions d'alimentation influenceront les capacités à chaud des tubes. En outre, aux fréquences élevées, le temps de transit des électrons exerce une influence sur les courants capacitifs additionnels; comme les temps de transit dépendent à leur tour des tensions, il se produit aussi ainsi un glissement de fréquence. Comme les capacités de charge spatiales sont proportionnelles aux capacités à froid, dans les tubes changeurs de fréquence et dans les tubes oscillateurs on s'efforce d'obtenir de faibles capacités entre électrodes; de cette manière, les variations restent automatiquement petites.

En différentiant la formule de l'accord du circuit oscillateur,

$$\omega^2 LC = 1$$

on trouve que, pour une petite variation de la capacité, le désaccord est:

$$d\omega = -\frac{\omega}{2C} dC \dots \dots \dots \text{(II H 1)}$$

Le glissement de fréquence résultant des variations de capacité est donc maximum aux plus petites valeurs du condensateur d'accord dans la partie

supérieure de la gamme de fréquence, donc en ondes courtes. Pour une gamme déterminée, on peut aussi écrire:

$$C = \frac{1}{\omega^2 L}$$

En substituant cette valeur dans (II H 1), on trouve:

$$d\omega = -\frac{1}{2} \omega^3 L dC \dots \dots \dots \text{(II H 2)}$$

Dans une gamme déterminée de longueurs d'onde, le glissement de fréquence est donc proportionnel au cube de la fréquence.

Si, dans un récepteur superhétérodyne, la fréquence auxiliaire varie encore d'un montant  $\Delta\omega$  après l'accord, la moyenne fréquence varie d'un même montant. Le désaccord du signal par rapport à la fréquence de résonance du filtre de bande provoque non seulement une réduction de l'amplification, mais en outre une amplification irrégulière des deux bandes latérales et donc une distorsion de la modulation (voir chapitre V, C § 2). Pour les filtres de bande M.F. usuels, il importe que le glissement de fréquence ne dépasse pas 2—3 kc/s. Pour une longueur d'onde de 15 m ( $f_h =$  plus de 20 Mc/s) et une capacité d'accord de 30 pF, l'équation (II H 1) fournit comme valeur admissible de la variation de capacité:

$$\Delta C = -2C \frac{\Delta f}{f} = -2 \times 30 \times \frac{2}{20,000} = 0,006 \text{ pF.}$$

La variation de capacité de grille que provoquent les variations de tension est souvent plus grande. Si le circuit d'accord est inséré dans le circuit anodique, et la bobine de réaction dans le circuit de grille, la capacité de grille agit comme une capacité de shuntage  $t^2 C_g$ ,  $t$  étant le rapport de réaction. Cette variation de la capacité de grille influence dans le même rapport le circuit d'accord. Il est donc intéressant que  $t$  soit petit dans la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde (voir C § 4).

La capacité d'anode shunte directement le circuit d'accord. La capacité de charge spatiale de l'anode, et plus encore la variation de cette capacité, est cependant beaucoup plus faible que celle de la grille, car, entre la grille et l'anode, les électrons sont animés d'une grande vitesse et chaque électron ne reste que peu de temps dans cet espace. Aussi le montage à circuit anodique accordé offre-t-il de sérieux avantages au point de vue glissement de fréquence.

**§ 3. Angle de phase de la pente**

Le second effet qui agit sur le glissement de fréquence est la variation d'angle

de phase de la pente qui résulte des variations de la tension du secteur (la valeur absolue de la pente ne varie pas). Cette variation de l'angle de phase exerce de nouveau particulièrement son influence en ondes courtes. La pente ne devient complexe qu'aux fréquences élevées (voir paragraphe G § 4) et c'est uniquement dans ce cas que peut se produire une variation de l'angle de phase. Ce phénomène est très gênant pendant le réglage de la pente de conversion des octodes, EK 2 et AK 2. Nous avons déjà expliqué dans le paragraphe G 4 la manière dont la fréquence est influencée par l'angle de phase de  $t$  et/ou de  $S$ . Nous y avons trouvé que :

$$-\beta Q = t_g \varphi \dots \dots \dots (II\ G\ 3)$$

Donc, s'il existe un angle de phase  $\varphi$ , le désaccord de la fréquence de l'oscillateur par rapport à la fréquence de résonance du circuit d'accord est donné par  $\beta$ . Comme il s'agit ici d'assez faibles désaccords, on peut aussi écrire :

$$\beta = \frac{2 \Delta\omega}{\omega} \dots \dots \dots (I\ A\ 11)$$

Dans la gamme d'ondes courtes où se produit en général un retard de la pente, un désaccord  $\Delta\omega$  par rapport à  $\omega^2 LC = 1$  doit être considéré comme normal. Cependant, si de plus, l'angle de phase  $\varphi$  varie, par exemple par suite d'une variation des tensions d'alimentation, l'accord sera modifié d'un montant  $d\Delta\omega$ . Ce montant est alors le glissement de fréquence.

La grandeur  $\Delta\omega$  se calcule d'abord à l'aide des équations (II G 3) et (I A 11); elle est de :

$$\left| \Delta\omega \right| = \frac{\beta \omega}{2} = \frac{1}{2} \frac{\omega t_g \varphi}{Q}$$

En différentiant cette équation on obtient :

$$\left| d\Delta\omega \right| = \frac{1}{2} \frac{\omega}{Q} \frac{1}{\cos^2 \varphi} d\varphi \dots \dots \dots (II\ H\ 3)$$

Ici aussi le glissement de fréquence est de nouveau maximum aux plus petites longueurs d'onde, non seulement parce que, dans ce cas,  $\omega$  est grand mais aussi parce que  $\cos \varphi$  diminue avec la longueur d'onde. On peut cependant limiter le glissement de fréquence en faisant en sorte que le facteur de qualité  $Q$  conserve une valeur élevée.

Comme le montre la fig. 168, dans le cas du tube EK 2, on peut s'attendre à ce que, pour la longueur de 9 m, l'angle de déphasage en arrière de la pente soit de  $60^\circ$ . Dans ce cas,  $\omega$  est égal à  $2 \cdot 10^8$  environ et  $Q = 100$ . Il se

produit alors un glissement de fréquence d'environ 10 kc/s par degré. Dans l'équation (II H 3),  $\varphi$  est exprimé en radians. Lorsque, à la longueur d'onde de 9 m, la tension de polarisation de la quatrième grille d'un tube EK 2 est réglée de  $-2$  à  $-20$  V, l'angle de phase  $\varphi$  varie d'environ  $60^\circ$  à  $42^\circ$  (chapitre II G § 4). Dans ce cas, le glissement de fréquence est donc de 200 kc/s. Il va de soi que, pour ces longueurs d'onde, on ne doit pas utiliser, pour le tube EK 2, un réglage de la tension de polarisation et qu'il est préférable d'utiliser une triode indépendante pour engendrer la tension auxiliaire.

§ 4. Couplage du circuit oscillateur au circuit d'entrée

Une troisième cause du glissement de fréquence est le couplage entre la partie changeuse de fréquence du tube et la partie oscillatrice ainsi que les variations de ce couplage provoquées par le réglage de la pente de conversion. La fig. 169 représente ce couplage pour une triode-hexode.

En premier lieu, il existe un couplage capacitif entre la grille d'entrée de la partie changeuse de fréquence et la triode oscillatrice, couplage qui est provoqué par les capacités  $C_{g1HaT}$  et  $C_{g1HgT}$  (voir F paragraphe 2). Ces

capacités peuvent être remplacées par une seule capacité, à savoir une capacité entre la grille d'entrée de la partie changeuse de fréquence et la grille de commande de la partie oscillatrice. La valeur de cette capacité  $C_k$  est :

$$C_k = C_{g1HgT} + \frac{C_{g1HaT}}{t} \dots \dots \dots (II\ F\ 1)$$

Outre ce couplage capacitif, il existe deux couplages électroniques entre la grille d'entrée et la grille du modulateur reliée à la grille de commande de la triode. D'abord le couplage électronique entre la grille du modulateur et la grille d'entrée.

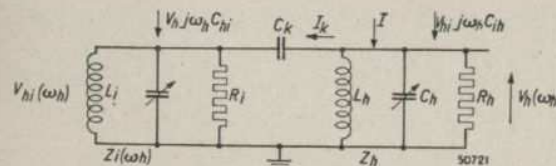


Fig. 170. Schéma équivalent du montage représenté fig. 169.

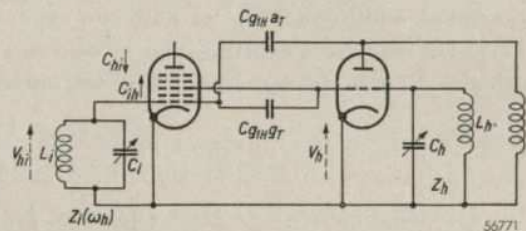


Fig. 169. Représentation schématique du couplage entre la partie oscillatrice et la partie modulatrice d'une triode-hexode, couplage qui est l'une des causes du glissement de fréquence.

Cette réaction est traitée en détail au paragraphe II F § 3.

Par approximation, ce couplage peut être considéré comme une capa-

capacité unilatérale apparente  $C_{hi}$  entre ces grilles. De ce fait, le circuit H.F. est le siège d'un courant additionnel  $V_h j \omega_h C_{hi}$ . Aux bornes du circuit d'entrée se trouve alors une tension  $V_{hi}$  de fréquence égale à celle de l'oscillateur.

Ensuite, la réaction de cette tension  $V_{hi}$  dans le circuit d'entrée H.F. sur

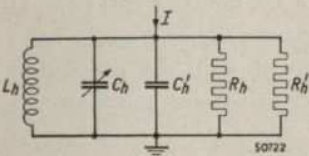


Fig. 171. Schéma équivalent déduit de celui de la fig. 170, avec un amortissement additionnel  $R_h'$  et une capacité  $C_h'$  montée en parallèle avec le circuit oscillateur. Le couplage entre la partie oscillatrice et la partie modulatrice est représenté par le courant I.

la grille du modulateur. Cette réaction peut être considérée comme une capacité unilatérale apparente  $C_{ih}$  entre ces deux grilles et provoque dans le circuit oscillateur un courant additionnel  $V_{hi} j \omega_h C_{ih}$ . Nous avons déjà effleuré cette question à la fin du paragraphe F § 4.

La fig. 170 montre le schéma équivalent du montage représenté fig. 169. Ce montage peut se transformer en un montage dans lequel le circuit oscillateur est shunté par un amortissement additionnel  $R_h'$  et par une capacité additionnelle  $C_h'$  (voir fig. 171).

La réaction s'exprime par le courant I. La valeur de  $C_h'$  peut se calculer à l'aide des fig. 169 et 170. On obtient \* :

$$I = \frac{V_h}{Z_h} + I_k - V_{hi} j \omega_h C_{ih} = V_h \left\{ \frac{1}{Z_h} + \frac{1}{R_h'} + j \omega_h C_h' \right\} \dots (II H 4)$$

Du deuxième membre de cette équation,  $j \omega_h C_h'$  constitue la partie imaginaire,  $C_h'$  constitue la partie réelle de cette dernière, donc :

$$C_h' = \frac{\text{Réel} \left\{ \frac{I_k}{V_h} - \frac{V_{hi}}{V_h} j \omega_h C_{ih} \right\}}{j \omega_h} = \frac{\text{Réel} \left\{ \frac{I_k}{j \omega_h V_h} - \frac{V_{hi}}{V_h} C_{ih} \right\}}{j \omega_h} \dots (II H 5)$$

En outre, il y a les équations :

$$I_k + V_h j \omega_h C_{hi} = \frac{V_{hi}}{Z_i(\omega_h)} \dots (II H 6)$$

$Z_i(\omega_h)$  = impédance du circuit H.F. pour la fréquence de l'oscillateur :

$$I_k = (V_h - V_{hi}) j \omega_h C_k \dots (II H 7)$$

d'où il résulte :

$$V_h j \omega_h (C_k + C_{hi}) = V_{hi} \left\{ \frac{1}{Z_i(\omega_h)} + j \omega_h C_k \right\}$$

De cette relation on déduit :

$$V_{hi} = V_h \frac{j \omega_h (C_k + C_{hi})}{j \omega_h C_k + \frac{1}{Z_i(\omega_h)}} \dots (II H 8)$$

\* Dans les équations (II H 4) et (II H 6), les capacités  $C_{ih}$  et  $C_{hi}$  sont comprises respectivement dans  $Z_h$  et  $Z_i$ .

ou

$$V_{hi} = V_h \frac{j \omega_h (C_k + C_{hi})}{1 + j \beta Q_i} R_i \dots (II H 9)$$

car

$$\frac{1}{Z_i(\omega_h)} + j \omega_h C_k = j \omega_h (C_k + C_i) + \frac{1}{j \omega_h L_i} + \frac{1}{R_i} =$$

$$= j \omega_h (C_k + C_i) \left\{ 1 - \frac{1}{\omega_h^2 L_i (C_k + C_i)} \right\} + \frac{1}{R_i} = \frac{1 + j \beta Q_i}{R_i} \dots (II H 10)$$

expression dans laquelle :

$$\beta = \left( 1 - \frac{\omega_i^2}{\omega_h^2} \right) \frac{\omega_h}{\omega_i}$$

et :

$$Q_i = R_i \omega_i (C_k + C_i).$$

En substituant dans l'équation (II H 5), la valeur de  $V_{hi}$  tirée de l'équation (II H 9) et la valeur de  $I_k$  tirée de l'équation (II H 7), on trouve :

$$C_h' = \frac{\text{réel} \left\{ \frac{V_h - V_{hi}}{V_h} C_k - \frac{V_{hi}}{V_h} C_{ih} \right\}}{j \omega_h}$$

$$C_h' = \frac{\text{réel} \left\{ C_k - \frac{V_{hi}}{V_h} (C_k + C_{ih}) \right\}}{j \omega_h} = \frac{\text{réel} \left\{ C_k - \frac{j \omega_h (C_k + C_{hi}) (C_k + C_{ih}) R_i}{1 + j \beta Q_i} \right\}}{j \omega_h}$$

ou :

$$C_h' = \frac{\text{réel} \left\{ C_k - \frac{j Q_i (C_k + C_{ih}) (C_k + C_{hi})}{(C_i + C_k) (1 + \beta^2 Q_i^2)} (1 - j \beta Q_i) \right\}}{j \omega_h}$$

ou

$$C_h' = C_k - \frac{(C_k + C_{ih}) (C_k + C_{hi}) \beta Q_i^2}{(C_k + C_i) (1 + \beta^2 Q_i^2)} \dots (II H 11)$$

La capacité additionnelle consiste donc en un terme constant  $C_k$  et en une capacité variable pendant le réglage. Cette capacité variable comporte trois grandeurs qui varient pendant le réglage de la pente de conversion, à savoir  $C_{ih}$ ,  $C_{hi}$  et la capacité d'accord  $C_i$  du circuit H.F. Cette dernière capacité est en effet supposée comporter la capacité de charge spatiale variable de la partie changeuse de fréquence.

En outre, l'équation (II H 11) prouve que la variation de capacité est maximum lorsque la capacité d'accord et l'angle de pertes sont petits. Le facteur

$\frac{\beta Q_i}{1 + \beta^2 Q_i^2}$  acquiert une valeur maximum de 0,5 pour  $\beta Q_i = 1$ . Si, pour une

longueur d'onde de 15 m,  $Q_i = 100$ , cette valeur maximum s'obtient pour  $\beta = 2 \Delta \omega / \omega = 0,01$ . Dans cette expression,  $\Delta \omega$  est cependant égal à la différence entre la fréquence d'oscillateur et la haute fréquence, c'est-à-dire la moyenne fréquence. Donc  $\Delta \omega = \omega_h - \omega_i = 2 \pi 10^5$ .

Ceci implique que, par suite des variations des capacités, le glissement de fréquence d'un appareil à moyenne fréquence basse (125 kc/s par exemple) est plus grand que celui d'un appareil à moyenne fréquence élevée (475 kc/s par exemple).

Les équations précitées permettent d'expliquer divers phénomènes.

Les conclusions les plus importantes sont :

1. En général, le glissement de fréquence est plus grand lorsque la grille d'entrée est court-circuitée que dans le cas où elle ne l'est pas.
2. Pour un réglage déterminé du tube, on pourrait rendre nulle la somme ( $C_k + C_{ih}$ ) ou ( $C_k + C_{hi}$ ) en modifiant, par l'utilisation d'un condensateur de réglage, la capacité de dispersion  $C_k$  [pour  $C_k$ , voir équation (II F 9)]. A titre d'exemple, dans le tube ECH 3,  $C_{hi}$  est de +0,15 pF environ. Si l'on fait alors en sorte que  $C_k = -0,15$  pF, la capacité variable  $C_{h'}$  sera égale à  $C_k$ . Si le tube est rigoureusement bloqué par une tension de réglage, les capacités électroniques  $C_{ih}$  et  $C_{hi}$  disparaissent. Pour une moyenne fréquence de 500 kc/s et à la longueur d'onde de 15 m,  $\beta Q_i$  est de 5 environ, de sorte que, pour une capacité d'accord de 40 pF, l'équation (II H 11) donne :

$$C_{h'} = \frac{0,15^2 \times 5}{0,01 \times 40 \times 26} = 0,011 \text{ pF}$$

Dans le cas d'un circuit de grille accordé, pour la longueur d'onde de 15 m, cette variation de capacité correspond à un glissement de fréquence de 3 kc/s environ. Lorsque le circuit anodique est accordé, ce glissement de fréquence peut être ramené à environ 1 kc/s.

Avec le tube ECH 21, la situation est moins avantageuse. Ici, la capacité électronique  $C_{hi}$  est de 0,3 à 0,4 pF. Le glissement de fréquence résultant de ce réglage sur la première grille est donc deux fois plus grand que dans le tube ECH 3.

3. Le réglage de la tension de polarisation d'un tube changeur de fréquence entraîne aussi une variation de la capacité d'entrée. Ceci implique que, dans l'équation (II H 11),  $\beta$  varie; cette variation peut être assez grande.

Abstraction faite d'éventuelles variations de  $C_{ih}$  ou de  $C_{hi}$ , il se produit donc déjà une variation de capacité du circuit oscillateur dès qu'il existe une capacité  $C_k$ . Lorsqu'on règle le tube, une partie de la capacité d'entrée disparaît, de sorte que la fréquence propre du circuit d'entrée augmente. Si  $\omega_h$  est plus grand que  $\omega_i$ ,  $\beta$  diminue et l'effet décrit sous 2 peut plus ou moins être compensé.

Cet exposé prouve en outre qu'en général il n'est pas facile de prévoir les variations de la fréquence.

4. Le moyen le plus logique de réduire le glissement de fréquence est le découplage de la partie modulatrice et de la partie oscillatrice. Ceci implique que le circuit oscillateur doit être inséré dans le circuit anodique de la triode et qu'on doit utiliser un couplage aussi lâche que possible. Pour obtenir une réaction suffisante, même aux basses fréquences, on peut utiliser un montage spécial, par exemple celui décrit au paragraphe C § 4.
5. Une autre possibilité de réduire le glissement de fréquence réside dans la construction du tube. Si le facteur ( $C_k + C_{hi}$ ) de l'équation (II C 11) est constamment nul, il ne se produit pas de glissement de fréquence. On peut donc réduire notablement  $C_{hi}$  en veillant à ce que des électrons de la grille du modulateur ne parviennent pas à proximité de la grille d'entrée. Ce résultat peut s'obtenir par exemple par une déviation judicieuse des électrons. Comme le prouve l'équation (II F 9), il faut alors choisir de manière appropriée les couplages à l'anode de la triode et à la grille de la triode. Les valeurs requises peuvent se déterminer de la manière exposée au paragraphe F § 3.

#### § 5. Glissement de fréquence pendant la mise sous tension du tube

Dans la gamme d'ondes courtes, le glissement de fréquence provoqué par les variations de la température du tube oscillateur joue un rôle très important. La cause essentielle en est qu'après la mise sous tension il se produit un échauffement progressif de tout le tube, ce qui entraîne une variation de la constante diélectrique du verre. On peut obvier à cet inconvénient par l'emploi d'un verre spécial dont la constante diélectrique ne varie pratiquement pas avec la température.

Il faut aussi tenir compte des variations de capacité et de self-induction que peuvent provoquer les variations de température dans divers organes de l'appareil. Ce glissement de fréquence est d'autant plus important que la longueur d'onde est plus petite.

Ce glissement de fréquence est particulièrement gênant dans les récepteurs modernes à bandes étalées, car il peut empêcher d'atteindre le but pour-

suivi, à savoir une plus grande précision du réglage. L'utilisation dans la gamme de températures considérée, de condensateurs à coefficient de température négatif de la constante diélectrique, permet de compenser en grande partie le glissement de fréquence provoqué par la mise sous tension.

#### BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE II

1. *Alway, E. J.*, An improved short-wave frequency-changer; *Wireless World*, March 1st 1935, p. 213.
2. *Armstrong, E. H.* A new system of short-wave amplification, *Proc. I.R.E.*, Febr. 1921, p. 3.
3. *Armstrong, E. H.* The superheterodyne, its origin, development and some recent improvements; *Proc. I.R.E.* Oct. 1924, p. 539.
4. *Bell, D. A.* The diode as rectifier and frequency-changer; *Wireless Engineer*, Oct. 1941, p. 395.
5. *Cocking, W. T.* Single-valve frequency-changers; *Wireless World*, July 29th (p. 74), Aug. 5th (p. 110) 1932.
6. *Cocking, W. T.* Short-wave oscillator problems; *Wireless World*, Febr. 9th, 1939, p. 127.
7. *Colebrook, F. M.* Valve oscillators of stable frequency; H. M. Stationery Office, Special Report No. 13, 1933.
8. *Corbeiller, P. le.* The non-linear theory of the maintenance of oscillations; *Journal I.E.E.*, Sept. 1936, p. 361.
9. *Edgeworth, K. E.*, Frequency variations in thermionic generators; *Journal I.E.E.*, Vol. 64, 1926, p. 349.
10. *Eller, K. B.*, On the variation of generated frequency of a triode oscillator; *Proc. I.R.E.*, Dec. 1928, p. 1706.
11. *Haantjes, J. en Tellegen, B. D. H.*, De diode als mengbuis en als detector, *Tijdschr. Ned. Radio Genootschap* 10, 1943, p. 237. (La diode utilisée comme changeuse de fréquence et comme détectrice.)
12. *Harris, W. A.* The application of superheterodyne frequency-conversion system to multirange receivers; *Proc. I.R.E.* April 1935, p. 279.
13. *Herold, E. W., Harris, W. A., Henry T. J.*, A new converter tube for all-wave reception, *R.C.A. Review*, July 1938, pp. 67.
14. *Jonker, J. L. H. and Overbeek, A. J. W. M. van*, A new converter valve; *Wireless Engineer*, Aug. 1938, p. 423.
15. *Klipsch, P. W.*, Suppression of interlocking in first detector circuits; *Proc. I.R.E.*, June 1934, p. 699.
16. *König, H.* Selbsterregung von Triodenschaltungen im Ultrakurzwellengebiet; *Wiss. Veröff. Siemens-Werke*, Vol. 20 (1941) pp. 10-27.
17. *Llewellyn, F. B.* Constant frequency oscillators; *Proc. I.R.E.* Dec. 1931, p. 2063.
18. *Pol, B. van der.* The non-linear theory of electric oscillations; *Proc. I.R.E.* Sept. 1934, p. 1051.
19. *Richter, H.* Elektrische Kippschwingungen; 154 p. Leipzig, Hirzel 1940.
20. *Schotky, W.* On the origin of the superheterodyne method; *Proc. I.R.E.*, Oct. 1926, p. 265.
21. *Slooten, J. v.* Fonctionnement d'un oscillateur à triode comportant un condensateur de grille et une résistance de grille. *Rev. techn. Philips* 7, 2, pages 40-44.
22. *Slooten, J. v.* Stabilité et instabilité des oscillateurs à triode. *Rev. techn. Philips* 7, page 171. (1942).
23. *Slooten, J. v.* The stability of a triode oscillator with grid-condenser and leak; *Wireless Eng.* Vol. 16 (1939) pp. 16-19.
24. *Stewart, J.* The operation of superheterodyne first detector valves; *Journal I.E.E.* Febr. 1935, p. 227.
25. *Strutt, M. J. O.* Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren; Text-book, Springer, Berlin 1940.

26. *Strutt, M. J. O.* On conversion detectors; *Proc. I.R.E.* Aug. 1934, p. 981.
27. *Strutt, M. J. O.* Mixing valves; *Wireless Eng.* Febr. 1935, p. 59.
28. *Strutt, M. J. O.* Frequency changers in all-wave receivers; *Wireless Eng.*, April 1937, p. 184.
29. *Strutt, M. J. O.* Electron transit-time effects in multigrad valves; *Wireless Eng.* June 1938, p. 315.
30. *Strutt, M. J. O.* On conversion detectors; *Proc. I.R.E.* Aug. 1934 p. 981.
31. *Strutt, M. J. O.* Diode frequency changers; *Wireless Eng.* Febr. 1936 p. 73.
32. *Strutt, M. J. O. and Ziel, A. van der*, La diode utilisée comme tube changeur de fréquence en ondes décimétriques. *Rev. techn. Philips* 6, p. 285-294, 1941.
33. *Strutt, M. J. O.* Moderne Kurzwellen-Empfangstechnik, 245 S., Springer, Berlin, 1939.
34. *Szabadi, J. A.* Why the triode-hexode? *Wireless World*. May 7th (p. 446) and May 14th (p. 472), 1937.
35. *Thomas, H. A.* Theory and design of valve oscillators; Messrs. Chapman and Hall. Text-book.
36. *Vilbig, F.* Untersuchung der Vorgänge beim Überlagerungsempfang; *Telegr. u. Fernspr. Techn.* Vol. 19 (1930) pp. 109-120 and 140-145.
37. *Wheeler, H. A.* The hexode tube; *Radio Engineering*, March (p. 19) and April (p. 12) 1933.

### III. DÉTERMINATION DE LA COURBE PADDING

#### A. Calcul des constantes du circuit

##### § 1. Introduction

Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, la différence entre la fréquence sur laquelle est accordé le circuit oscillateur et celle sur laquelle est accordé le circuit d'entrée doit être égale à la moyenne fréquence. En principe, peu importe que la fréquence locale soit supérieure ou inférieure à celle du signal reçu. Cependant, en général, la fréquence d'oscillateur locale sera choisie plus élevée. Il en est d'ailleurs nécessairement ainsi lorsque la fréquence d'entrée est inférieure à la moyenne fréquence choisie, ce qui est le cas pour une station dans la gamme d'ondes longues et une moyenne fréquence élevée. Mais, même dans le cas de réception de stations à fréquence plus élevée que la moyenne fréquence, il sera avantageux d'utiliser une fréquence locale élevée; en effet, de préférence, la gamme de longueurs d'onde à couvrir devra être aussi grande que possible. Comme des considérations d'ordre pratique incitent en général à utiliser le même type de condensateur d'accord pour le circuit H.F. et pour le circuit oscillateur, ce choix détermine le rapport maximum de la fréquence finale à la fréquence initiale de ces circuits. Si l'on choisissait pour la fréquence d'oscillation une valeur inférieure à la fréquence d'entrée, il en résulterait un rétrécissement de la gamme de longueurs d'onde du circuit d'entrée.

Dans l'autre cas, c'est-à-dire dans celui d'une fréquence d'oscillation plus élevée, le circuit H.F. détermine la largeur de la gamme de longueurs d'onde balayable; le rapport des limites du circuit oscillateur est cependant encore réduit par des moyens dont il sera question par la suite.

L'entraînement commun des deux condensateurs d'accord, entraînement généralement utilisé, pose le problème de la variation parallèle des circuits, c'est-à-dire celui du maintien de la même différence de fréquence (moyenne fréquence) dans toute la gamme de longueurs d'onde. On peut résoudre ce problème en munissant le condensateur du circuit oscillateur de plaques affectant une forme telle que la variation de la capacité soit adaptée à la condition imposée. Pour une seule gamme de longueurs d'onde, cette solution

peut donner entière satisfaction. Cependant, comme c'était d'ailleurs à prévoir, une seconde gamme de longueurs d'onde nécessite des plaques d'une autre forme et comme, en général, la plupart des récepteurs sont prévus pour plusieurs gammes de longueurs d'onde, cette solution ne convient pas. La solution la plus courante consiste à employer des condensateurs d'accord identiques dans les deux circuits et à corriger la variation de fréquence du circuit oscillateur à l'aide de condensateurs fixes. Cependant, cette dernière solution ne satisfait pas rigoureusement à la condition imposée. Aussi indiquerons-nous, dans le paragraphe suivant, comment il faut réaliser le circuit oscillateur pour obtenir le compromis optimum.

Pour une fréquence d'oscillation supérieure à la fréquence d'entrée correspondante, la gamme relative du circuit oscillateur est plus petite que celle du circuit d'entrée; ceci implique donc qu'il faut réduire le rapport de la capacité variable à la capacité fixe ( $C_v/C_o$ ) dans le circuit oscillateur. Or, on peut réduire la partie variable  $C_v$  en montant en série avec le condensateur variable un condensateur fixe appelé condensateur padding, mais on peut aussi augmenter la capacité zéro  $C_o$  en shuntant le circuit par une capacité. Enfin, on peut utiliser simultanément les deux possibilités. La meilleure approximation de la variation parallèle désirée s'obtient pour une combinaison judicieuse des deux moyens, donc (pour un circuit d'entrée donné) pour une valeur nettement déterminée du condensateur padding  $C_p$ , de la capacité zéro  $C_o$  et de la self-induction.

Comme ces trois grandeurs peuvent être combinées de plusieurs manières, on peut rigoureusement obtenir la fréquence d'oscillation voulue en trois points arbitraires de la gamme de longueurs d'onde. Lorsqu'on choisit d'avance ces trois points, le calcul des valeurs de  $C_p$ ,  $C_o$  et  $L$  nécessaires à cet effet constitue un problème algébrique assez simple. Ce calcul a été effectué au paragraphe 4; en outre, divers auteurs ont donné des variantes de ce thème, variantes dans lesquelles l'utilisation de certaines grandeurs auxiliaires simplifie quelque peu les calculs. En général, le calcul est assez compliqué, ce qui constitue un inconvénient, surtout lorsqu'on désire effectuer les calculs pour de nombreux cas, par exemple, en partant de petites modifications dans les données initiales.

Ceci a incité à rechercher une méthode plus rapide, fut-elle, au besoin, moins précise. Une telle solution, basée sur une méthode graphique, est traitée aux paragraphes 5 à 11. Le choix de la méthode dépend de la précision voulue et c'est aussi une question de préférence personnelle.

Cependant, avant d'en arriver au calcul proprement dit, quelle que soit la méthode choisie, il faudra d'abord procéder à un choix parmi les diverses possibilités, c'est-à-dire qu'il faudra d'abord déterminer en quel point de



la gamme de longueurs d'onde, on tolérera un plus grand écart pour assurer une plus grande précision en un autre point. Cette question sera, en général, déterminée par les conditions locales.

§ 2. Choix des points de réglage

Nous baserons nos considérations sur le schéma de principe de la fig. 172 qui représente un circuit oscillateur dans sa forme la plus courante. Dans cette

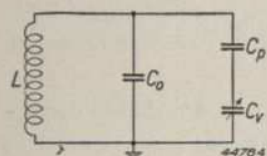


Fig. 172. Schéma de principe d'un circuit oscillateur.

figure,  $C_v$  est le condensateur d'accord,  $C_p$  le condensateur padding et  $C_o$  la capacité zéro du circuit. En pratique, le condensateur padding  $C_p$  sera souvent monté en série avec la bobine au lieu d'être monté en série avec le condensateur variable. Nous reviendrons sur cette question au paragraphe 7.

Le problème posé est le suivant :

Etant donné le circuit d'entrée du tube changeur de fréquence, circuit qui est constitué par une self-induction, une capacité zéro et une capacité variable  $C_v$ , il s'agit de constituer à l'aide d'une même capacité  $C_v$  un circuit, tel que celui représenté fig. 172, dont la fréquence propre dépasse, pour chaque position de  $C_v$ , la fréquence du circuit d'entrée d'un montant égal à la moyenne fréquence. Comme il est impossible de résoudre exactement ce problème, il faudra se contenter d'une solution telle que la différence entre les deux accords se rapproche, dans la mesure du possible, de la valeur de la moyenne fréquence. Les écarts obtenus peuvent se représenter graphiquement par exemple en fonction de la fréquence du circuit d'entrée; on obtient alors la courbe dite padding. La fig. 173 montre une telle courbe. Dans cette figure, une valeur positive de  $\Delta f$  indique que la différence entre la fréquence d'accord du circuit d'entrée et celle du circuit d'oscillation est plus grande que la moyenne fréquence. Un choix judicieux de  $L$ ,  $C_p$  et  $C_o$  permet de limiter cet écart inévitable dans une gamme de fréquences déterminée, qui dans la fig. 173 s'étend de  $f_A$  à  $f_B$ .

On se demandera immédiatement ce qu'il y a lieu d'entendre par une limi-

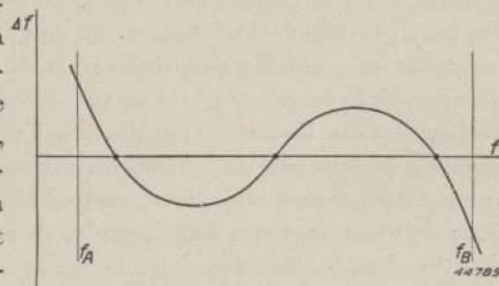


Fig. 173. Exemple d'une courbe padding.  $\Delta f$  est la différence entre la fréquence d'oscillateur réelle et la fréquence d'oscillateur désirée dans la gamme de fréquences  $f_A-f_B$ .

tation suffisante de  $\Delta f$  et aussi si une valeur déterminée de  $\Delta f$  a la même importance pour chaque accord. On peut s'efforcer, par exemple, de réduire au minimum la surface limitée par la courbe. On peut aussi limiter  $\Delta f$  pour une partie déterminée de l'échelle, même s'il doit en résulter un plus grand écart dans une partie moins employée. Il existe ainsi de nombreuses possibilités qui peuvent prêter à discussion. Pour les considérations générales que nous nous proposons, nous admettons cependant que l'écart  $\Delta f$  a la même importance dans toute la gamme de longueurs d'onde, de sorte qu'il faut limiter au minimum l'écart maximum  $\Delta f$  quel que soit l'endroit considéré. Dans la fig. 173, les plus grands écarts  $\Delta f$  se remarquent aux extrémités de la gamme de longueurs d'onde  $f_A-f_B$  et aux sommets compris entre ces extrémités.

Il suffit de faire varier  $L$ ,  $C_p$  et  $C_o$  pour que les quatre maxima de  $\Delta f$  acquièrent d'autres valeurs. Un calcul précis est très difficile. Toutefois, la courbe de la fig. 173 présente beaucoup d'analogie avec une courbe du troisième degré, donc avec une courbe dont l'équation est :

$$y = x^3 + ax^2 + bx + c \dots \dots \dots \text{(III A 1)}$$

Tchebycheff a établi que si pour une telle courbe, les écarts sont réduits au minimum par un choix judicieux de  $a$ ,  $b$  et  $c$ , les quatre maxima obtenus sont égaux. Lorsque, par un choix judicieux de  $L$ ,  $C_p$  et  $C_o$ , on a obtenu une courbe padding telle que les quatre plus grands écarts  $\Delta f$  de la moyenne fréquence nominale sont égaux, il suffira éventuellement de petites variations de  $L$ ,  $C_p$  et  $C_o$  pour réduire l'un des maxima. Cette réduction entraînera cependant un accroissement d'un ou de deux des autres maxima. Ce phénomène est suffisamment connu en pratique et nous pouvons en conclure qu'en général le réglage pour lequel les quatre écarts maxima sont égaux est plus avantageux que tout autre.

Le problème peut donc être défini d'une autre manière: il ne s'agit plus de chercher le plus petit maximum, mais d'influencer la courbe padding de manière à rendre égaux les écarts maxima par rapport à la fréquence nominale. Nous considérerons provisoirement  $L$ ,  $C_p$  et  $C_o$  comme des inconnues et nous exprimerons les écarts maxima  $\Delta f_1$ ,  $\Delta f_2$ ,  $\Delta f_3$  et  $\Delta f_4$  en fonction de ces grandeurs.

La condition imposée est :

$$\left. \begin{aligned} \Delta f_1 &= \Delta f_2 \\ \Delta f_1 &= \Delta f_3 \\ \Delta f_1 &= \Delta f_4 \end{aligned} \right\} \text{(équations comportant } L, C_p \text{ et } C_o)$$

On obtient donc trois équations comportant comme inconnues  $L$ ,  $C_p$  et  $C_o$

qui peuvent être déterminées, bien que très difficilement. Pour simplifier ces calculs, nous admettrons que l'équation (III A 1) peut représenter, avec une approximation suffisante, la courbe padding. Si l'on part de cette équation et qu'on considère une gamme limitée par  $x = +1$  et par  $x = -1$ \*, on peut prouver par le calcul qu'on obtient quatre valeurs extrêmes égales de  $y$ , lorsque :

$$a = 0, b = -3/4 \text{ et } c = 0. \dots \dots \dots \text{(III A 2)}$$

(voir fig. 174).

Comme le calcul effectué à l'aide de cette courbe du troisième degré conduit à des résultats très simples, nous pousserons plus en avant et nous déterminerons l'emplacement des points d'intersection avec l'axe horizontal. Ce sont précisément les points dits de réglage, c'est-à-dire les points où l'accord du circuit d'entrée et celui du circuit d'oscillation

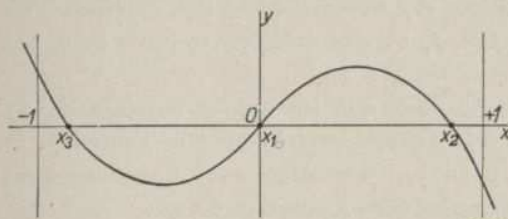


Fig. 174. Courbe du troisième degré dans laquelle les quatre plus grands écarts sont égaux.

diffèrent exactement d'un montant égal à la moyenne fréquence. Si l'on introduit le résultat de l'équation (III A 2) dans l'équation (III A 1), on obtient :

$$y = x^3 - 3/4 x \dots \dots \dots \text{(III A 3)}$$

Pour  $y = 0$ , on a alors :

$$x_1 = 0; x_2 = + 1/2 \sqrt{3} \text{ et } x_3 = -1/2 \sqrt{3} \dots \dots \text{(III A 4)}$$

De ces résultats, nous pouvons conclure ce qui suit :

Comme une courbe padding se rapproche effectivement d'une courbe du troisième degré, la meilleure solution consiste à choisir les points de réglage dans la gamme de fréquence de la même manière que les valeurs de  $x_1, x_2$  et  $x_3$  dans l'intervalle  $+1$  à  $-1$ . De ce fait, un point de réglage se trouve au milieu de la gamme  $f_A - f_B$  et les deux autres flanquent symétriquement ce point, leur distance jusqu'au milieu étant :

$$\frac{f_B - f_A}{4} \sqrt{3}.$$

\* Le choix d'une gamme limitée entre  $+1$  et  $-1$  n'affecte en rien la généralité du problème, car c'est uniquement une question d'échelle de l'axe des  $x$ .

§ 3. Signification pratique des points de réglage choisis

Pour donner une idée de la signification pratique de cette conclusion, la fig. 175 montre une courbe (A) conforme à l'équation (III A 3), la fréquence d'entrée étant portée en abscisses. La gamme considérée s'étend ici de 536 kc/s à 1500 kc/s. En outre, on a calculé la courbe padding réelle (B) pour un montage tel que celui représenté fig. 172, dans le cas où  $L, C_p$  et  $C_o$  sont choisis de telle manière qu'on obtienne les mêmes points de réglage. On voit qu'il existe effectivement une certaine différence entre les deux courbes, mais cette différence est minime. En outre, on constate que, lorsque les points de réglage sont déterminés suivant la méthode de Tchebycheff, l'écart est plus petit aux fréquences maxima (1500 kc/s) qu'aux fréquences minima (536 kc/s).

Le but poursuivi (écarts égaux) n'est pas rigoureusement atteint. Le résultat est-il meilleur ou moins bon ?

Il faut reconnaître que, vu dans l'ensemble, le résultat est moins bon. En effet, la sélectivité du circuit préamplificateur est légèrement moins

bonne aux fréquences élevées qu'aux basses fréquences de la gamme. C'est pourquoi, aux fréquences élevées, où la courbe d'accord du circuit préamplificateur comporte un sommet mieux en palier, on pourrait tolérer un plus grand écart.

C'est la raison pour laquelle nous considérerons les points de réglage symétriques trouvés, uniquement comme des points d'orientation qui serviront de points de départ pour obtenir, par voie expérimentale, un résultat plus avantageux. C'est ainsi que si l'écart doit être petit au début de la gamme de fréquences, on peut prévoir un effet plus avantageux lorsque, partant du réglage calculé, on choisit les deux premiers points de réglage, à gauche dans la fig. 175, un peu plus bas. Cependant, si l'on accorde une importance

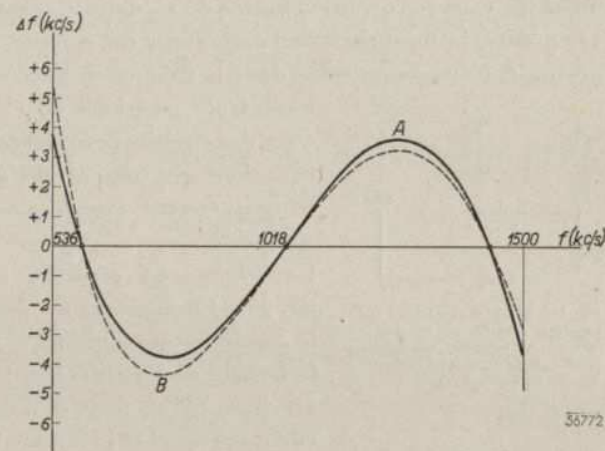


Fig. 175. Deux courbes padding pour la gamme de fréquences de 536 kc/s à 1500 kc/s. A est la courbe du troisième degré donnée par l'équation  $y = x^3 - 3/4 x$ . B est une courbe padding réelle, pour laquelle  $L, C_p$  et  $C_o$  (voir fig. 172) sont choisis, de manière que l'on obtienne exactement les mêmes points de réglage que sur la courbe A.

particulière à la réception d'émetteurs déterminés en d'autres points de l'échelle, il faudrait déplacer en conséquence les points de réglage.

§ 4. Calcul de L, Cp et Co

Dans le même ordre d'idées, il faudrait, partant de l'équation (III A 1) pour Δf, s'efforcer de se rapprocher de celle-ci par une courbe du troisième degré. Au lieu des coefficients a, b et c de l'équation (III A 1), on trouverait alors des formules comportant L, Cp et Co et à ces formules il faudrait appliquer l'équation (III A 2). Ceci conduit de nouveau à des calculs compliqués et très longs. Il est beaucoup plus simple de partir de points de réglage connus. Les fréquences correspondant à ces points sont connues et l'on connaît donc aussi les valeurs correspondantes de Cv dans le circuit d'entrée. De plus, en ces points, la fréquence de l'oscillateur est connue, puisque la déviation y est nulle. Nous connaissons donc la fréquence d'accord du circuit oscillateur

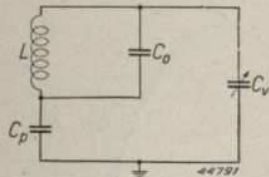


Fig. 176. Montage oscillateur dans lequel la bobine est montée en série avec le condensateur padding tandis que la capacité en parallèle shunte la bobine.

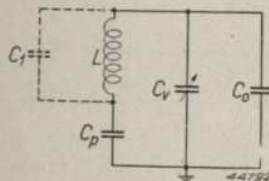


Fig. 177. Montage oscillateur dans lequel le condensateur padding est monté en série avec la bobine, tandis que la capacité en parallèle shunte le condensateur d'accord.

pour trois positions de Cv (qui correspondent à ceux des circuits précédents). On obtient ainsi trois équations qui comportent de nouveau L, Cp et Co et qui peuvent être résolues d'une manière assez simple\*.

Le schéma de principe a déjà été représenté fig. 172. Ce montage ne s'utilise guère; en général, le condensateur padding Cp est monté en série avec la bobine de l'oscillateur. Dans ce cas, la capacité de shuntage Co peut se monter de deux manières: elle peut shunter la bobine (fig. 176), mais elle peut aussi shunter le condensateur variable (fig. 177). Cette dernière disposition présente un inconvénient: la capacité propre C1 de la bobine doit être considérée séparément, tandis que, dans le montage de la fig. 176, elle peut être englobée dans la capacité Co.

La formule d'accord pour les montages des fig. 172 et 176 est la même, à savoir:

$$\omega^2 L (C_o + \frac{C_v C_p}{C_p + C_v}) = 1 \dots \dots \dots (III A 5a)$$

La formule d'accord du montage représenté fig. 177 devient:

$$\omega^2 L \frac{C_p (C_v + C_o)}{C_p + C_v + C_o} = 1 \dots \dots \dots (III A 5b)$$

\* Voir par exemple Sowerby „Wireless Engeneer”, octobre 1932, London et Sveen, „Electronics”, août 1932. Coupez, „Onde Electrique”, décembre 1936.

Nous appellerons CI, CII et CIII, les trois capacités réglées du condensateur variable et ω1, ω2 et ω3 les valeurs correspondantes de la fréquence de l'oscillateur. En posant en outre δ = 1/ω1<sup>2</sup>, ε = 1/ω2<sup>2</sup>, η = 1/ω3<sup>2</sup>, on trouve, pour les grandeurs du circuit oscillateur, dans le cas où l'équation (III A 5a) est applicable:

$$C_p = \frac{(\varepsilon - \eta) C_{II} C_{III} + (\eta - \delta) C_I C_{III} + (\delta - \varepsilon) C_I C_{II}}{(\varepsilon - \eta) C_I + (\eta - \delta) C_{II} + (\delta - \varepsilon) C_{III}} \dots \dots (III A 6a)$$

$$C_o = \frac{\{ (\varepsilon - \eta) C_{II} C_{III} + (\eta - \delta) C_I C_{III} + (\delta - \varepsilon) C_I C_{II} \}}{(\delta - \varepsilon) (\varepsilon - \eta) (\eta - \delta)} \times \frac{\{ \delta (\varepsilon - \eta) C_{II} C_{III} + \varepsilon (\eta - \delta) C_I C_{III} + \eta (\delta - \varepsilon) C_I C_{II} \}}{(C_I - C_{II}) (C_{II} - C_{III}) (C_{III} - C_I)} \dots \dots (III A 7a)$$

$$L = \frac{(\delta - \varepsilon) (\varepsilon - \eta) (\eta - \delta) (C_I - C_{II}) (C_{II} - C_{III}) (C_{III} - C_I)}{\{ (\varepsilon - \eta) C_I C_{III} + (\eta - \delta) C_I C_{III} + (\delta - \varepsilon) C_I C_{II} \}^2} \dots \dots (III A 8a)$$

Pour le montage représenté fig. 177, auquel s'applique alors l'équation (III A 5b), on obtient:

$$C_p = \frac{(\delta - \varepsilon) (\varepsilon - \eta) (\eta - \delta)}{\{ (\varepsilon - \eta) C_I + (\eta - \delta) C_{II} + (\delta - \varepsilon) C_{III} \}} \times \frac{(C_I - C_{II}) (C_{II} - C_{III}) (C_{III} - C_I)}{\{ \delta (\varepsilon - \eta) C_I + \varepsilon (\eta - \delta) C_{II} + \eta (\delta - \varepsilon) C_{III} \}} \dots \dots (III A 6b)$$

$$C_o = \frac{\delta (\varepsilon - \eta) C_{II} C_{III} + \varepsilon (\eta - \delta) C_I C_{III} + \eta (\delta - \varepsilon) C_I C_{II}}{\delta (\varepsilon - \eta) C_I + \varepsilon (\eta - \delta) C_{II} + \eta (\delta - \varepsilon) C_{III}} \dots \dots (III A 7b)$$

$$L = \frac{\{ \delta (\varepsilon - \eta) C_I + \varepsilon (\eta - \delta) C_{II} + \eta (\delta - \varepsilon) C_{III} \}^2}{(\delta - \varepsilon) (\varepsilon - \eta) (\eta - \delta) (C_I - C_{II}) (C_{II} - C_{III}) (C_{III} - C_I)} \dots \dots (III A 8b)$$

En pratique, le calcul des constantes du circuit oscillateur à l'aide de ces formules est souvent trop long; aussi préférera-t-on généralement utiliser la méthode graphique, bien que celle-ci soit moins précise.

§ 5. Détermination graphique de L, Cp et Co

Pour la détermination graphique de L, Cp et Co, nous nous baserons sur le procédé que Mc. Namee a exposé dans „Electronics” de mai 1932. Nous modifierons cependant quelque peu l'application du principe exposé, ce qui offre plusieurs avantages. C'est ainsi que, dans l'article précité, l'auteur ne part pas de trois points de réglage prédéterminés mais d'un plus grand nombre de points arbitraires et „à l'oeil”, il obtient une variation simultanée aussi bonne que possible des circuits.

Pour obtenir le résultat désiré, nous calculerons d'abord, pour une valeur arbitrairement choisie de  $C_v$  servant de paramètre, la capacité résultante de  $C_v$  et  $C_p$  lorsque  $C_p$  acquiert plusieurs valeurs. On obtient alors les courbes représentées fig. 178.

Sur l'axe verticale, on prévoit en outre une échelle pour  $C_o$ . Ces courbes fournissent les indications suivantes:

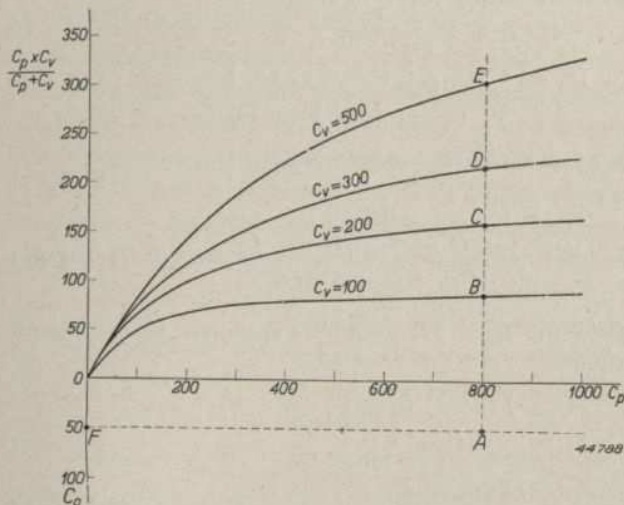


Fig. 178. Représentation graphique de la détermination de la capacité totale dans le circuit oscillateur représenté fig. 172 pour diverses valeurs de  $C_v$ ,  $C_p$  et  $C_o$ . La capacité du montage en série de  $C_v$  et  $C_p$  peut se lire immédiatement sur l'axe vertical. Comme, en outre,  $C_o$  est porté sur le même axe, vers le bas, on déduit directement la capacité totale de:

$$C_{tot} = \frac{C_p \times C_v}{C_p + C_v} + C_o$$

Admettons que  $C_p$  soit égal à 800 pF. Dans ce cas, les points B, C, D et E donnent la capacité du montage en série de  $C_p$  et de  $C_v$  pour les positions du condensateur variable correspondant à  $C_v = 100, 200, 300$  et  $500$  pF. Si l'on admet en outre une certaine valeur pour la capacité zéro, par exemple  $C_o = 50$  pF, les distances AB, AC, AD et AE donnent la valeur de la capacité de circuit totale pour les positions précitées du condensateur. De cette manière on obtient rapidement et facilement un aperçu des diverses possibilités. Les fréquences d'oscillateur demandées pour les positions précitées sont, il est vrai, connues, mais provisoirement  $L$  est encore inconnu, de sorte que les capacités totales nécessaires sont elles-aussi encore inconnues. On sait cependant qu'elles sont inversement proportionnelles aux carrés des fréquences désirées, donc:

$$AB : AC : AD : AE = \frac{1}{f_1^2} : \frac{1}{f_2^2} : \frac{1}{f_3^2} : \frac{1}{f_4^2}$$

D'avance, on sait déjà qu'il n'est possible de satisfaire à cette condition que pour trois positions de  $C_v$  au maximum. On pourrait cependant s'efforcer de déplacer les droites AE et AF de manière que les segments AB, AC, etc. satisfassent aussi bien que possible au rapport imposé. A cet effet, on peut

utiliser une feuille de papier transparent comportant des traits disposés de manière qu'ils correspondent aux rapports désirés.

Lorsqu'on coupe obliquement un abaque sur lequel sont tracés des traits parallèles, on obtient sur la ligne d'intersection une subdivision qui fournit toujours le même rapport. On place cet abaque sur la fig. 178 et on le déplace

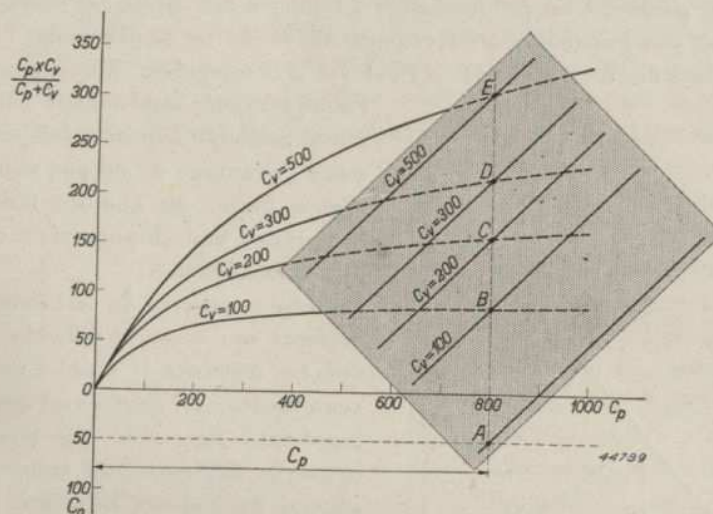


Fig. 179. Pour déterminer la valeur optimum de  $C_p$  et  $C_o$ , on peut utiliser une feuille de papier transparent portant un abaque sur lequel sont tracés les capacités totales désirées inversement proportionnelles aux carrés des fréquences de réglage voulues. On place cet abaque sur la fig. 178 d'une façon telle que l'on trouve une verticale (sur cette figure AE) dont les divisions par les courbes coïncident aussi bien que possible avec celles de l'abaque.

jusqu'à ce qu'on rencontre une verticale (AE dans l'exemple considéré) dont la subdivision concorde aussi bien que possible avec l'abaque (fig. 179). On en déduit alors immédiatement les valeurs cherchées de  $C_p$  et de  $C_o$ . Cette méthode permet de travailler assez rapidement dès que l'on a tracé un diagramme tel que celui représenté fig. 178. Mais, d'autre part, elle présente certains inconvénients. Il se produit inévitablement certaines erreurs de relevé dans les courbes, tracées point par point, de la fig. 178 et comme il s'agit précisément d'éviter de petites différences dans la fréquence, le résultat n'est pas toujours très sûr.

En second lieu, les subdivisions de l'abaque doivent coïncider aussi bien que possible avec les points d'intersection d'une verticale et des courbes de la fig. 178. Il subsiste donc inévitablement des différences. Il est difficile de voir immédiatement la grandeur admissible de ces différences et de déterminer les points où elles seront le plus importantes.

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, nous apporterons à la

méthode exposée des modifications telles que l'on trace la fig. 178 pour les trois valeurs de  $C_v$  correspondant aux points de réglage qui, d'après le paragraphe 2, sont les plus judicieux. En même temps, on déterminera les fréquences d'oscillation correspondant à ces points de réglage et on tracera un abaque correspondant à ces fréquences, c'est-à-dire dans lequel l'écartement des parallèles est proportionnel à l'inverse des carrés des fréquences. Or, il doit être possible de trouver pour  $AE$  et  $AF$  un emplacement tel que les rapports des trois segments  $AP$ ,  $AC$  et  $AD$  coïncident exactement avec

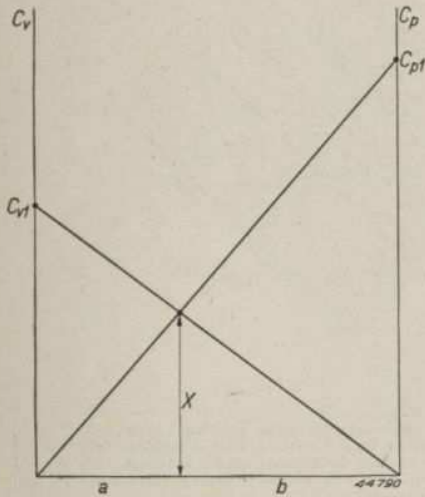


Fig. 180. Nomogramme à deux axes verticaux  $C_v$  et  $C_p$ . La distance  $X$  du point d'intersection des deux diagonales à l'axe horizontal constitue une mesure de la capacité en série de  $C_{v1}$  et  $C_{p1}$ .

l'abaque. Comparativement à la première méthode exposée, celle-ci présente l'avantage de ne pas obliger à choisir parmi un nombre infini de compromis, mais de poursuivre un but nettement défini. La mise en œuvre de cette méthode présente une sérieuse difficulté: chaque cas nécessite le tracé d'un nouveau faisceau de courbes tel que celui représenté fig. 178, car pour des appareils différents, on trouvera en général des valeurs différentes de  $C_v$  pour les points de réglage les mieux appropriés. Il faudra disposer d'un diagramme dans lequel non seulement  $C_p$  mais aussi  $C_v$  varient d'une manière continue. La fig. 180 représente un tel diagramme. On y a tracé,

$$\frac{b}{x} = \frac{a+b}{C_{v1}}$$

$$\frac{a}{x} = \frac{a+b}{C_{p1}}$$

à une distance arbitraire  $a + b$ , deux coordonnées verticales, l'une pour  $C_v$  et l'autre pour  $C_p$ . Si l'on choisit maintenant sur les axes  $C_v$  et  $C_p$  des valeurs arbitraires  $C_{v1}$  et  $C_{p1}$  et que l'on trace les diagonales, comme dans la fig. 180, on peut établir pour la verticale  $x$ :

$$\frac{a+b}{x} = (a+b) \left( \frac{1}{C_{v1}} + \frac{1}{C_{p1}} \right)$$

ou:

$$\frac{1}{x} = \frac{1}{C_{v1}} + \frac{1}{C_{p1}} \dots \dots \dots \text{(III A 9)}$$

On en déduit que la longueur  $x$  représente la capacité de  $C_{v1}$  et de  $C_{p1}$  montés en série. Sur la base de ce principe, on peut, de manière très simple, tracer un diagramme qui permet de lire immédiatement la capacité de circuit totale pour divers points de réglage. A cet effet, on calcule de nouveau les valeurs de  $C_v$  correspondant aux points de réglage fixés et en partant de ces valeurs, on trace les diagonales (fig. 181). Si l'on choisit une valeur déterminée de  $C_p$  et que l'on trace une diagonale, en partant de cette valeur, on obtient les verticales  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  qui représentent chaque fois les capacités résultantes de  $C_{p1}$  avec  $C_{v1}$ ,  $C_{v2}$  et  $C_{v3}$ . Si l'on porte de nouveau à la partie inférieure du diagramme de la fig. 181 la capacité  $C_o$ , on peut, pour un choix déterminé de  $C_o$ , lire directement la capacité totale du circuit, capacité que nous avons indiquée par  $A_1B$ ,  $A_2C$  et  $A_3D$ . Ce diagramme est donc absolument équivalent à celui de la fig. 178. Il est cependant constitué par des lignes droites et on peut maintenant introduire de manière très simple d'autres valeurs de  $C_p$ .

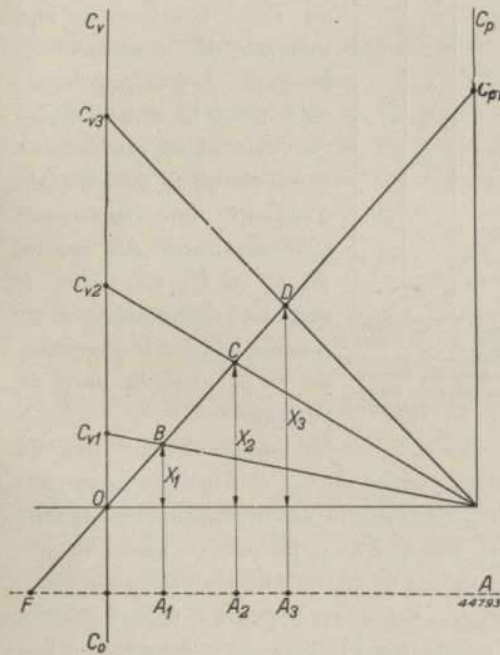


Fig. 181. Nomogramme de la fig. 180 dans lequel  $C_o$  est porté vers le bas sur l'axe  $C_v$ . La capacité totale est maintenant toujours égale à la distance du point d'intersection des diagonales au nouvel axe horizontal  $AF$ .

Pour déterminer la valeur exacte de  $C_p$  et de  $C_v$ , on détermine de nouveau les fréquences d'oscillation  $f_1, f_2, f_3$  correspondant à  $C_{v1}, C_{v2}$  et  $C_{v3}$  et on glisse alors les droites  $AF$  et  $C_{p1} F$  jusqu'à ce qu'on ait atteint le rapport désiré, à savoir:

$$A_1B : A_2C : A_3D = \frac{1}{f_1^2} : \frac{1}{f_2^2} : \frac{1}{f_3^2}$$

Cette condition peut être rigoureusement satisfaite. La recherche de ces valeurs est cependant rendue difficile par le fait que les distances  $A_1B$ ,  $A_2C$  et  $A_3D$  ne sont pas portées sur la même droite. Mais les distances  $FB$ ,  $FC$  et  $FD$  se trouvent dans le même rapport, et on tire parti de cette particularité.

Pour déterminer le rapport, on trace un abaque en forme d'éventail sur du papier millimétré transparent, comme représenté fig. 182. A une échelle déterminée on porte verticalement les valeurs  $1/f_1^2$ ,  $1/f_2^2$ ,  $1/f_3^2$  et, d'un point arbitraire, on trace un éventail de trois droites. On divise chaque verticale de l'échelle millimétrique dans le même rapport. On peut glisser

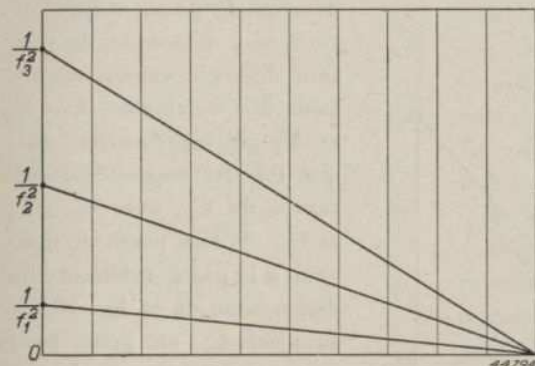


Fig. 182. Abaque en éventail pour déterminer les valeurs de  $C_p$  et de  $C_o$  sur le diagramme de la fig. 181. Sur l'axe vertical, on porte des distances inversement proportionnelles aux carrés des fréquences de réglage désirées et d'un point arbitraire, on trace les droites qui représentent l'abaque en éventail.

cet abaque sur la fig. 181 de telle manière qu'une verticale de l'échelle millimétrique de l'abaque coïncide avec la droite  $OC_{p1}$ . On voit alors rapidement l'endroit où il est possible d'obtenir une superposition simultanée des points,  $B$ ,  $C$  et  $D$ . Le point  $F$  suit alors automatiquement comme point d'intersection de  $OC_{p1}$  avec la base de l'abaque. Si l'on n'obtient pas de superposition exacte pour une valeur choisie de  $C_p$ , ceci indique tout simplement que la valeur choisie de  $C_p$  n'est pas la valeur appropriée. Il faut alors recommencer avec une autre valeur de  $C_p$  jusqu'à ce que l'on obtienne la subdivision désirée. Cette valeur de  $C_p$  est alors la valeur cherchée et peut se lire directement sur la figure. En outre, le point  $F$  trouvé permet de déduire la valeur de  $C_o$ . De la même manière on peut aussi mesurer par exemple la valeur  $A_3D$ . La fréquence  $f_3$  correspondant à cette capacité de circuit est connue et permet donc de calculer le  $L$  nécessaire. Dans cette méthode, la droite  $OC_{p1}$  se représente au mieux par le bord d'une feuille de papier sombre qui doit toujours passer rigoureusement par le point  $O$ .

### § 6. Exemple pratique

Illustrons les considérations précitées à l'aide d'un exemple pratique. Au paragraphe 3, nous avons considéré un récepteur à gamme de fréquences comprise entre 536 et 1500 kc/s; nous prendrons le même exemple. Nous

déterminerons d'abord les points de réglage à l'aide de la méthode approximative de Tchebycheff. Un point tombe au milieu de la gamme de fréquences et correspond donc à la fréquence de 1018 kc/s. De part et d'autre il subsiste alors 482 kc/s. Les deux autres points sont alors écartés du point central d'un montant :

$$1/2 \sqrt{3} \times 482 = 417 \text{ kc/s}$$

et se trouvent donc à 601 kc/s et à 1435 kc/s. Déterminons immédiatement les fréquences d'oscillateur correspondantes en ajoutant aux fréquences calculées un montant de 470 kc/s (moyenne fréquence) :

$$f_1 = 1905 \text{ kc/s}, f_2 = 1488 \text{ kc/s}, f_3 = 1071 \text{ kc/s}.$$

Il s'agit de calculer maintenant les positions correspondantes de  $C_v$ . Pour ce calcul, considérons un circuit H.F. à  $L = 160 \mu \text{ H}$ ,  $C_o = 50 \text{ pF}$  et  $C_v = 20-500 \text{ pF}$ . A l'extrémité de la gamme de longueurs d'onde, on obtient donc 536 kc/s avec une capacité totale de 550 pF.

On en déduit le premier point de réglage pour la capacité totale :

$$C = 550 \left( \frac{536}{1435} \right)^2 = 77 \text{ pF}$$

donc

$$C_{v1} = 77 - 50 = 27 \text{ pF}.$$

De la même manière, on trouve pour les autres points de réglage :

$$C_{v2} = 102 \text{ pF} \text{ et } C_{v3} = 388 \text{ pF}$$

On trouve donc les mêmes valeurs de  $C_v$  dans le circuit oscillateur.

Les trois premières colonnes du tableau ci-dessous donnent un aperçu des valeurs trouvées jusqu'à présent :

f H.F. (kc/s)	$C_v$ (pF)	f osc. (kc/s)	$\frac{10^6}{f_{osc}^2}$	Echelle de l'abaque (mm)
1500	20	—	—	—
1435	27	1905	0,276	82,8
1018	102	1488	0,452	135,6
601	388	1071	0,872	261,6
536	500	—	—	—

Traçons maintenant, à une échelle pas trop petite, un diagramme tel que celui représenté fig. 181 avec des diagonales dirigées vers les points  $C_v$  qui se trouvent par exemple à des distances de 27, de 102 et de 388 mm de la base. Pour toute sécurité on conserve sous la base une marge de 100 mm pour  $C_o$ .

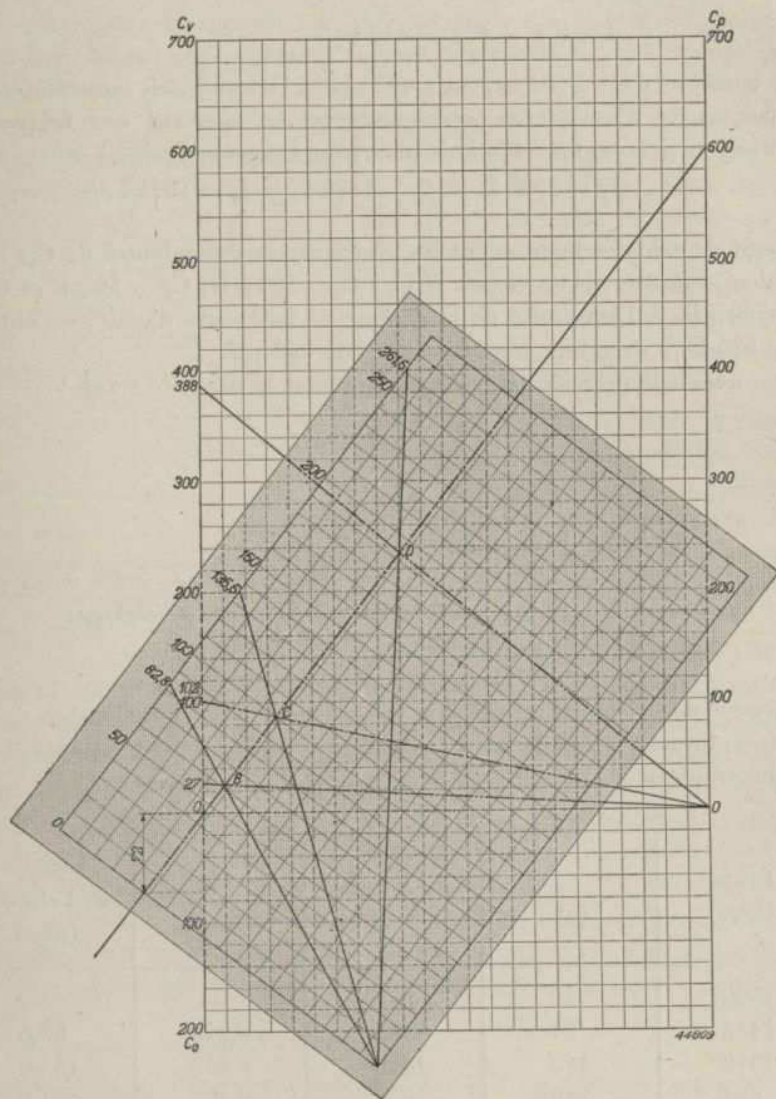


Fig. 183. Exemple d'une détermination graphique des constantes du circuit oscillateur d'un appareil récepteur pour une fréquence de 536 à 1500 kc/s.

Il reste à tracer maintenant un abaque comme celui représenté fig. 182. A cet effet, sur une feuille de papier millimétré, on porte, sur l'un des axes, des segments proportionnels à  $1/f_{osc}^2$ . Ces valeurs sont mentionnées dans la quatrième colonne du tableau précédent. On porte donc des segments de droite qui sont entre eux comme 0,276 : 0,452 : 0,872, donc par exemple des segments de 82,8 mm, 135,6 mm et 261,6 mm. A partir d'un point arbitraire, on trace un faisceau de rayons vers ces points. Il y a lieu de noter qu'un abaque en forme d'éventail est préférable à l'abaque à droites parallèles de la fig. 179. Pour le tracé de l'abaque en éventail, on utilisera de préférence une échelle aussi grande que possible (dans ce cas la plus grande distance sera de 261,6 mm) ce qui fournit une plus grande précision. Par contre, la division parallèle ne sera pas prise trop grande sinon elle pourrait ne pas s'adapter à la division à chercher de la ligne  $C_p$  de la fig. 181. Ceci impose donc une limite à la précision. La fig. 183 donne, pour le cas envisagé, le diagramme tracé, tandis que l'abaque nécessaire à cet effet y est représenté dans la position cherchée. On constate que cette position est atteinte lorsqu'on part d'un condensateur padding de 600 pF. L'emplacement du point  $F$  correspond alors à un  $C_o$  de 72 pF.

Il reste maintenant à déterminer la self-induction du circuit oscillateur. De la fig. 183 il résulte que, pour  $C_v = 388$  pF, la capacité en série de  $C_v$  et de  $C_p$  est de 236 pF. La capacité totale du circuit est alors de  $236 + 72 = 308$  pF. Dans cette position de  $C_v$ , d'après le tableau, la fréquence de l'oscillateur est de 1071 kc/s. La self-induction se déduit de l'expression

$$f = \frac{10^6}{2\pi \sqrt{LC}} = \frac{159155}{\sqrt{LC}}$$

dans laquelle  $f$  est exprimé en kc/s,  $L$  en  $\mu H$  et  $C$  en pF.

Donc :

$$L = \frac{159155^2}{1071^2 \times 308} = 71,7 \mu H$$

### § 7. Possibilités de la détermination graphique

De ce qui précède il résulte que la détermination graphique des constantes du circuit oscillateur est assez simple et très rapide. Les résultats ne sont évidemment pas aussi précis que ceux fournis par le calcul que l'on pourrait effectuer à l'aide d'une machine à calculer ou d'une table de logarithmes. Par contre, l'influence d'erreurs éventuelles dans le tracé peut se décélérer immédiatement, car le diagramme permet encore d'obtenir les rapports de fréquence obtenus, lorsque  $C_p$  est choisi trop élevé ou trop bas d'un montant déterminé. Cette possibilité sera particulièrement appréc-

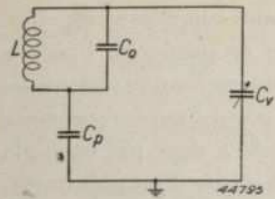


Fig. 184a. Schéma de principe d'un circuit oscillateur d'usage courant. Le condensateur padding est monté en série avec la bobine tandis que le condensateur de réglage shunte la bobine.

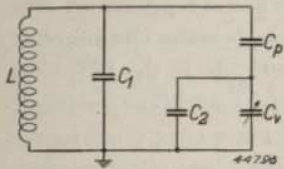


Fig. 184b. Montage analogue à celui représenté sur la fig. 184a. La capacité zéro  $C_0$  est cependant répartie maintenant sur  $C_1$  et  $C_2$ .  $C_1$  est le condensateur de réglage.  $C_2$  est une capacité fixe dont la valeur doit être estimée d'avance en se basant sur l'expérience.

estimé basé sur les résultats pratiques et que l'on calcule alors la valeur de  $C_1$ .

Les constantes de ce circuit peuvent de nouveau se déterminer par voie graphique, pour autant que l'on modifie quelque peu le diagramme de la fig. 181. En effet, ce diagramme doit être utilisé pour la détermination de la capacité  $C_p$  en série avec  $C_v + C_2$ . A l'échelle pour  $C_v$  il y a donc lieu d'ajouter un montant fixe  $C_2$  qui est estimé d'avance. On pourrait directement tenir compte de l'augmentation de  $C_2$  dans le tracé des diagonales vers  $C_{v1}$ ,  $C_{v2}$  et  $C_{v3}$ . Toutefois, une autre valeur de  $C_2$  nécessiterait alors le tracé de nouvelles diagonales. Pour obvier à cet inconvénient, on ajoute le montant  $C_2$  sous le point 0. Si l'on trace une nouvelle base, comme dans la fig. 185,

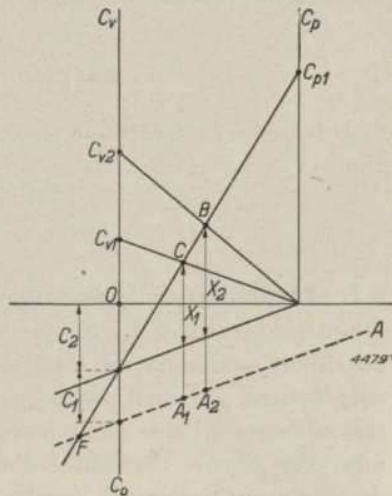


Fig. 185. Nomogramme pour déterminer  $C_p$  et  $C_1$  dans le montage représenté fig. 184b. Comme on a porté vers le bas, sur l'axe  $C_v$ , le montant fixe  $C_2$ , la base n'est plus horizontale.

ciée lorsque, dans l'étude d'un appareil, il faudra comparer rapidement plusieurs possibilités.

La méthode exposée convient aussi pour un circuit oscillateur dans lequel le condensateur padding est monté en série avec la bobine  $L$  (fig. 184a).

A première vue, on ne constatera pas de différence de principe avec le montage représenté fig. 172. Il faut cependant considérer qu'il existe encore une capacité entre le sommet de la bobine et la terre. Cette capacité se trouve en parallèle avec  $C_v$ . Pour déterminer l'influence de cette capacité nous ramènerons, dans la mesure du possible, le montage représenté fig. 184 à la forme de celui donné fig. 172. On obtient alors le montage représenté fig. 184b. La capacité zéro (capacité résiduelle) totale est répartie sur  $C_1$  et  $C_2$ . Pour un calcul précis, on ne peut pas supposer que  $C_1$  et  $C_2$  soient, simplement, montés en parallèle. Cependant, les formules ne deviennent pas plus compliquées lorsqu'on admet pour  $C_2$  un montant

et que l'on trace les diagonales vers les nouveaux sommets de la base,  $X$  donne de nouveau la capacité du montage en série. Il y a lieu d'y ajouter la capacité zéro  $C_1$ , ce qui peut s'effectuer en traçant à une distance  $C_1$  une droite parallèle à la nouvelle base, et en mesurant chaque fois, par rapport à cette droite, donc par exemple  $A_2B$ . Le point d'intersection de la diagonale de  $C_{p1}$  et de la base  $A$  est de nouveau indiqué par  $F$  et les distances  $FB$ ,  $FC$ , etc. sont de nouveau proportionnelles, aux capacités du circuit  $A_2B$ ,  $A_1C$  etc. Pour le reste, la détermination graphique peut s'effectuer complètement suivant la méthode décrite. L'emplacement exact de l'abaque sur le diagramme  $C_p$  étant trouvé, il faut tenir compte du fait que, pour trouver la valeur exacte de  $C_1$ , il faut tracer par le point  $F$  une droite ( $FA$ ) parallèle à la nouvelle base.

### § 8. Précision de la méthode graphique

Comme nous l'avons déjà mentionné, le calcul des constantes du circuit à l'aide des formules établies à cet effet, est indiscutablement plus précis que la méthode graphique décrite. C'est ainsi que la méthode graphique fournit sur l'échelle de  $C_p$  une petite zone dans laquelle on obtient partout des résultats également bons. Théoriquement, il n'existe cependant qu'une seule valeur exacte de  $C_p$ , mais on constate que, dans cette zone, une variation de  $C_p$  n'exerce pas une grande influence sur l'adaptation de l'abaque et du diagramme. Le manque de précision de la méthode graphique ne constitue cependant pas un grand inconvénient dans le cas où il s'agit de trouver un point de départ pour une détermination expérimentale des constantes du circuit.

Pour déterminer l'ordre de grandeur des erreurs que peut provoquer la détermination graphique, nous admettrons que la valeur de  $C_p$  admise dans la fig. 188 ne soit pas exacte. Ceci implique donc que l'abaque ne passe pas rigoureusement par les points  $B$ ,  $C$  et  $D$ . Si nous considérons le cas le plus défavorable (distance minimum et fréquence maximum) le point  $B$  n'est pas entièrement recouvert. Nous admettrons en outre que la droite de l'abaque soit écartée d'un demi millimètre du point  $B$  dans la direction de  $F C_p$ . C'est une erreur encore à peine perceptible à condition de dessiner avec de bons instruments.

Dans le tracé original de la fig. 183, la longueur  $FB$  est de 60 mm. Une erreur de 0,5 mm sur cette longueur implique une erreur de 0,8%. Dans la capacité totale du circuit, cette erreur sera aussi de 0,8%. Cependant, la fréquence, qui est inversement proportionnelle à la racine carrée de la capacité, diffère de 0,4%. Comme pour la même position du condensateur variable, la fréquence de l'oscillateur doit être de 1905 kc/s, l'écart par rapport à cette fréquence sera de  $0,4 \times 19 = 8$  kc/s.



En pratique, les faits sont autres.  $C_p$  et  $L$  ont été déterminés à l'aide du tracé erroné. Avec la valeur déterminée de  $C_o$ , il se produira, pour le premier point de réglage, une erreur de 8 kc/s. En réalité, lors du réglage du récepteur, on donne au condensateur une capacité telle que l'on obtienne la fréquence exacte. La capacité zéro correspondante ne sera pas égale à celle calculée. De ce fait, on obtient des fréquences erronées aux autres points de réglage. Le point  $F$  est en effet déplacé d'un 1/2 mm le long de  $FC_p$ . Sur la distance  $FC$ , qui est égale à 100 mm, on commet une erreur de 0,5 mm, soit 1/2%. Par rapport à la fréquence correspondante, qui est de 1488 kc/s, il se produit donc une erreur de 0,25%, c'est-à-dire de 3,6 kc/s.

Pour le troisième point de réglage, il se produit également une petite erreur,

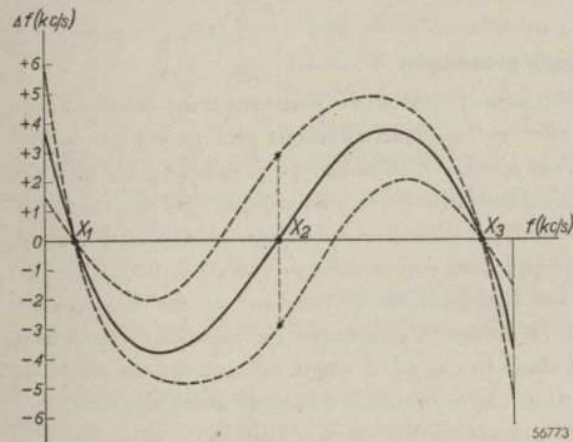


Fig. 186. Deux courbes padding (en traits pointillés) qui par suite d'une erreur d'environ 0,8% présentent dans le tracé de la représentation graphique, une erreur de 3 kc/s au point de réglage du milieu. La courbe en trait plein est la courbe padding tracée fig. 175.

mais si le condensateur padding est variable, cette erreur est compensée lors du réglage de l'appareil, ce qui corrige encore quelque peu l'erreur précédente. On peut maintenant estimer l'influence qu'exercera l'imprécision précitée sur la forme de la courbe de padding montrée fig. 175. Pour cette fréquence, qui a été admise au début comme point de réglage central, il se produit un écart de fréquence de l'ordre de 3 kc/s. Ce fait est représenté fig. 186. On voit que le tracé doit être extrêmement précis. On peut évidemment limiter arbitrairement l'influence d'une erreur en utilisant, pour le diagramme, une très grande échelle. Dans l'exemple considéré, l'échelle est de 1 mm par 2 pF. Un point faible de la méthode graphique décrite est que ce sont précisément les plus hautes fréquences d'oscillation qui correspondent aux plus petites distances le long de la ligne  $C_p$ . C'est précisément aux fréquences élevées qu'existe la possibilité d'une grande erreur. Ceci implique une grande valeur absolue de l'erreur en kc/s. Or, comme c'est l'erreur en kc/s qui importe, il serait préférable d'utiliser une méthode dans laquelle une fréquence plus élevée correspond aussi à une plus grande longueur sur le diagramme. Dans

le paragraphe suivant, nous décrirons une méthode qui présente cette particularité.

### § 9. Méthode des inverses

La méthode graphique de détermination des constantes du circuit, décrite dans les paragraphes précédents, est basée sur le fait que la valeur totale de  $C$ , constitué par  $C_v$ ,  $C_p$  et  $C_o$ , peut se lire sur un nomogramme. Comme l'échelle utilisée dans ce nomogramme est proportionnelle à la capacité  $C$ , il faut que la distance soit proportionnelle à  $1/f^2$ . Il serait préférable d'utiliser une subdivision d'échelle proportionnelle à  $1/C$ . Ceci peut s'obtenir de manière très simple.

La capacité totale  $C$  de deux capacités  $C_p$  et  $C_v$  montées en série est donnée par :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_p} + \frac{1}{C_v}$$

Il est donc logique d'utiliser ici des valeurs réciproques ou valeurs inverses. En effet, si l'on juxtapose les échelles pour  $C_v^{-1}$  et  $C_p^{-1}$ , on trouve toujours la valeur totale  $C^{-1}$  en additionnant les valeurs correspondantes de  $C_v^{-1}$  et de  $C_p^{-1}$ . Lorsqu'on utilise les valeurs inverses, on obtient donc, pour le montage en série, une formule analogue à celle utilisée pour le montage en parallèle. L'inverse est vrai aussi. Pour le montage en parallèle de deux capacités, par exemple  $C_v$  et  $C_o$ , on a :  $C = C_o + C_v$ . On peut écrire cette expression sous la forme :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_o + C_v}$$

En divisant le numérateur et le dénominateur du second membre par  $C_o$ , on obtient :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_o} \times \frac{1}{1 + \frac{C_v}{C_o}}$$

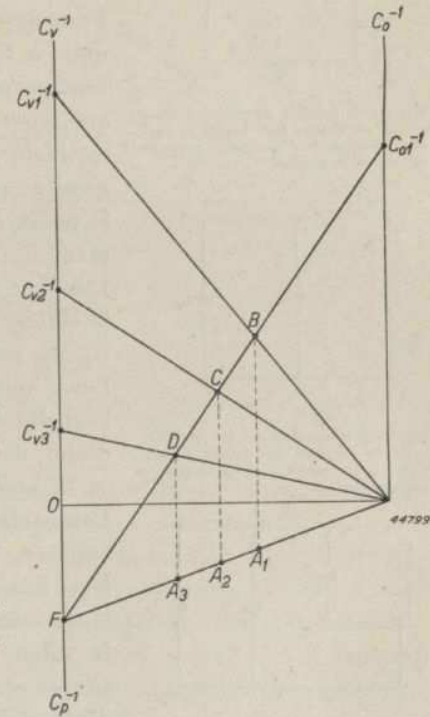


Fig. 187. Nomogramme à deux axes verticaux,  $C_v^{-1}$  et  $C_o^{-1}$  au-dessus de l'axe des zéros et  $C_p^{-1}$  au-dessous de cet axe. La valeur inverse de la capacité de circuit totale dans le montage représenté fig. 172 est, par exemple pour les valeurs de  $C_v^{-1}$ ,  $C_o^{-1}$  et  $FO$  ( $C_p^{-1}$ ), égale à la distance  $A_1B$ .

Lorsqu'on utilise les valeurs inverses des capacités, on peut se servir du nomogramme de la fig. 180 pour le cas de deux capacités en parallèle. La fig. 187 donne un nomogramme analogue pour le circuit représenté fig. 172. Sur l'échelle de gauche on a porté, au-dessus de l'origine la grandeur  $C_v^{-1}$  et au-dessous de l'origine la grandeur  $C_p^{-1}$ . Si une grandeur déterminée de  $C_p^{-1}$  correspond par exemple à  $FO$ , la valeur inverse du montage en série de  $C_{v1}$  et de  $C_p$  est égale à la distance  $FC_{v1}^{-1}$ . Le montage en parallèle de  $C_o$  avec la combinaison précitée s'effectue de nouveau suivant la méthode connue, la base vers le point  $F$  étant cette fois oblique, ce qui d'ailleurs a peu d'importance. Les capacités réciproques totales sont de nouveau égales aux distances  $A_1B$ ,  $A_2C$  et  $A_3D$  et ces distances sont de nouveau proportionnelles aux segments  $FB$ ,  $FC$  et  $FD$ . Ces segments sont maintenant entre eux comme :

$$FB : FC : FD = f_1^2 : f_2^2 : f_3^2.$$

Pour déterminer ce rapport, on trace un abaque en forme d'éventail dont les subdivisions sont proportionnelles à  $f_1^2$ ,  $f_2^2$  et  $f_3^2$ . Il va de soi que, contrairement à la droite utilisée dans la méthode précédente, celle portant ces subdivisions ne passe pas par le point  $O$  mais bien par le point  $F$  qu'il faut déterminer par tâtonnement.

Une fois trouvée une droite  $FC_o^{-1}$  comportant la subdivision désirée, on déduit les valeurs de  $C_p$  et de  $C_o$  des valeurs inverses qu'on lit l'une sur l'échelle de gauche et l'autre sur l'échelle de droite. La selfinduction se déduit d'une des distances verticales, par exemple  $A_1B$ , et de la fréquence correspondante.

Comparativement à la méthode précédemment exposée, la méthode des inverses présente un léger inconvénient : l'emploi de divisions d'échelle inverses ne permet pas de lire directement la valeur de  $C$ . Le calcul est cependant très simple et peut s'effectuer par exemple à l'aide d'une règle à calcul, mais néanmoins, de ce fait, la méthode des inverses est plus longue. Cet inconvénient est particulièrement marqué lorsque les divisions d'échelle inverses sont utili-

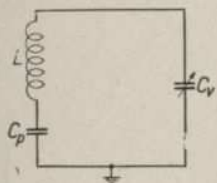


Fig. 188a. Schéma de principe d'un circuit oscillateur dans lequel le condensateur padding est monté entre le châssis et la bobine.

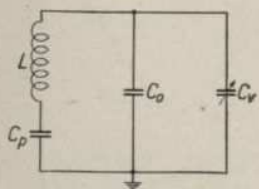


Fig. 188b. Même montage que fig. 188a, mais le sommet du circuit a, par rapport au châssis, une capacité non négligeable.

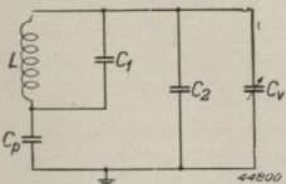


Fig. 188c. La bobine a en outre une certaine capacité propre. Pour calculer la capacité totale du circuit, on répartit la capacité zéro totale sur  $C_1$  et  $C_p$  de sorte que  $C_1$  forme la capacité de réglage, tandis que pour  $C_2$  on admet de nouveau un montant fixe.

sées pour le calcul d'un circuit tel que celui représenté fig. 188. La fig. 188a représente le schéma de principe dans lequel le condensateur padding est inséré entre le châssis et la bobine. Ce montage offre encore deux possibilités à savoir celles représentées fig. 188b et fig. 188c. Dans le montage de la fig. 188b, on a admis que la capacité propre de la bobine est très faible, mais que le sommet du circuit a une capacité non négligeable par rapport à la terre (châssis). Si le condensateur de réglage est lui aussi monté entre le sommet du circuit et le châssis,  $C_o$  doit être monté en parallèle avec  $C_v$ . Le nomogramme de la fig. 187 doit alors être modifié de la manière représentée fig. 189; dans ce cas, on détermine d'abord la valeur inverse du montage en parallèle  $C_v + C_o$  et on y ajoute ensuite celle de  $C_p$ . On obtient de nouveau un point  $F$  hors de l'axe vertical de gauche. Ceci ne provoque pas de nouvelles difficultés.

La question change cependant lorsqu'il s'agit de déterminer les constantes d'un circuit tel que celui représenté fig. 188c et qui est fréquemment utilisé en pratique. Dans ce montage, on tient compte d'une certaine capacité naturelle  $C_1$  de la bobine. Pour le calcul de la capacité totale du circuit, il faudra d'abord utiliser, pour la combinaison  $C_v$ ,  $C_2$  et  $C_p$ , le tracé de la fig. 189. Ensuite, il faut calculer la capacité  $C_1$  en parallèle avec cette combinaison. Malheureusement, ceci ne peut s'effectuer en ajoutant un montant estimé  $C_1$ ; il faut de nouveau passer par la construction du nomogramme avec les diagonales. De ce fait, ce montage ne permet pas de déterminer par tâtonnements la meilleure combinaison des constantes du circuit. Il est cependant possible de prendre pour  $C_2$  un montant estimé et de chercher alors la valeur optimum de  $C_1$  (le condensateur de réglage se monte alors en parallèle avec la

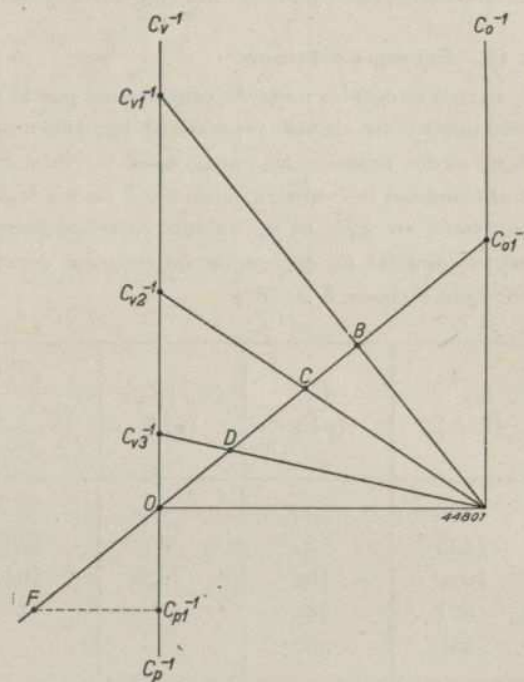


Fig. 189. Nomogramme pour déterminer la capacité totale du circuit oscillateur représenté fig. 188b.

bobine). On peut alors utiliser la méthode illustrée fig. 187. Pour porter la valeur de  $C_v^{-1}$  sur l'axe de gauche, on porte d'abord en compte la capacité en parallèle de  $C_2$ . On porte donc sur l'axe de gauche des distances égales à  $(C_{v1} + C_2)^{-1}$ ,  $(C_{v2} + C_2)^{-1}$ , etc. Bien que cette complication ne suscite pas de difficultés insurmontables, elle rend cependant la méthode des inverses moins attrayante pour ce montage fréquemment utilisé.

### § 10. Exemple pratique

A titre d'exemple, nous déterminerons par la méthode des inverses divers constants du circuit représenté fig. 188c; nous partirons des valeurs que nous avons admises au paragraphe 6. Nous dresserons d'abord un tableau mentionnant les valeurs connues, à savoir la fréquence d'entrée connue  $f_{HF}$  exprimée en kc/s et les valeurs correspondantes de  $C_v$  et de  $(C_v + C_2)$ .  $C_2$  est la capacité de dispersion du sommet du circuit par rapport au châssis; elle sera estimée à 20 pF.

$f_{HF}$ (kc/s)	$C_v$ (pF)	$(C_v + C_2)$ (pF)	$\frac{10^4}{C_v + C_2}$ ( $\times 2 \text{ mm}$ )	$f_{osc}$ (kc/s)	$\frac{7 \times f_{osc}^2}{10^5}$ (mm)
1500	20	—	—	—	—
1435	27	47	426	1905	254
1018	102	122	164	1488	155
601	388	408	49	1071	80
536	500	—	—	—	—

Dans la quatrième colonne du tableau ci-dessus figurent les valeurs réciproques de  $(C_v + C_2)$  multipliées par  $2 \times 10^4$ ; dans la réalisation pratique (voir fig. 190), ces valeurs sont portées sur l'axe vertical à l'échelle de 2 mm par unité. La valeur  $\frac{10^4}{C_v + C_2} = 213$ , correspondant à une capacité  $C_v = 27$  pF

est représentée par une longueur de 426 mm. On fixe de la même manière les deux autres points et on trace les diagonales correspondantes.

L'abaque en forme d'éventail doit être divisé en tronçons proportionnels à  $f_{osc}^2$ . La dernière colonne du tableau mentionne les diverses valeurs de  $f_{osc}^2$  multiplié par  $7 \times 10^{-5}$ . Ces valeurs sont utilisées comme base pour l'abaque\*.

\* La fig. 190 montre qu'en réalité ces valeurs sont trop petites, de sorte que les points d'intersection avec les diagonales tombent en de hors de l'abaque. C'est pourquoi on a agrandi l'abaque au droit de ces points.

De l'emplacement exact de l'abaque il résulte que le point d'intersection avec la verticale de gauche, point qui correspond à la valeur  $C_p^{-1}$ , se trouve

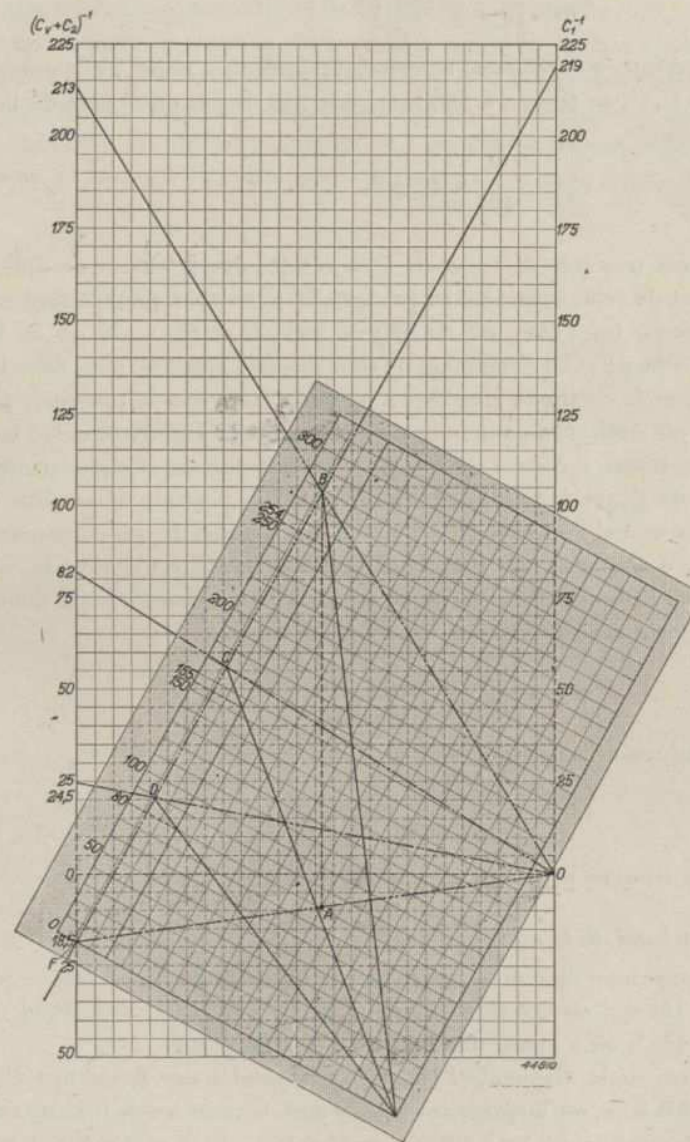


Fig. 190. Exemple d'une détermination graphique des constantes du circuit oscillateur représenté fig. 188c pour une gamme de fréquences de 535 à 1500 kc/s.

à 37 mm sous l'origine. Comme l'échelle est de 2 mm par unité,  $C_p^{-1}$  est de 18,5 unités. On en déduit :

$$C_p = \frac{10^4}{18,5} = 540 \text{ pF.}$$

Le point d'intersection avec la verticale de droite, point qui correspond à la valeur  $C_1^{-1}$ , se trouve à 438 mm, soit 219 unités au-dessus de l'origine de sorte que

$$C_1 = \frac{10^4}{219} = 46 \text{ pF.}$$

Des valeurs trouvées de  $C_p$  et de  $C_1$  il résulte que le circuit ne diffère que légèrement de celui considéré au paragraphe 6; en effet, pour ce dernier, nous avons trouvé  $C_p = 600 \text{ pF}$  au lieu de 540 pF et  $C_1 = 72 \text{ pF}$  au lieu de  $46 + 20 = 66 \text{ pF}$ . Ces différences ne sont pas très grandes, mais dans la mise en œuvre de la méthode graphique, on constatera que la précision de cette méthode est suffisante pour montrer nettement la différence entre les deux montages. Enfin, il reste à déterminer la self-induction. Celle-ci se déduit de nouveau de  $f_{osc}$  et de la capacité totale pour une position déterminée de  $C_r$ . C'est ainsi que si l'on choisit le point d'intersection  $B$  qui correspond à la fréquence d'oscillation de 1905 kc/s, la distance  $AB$  est égale à la capacité totale. Sur le dessin, cette distance est de 225 mm et représente donc 112,5 unités, ce qui correspond à

$$C_{tot} = \frac{10^4}{112,5} = 89 \text{ pF.}$$

La self-induction est donc :

$$L = \frac{159155^2}{1905^2 \times 89} = 78 \text{ } \mu\text{H.}$$

La valeur trouvée précédemment était de 71,7  $\mu\text{H}$ .

#### § 11. Précision de la méthode des inverses

Pour donner une idée de la précision de la méthode des inverses, partons de la fig. 183 qui est tracée à la même échelle que la fig. 190. (Pour  $(C_{v_1} + C_2)^{-1} = 47^{-1}$ , on a choisi une longueur de 426 mm.)

La longueur de la diagonale  $FB$ , qui correspond à une fréquence d'oscillateur de 1905 kc/s, est maintenant de 278 mm. Une erreur de 0,5 mm sur cette longueur correspond à une différence de 0,18% de  $f^2$  et donc de 0,09% de la fréquence  $f$ . Ceci implique donc une erreur de fréquence de  $0,09 \times 1905 = 1,7 \text{ kc/s}$ .

Cette erreur est très petite, surtout si l'on tient compte du fait qu'en pratique, lors du réglage du condensateur d'accord, cette erreur est transmise atténuée aux autres points de réglage de l'échelle des fréquences. Une erreur de 0,5 mm sur la longueur  $FD$  (89 mm) implique une erreur de 0,28% sur la fréquence. Comme le point  $D$  correspond à une fréquence d'oscillateur de 1071 kc/s, l'erreur est donc ici de  $0,28 \times 10,71 = 3 \text{ kc/s}$ . On constate donc qu'en général, la méthode des inverses conduit à des erreurs plus petites que la méthode décrite au chapitre 6. Ce résultat s'obtient cependant au détriment de la clarté et complique la détermination de la diagonale  $FC_1^{-1}$ .

## B. Corrections de la courbe padding calculée

### § 1. Introduction

On sait que la courbe padding mesurée ne coïncide que rarement avec la courbe prédéterminée par le calcul. Aux paragraphes A 8 et A 11, nous avons déjà attiré l'attention sur le fait que la détermination graphique entraîne inévitablement certaines erreurs. En outre, des différences peuvent résulter des tolérances dans les valeurs des self-inductions et des capacités. Des écarts résultent aussi, même dans le calcul le plus précis, du fait que, dans les méthodes directes, on part d'un schéma de principe simplifié (fig. 176 ou 177). Ceci a permis de calculer la fréquence de l'oscillateur à l'aide de la formule classique  $\omega^2 L C_{tot} = 1$ . Au chapitre II B, paragraphe 5, nous avons mentionné en passant la fréquence obtenue dans certains montages. On constata ainsi que lorsqu'on complète les circuits des fig. 176 ou 177 par la résistance en série de la bobine, la fréquence satisfait effectivement encore à l'équation classique. Par contre, si l'on ajoute encore de l'amortissement parallèle, on obtient une fréquence quelque peu différente.

Un autre pas qui rapproche de la réalité consiste à tenir compte de l'influence du condensateur de grille et de la résistance de fuite. Dans le montage de la fig. 191, on a admis en premier lieu que la tension appliquée à la grille de commande est égale à la tension aux bornes de  $L_2$ , c'est-à-dire que le facteur de réaction est égal au rapport de la tension du circuit à la tension aux bornes de  $L_2$ . Dans la transmission de la tension alternative par l'intermédiaire des éléments  $C_r$  et  $R$ , la tension subit

cependant une légère modification essentiellement constituée par une variation de phase; en réalité, le facteur de réaction prend donc une forme quelque peu plus compliquée. Cette correction affecte évidemment la fréquence de l'oscillation. Certains montages comportent évidemment d'autres particularités de ce genre. L'exposé de tous ces cas serait fastidieux: nous nous contenterons d'illustrer le tout à l'aide des deux exemples précités qui constituent en fait les causes essentielles d'une variation de la courbe padding.

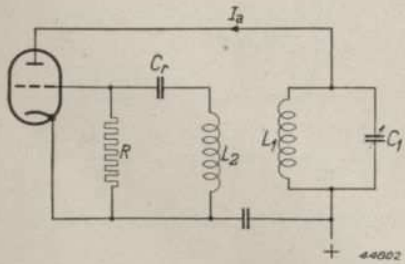


Fig. 191. Exemple d'un couplage à réaction simple.

### § 2. Désaccord provoqué par la répartition des amortissements

En ce qui concerne la cause d'une modification de la courbe padding, nous nous reporterons au paragraphe 5 du chapitre II B. Pour un montage oscillateur à circuit d'accord, tel que celui représenté fig. 193, on trouve, pour la fréquence d'oscillation:

$$\omega^2 LC = 1 + \frac{r}{R} \dots \dots \dots \text{(II B 15)}$$

expression dans laquelle  $C$  est la capacité résultant du montage en série du condensateur d'accord et du condensateur padding,  $r$  la résistance en série de la bobine et la résistance  $R$  shuntant la bobine. Cette équation peut aussi s'écrire sous la forme:

$$\omega^2 \frac{L}{1 + \frac{r}{R}} \cdot C = 1 \dots \dots \dots \text{(III B 1)}$$

De cette équation, il résulte que l'amortissement réparti peut être considéré comme une diminution apparente de la self-induction. On pourrait donc compenser d'avance l'ensemble du phénomène en augmentant la self-induction réelle, si  $r$  et  $R$  étaient constants dans toute la gamme de longueurs d'onde. En général, il n'en est cependant pas ainsi.

Pour déterminer si ce facteur de correction diffère notablement de 1, nous admettrons, pour les éléments du circuit anodique, les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{\omega L}{r} &= 50, \\ R &= 15.000 \ \Omega, \\ \omega &= 10^7 \\ L &= 75 \cdot 10^{-6} \text{ H.} \end{aligned}$$

On trouve alors:

$$\frac{r}{R} = \frac{\omega L}{50 R} = \frac{10^7 \times 75 \times 10^{-6}}{50 \times 15.000} = 0,001.$$

Une variation de 0,1% de la self-induction effective provoque une variation de 0,05% de la fréquence, ce qui, pour la fréquence considérée de 1600 kc/s correspond donc à 0,8 kc/s. Cet écart n'est pas bien grand, mais, dans le cas de valeurs quelque peu anormales de  $r$  ou  $R$  (résistances d'amortissement), il faut s'attendre à des désaccords notables.

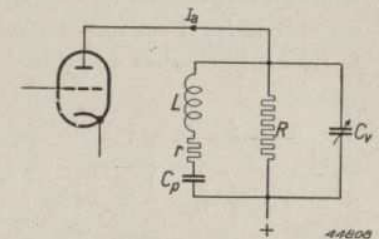


Fig. 192. Schéma de principe d'un circuit anodique usuel avec amortissement en série et amortissement en parallèle.

Pour un montage pratique comme celui de la fig. 192, ce calcul différera très peu; le résultat est alors (voir chapitre II B, paragraphe 5),

$$\omega_0^2 L C_{tot} = 1 + \frac{r}{R} \cdot \frac{C_p}{C_p + C_v} \dots \dots \dots \text{(II B 25)}$$

Le facteur  $\frac{C_p}{C_p + C_v}$  est toujours inférieur à 1; pour une petite valeur de  $C_v$ , il est pratiquement égal à 1. Il en résulte que le désaccord auquel il faut s'attendre dans la partie inférieure de la gamme de longueurs d'onde sera aussi grand que celui obtenu dans le cas précédent. Cependant, une compensation est impossible, même dans le cas où  $r$  est constant. La conclusion que l'on peut tirer du dernier exemple est que, dans les cas normaux, le désaccord provoqué par les divers amortissements est assez faible. En général, l'amortissement est en parallèle et par conséquent le désaccord est indépendant du fait que le circuit d'accord est inséré dans le circuit anodique ou dans le circuit de grille. Si, pour une raison ou une autre, on prévoit un amortissement additionnel, il est recommandable de concentrer l'amortissement total dans l'un des deux circuits, c'est-à-dire que lorsqu'on prévoit un amortissement en parallèle, l'amortissement en série doit être aussi petit que possible. Lorsqu'on prévoit de l'amortissement en parallèle pour maintenir constante la tension d'oscillation, il est également bon de limiter l'amortissement en série pour les raisons mentionnées précédemment.

§ 3. Désaccord par déphasage dans la combinaison  $C_r R$

Alors qu'au paragraphe 5 du chapitre II, le produit  $tZ$  est considéré comme un ensemble, il est maintenant préférable de considérer séparément dans le circuit la tension de grille, le courant anodique, la tension du circuit, la réaction, et certains autres facteurs. En partant du montage sans condensateur de grille et sans résistance de fuite, on peut calculer l'influence que le dernier facteur introduit exerce sur la fréquence. Au paragraphe 5 du chapitre II, on a trouvé la fréquence en considérant le produit  $tZ$  comme réel et négatif. Ceci revient à imposer la condition qu'une tension alternative appliquée à la grille de commande provoque

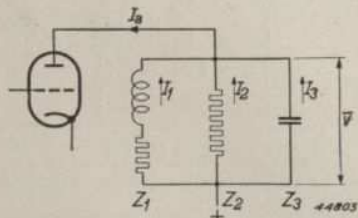


Fig. 193. Représentation simplifiée du schéma de la fig. 192.

une tension de réaction rigoureusement en phase avec celle-ci. Dans le cas simplifié où le circuit d'accord de la fig. 193 est couplé directement à la grille par l'intermédiaire d'une bobine de réaction et sans inter-

vention de  $C_r$  et de  $R$ , la tension obtenue aux bornes de la bobine de réaction doit donc être exactement en phase avec le courant anodique  $I_a$ , c'est-à-dire que le courant  $I_1$  dans la bobine d'accord doit être décalé exactement de  $90^\circ$  par rapport à  $I_a$ . De cette condition, on peut déduire la fréquence. Toutefois, si l'addition de  $C_r$  et de  $R$  provoque un déphasage additionnel de la tension de réaction,  $I_1$  doit être décalé d'un même montant, dans le sens inverse par rapport aux  $90^\circ$  précités. Cette condition permet de calculer la fréquence corrigée que nous considérerons à nouveau comme un désaccord par rapport à la fréquence de résonance du circuit séparé.

Puisque le déphasage dans l'élément de couplage  $C_r R$  peut être considéré comme une donnée simple, nous calculerons d'abord, pour le schéma de principe de la fig. 193, la relation entre le déphasage additionnel de  $I_1$  et le désaccord. A cet effet, il faut donc calculer le rapport  $I_a/I_1$ .

Dans la fig. 192:

$$I_1 = \frac{V_a}{Z_1}, \quad I_2 = \frac{V_a}{Z_2} \quad \text{et} \quad I_3 = \frac{V_a}{Z_3}$$

Donc:

$$I_a = I_1 + I_2 + I_3 = V_a \left( \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_3} \right),$$

$$\frac{I_a}{I_1} = \frac{Z_1}{Z_1} + \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_1}{Z_3} = 1 + \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_1}{Z_3} \dots \dots \text{(III B 2)}$$

Si cette expression est purement imaginaire, il existe un décalage de  $90^\circ$  entre  $I_1$  et  $I_a$ . Par contre, si elle comporte aussi une partie réelle, le rapport de cette partie réelle à la partie imaginaire est égale à la tangente de l'angle de décalage additionnel dont il a été question.

Dans l'équation (III B 2), les impédances  $Z_1$ ,  $Z_2$  et  $Z_3$  peuvent s'écrire sous une forme moins générale. Comme premier exemple, on peut choisir un circuit sans amortissement en parallèle (fig. 194), donc tel que  $Z_2 = \infty$ .

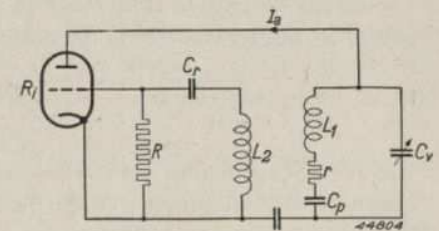


Fig. 194. Montage oscillateur dans lequel on tient compte uniquement de la résistance en série.

Dans ce cas, l'équation (III B 2) devient:

$$Z_1 = j\omega L_1 + r + \frac{1}{j\omega C_p} \quad \text{et} \quad Z_3 = \frac{1}{j\omega C_v},$$

donc: 
$$\frac{I_a}{I_1} = 1 + (j\omega L_1 + r + \frac{1}{j\omega C_p}) j\omega C_v$$

$$\frac{I_a}{I_1} = 1 - \omega^2 L_1 C_v + jr\omega C_v + \frac{C_v}{C_p} \dots \dots \dots \text{(III B 3)}$$

Cette expression est purement imaginaire lorsque:

$$1 - \omega^2 L_1 C_v + \frac{C_v}{C_p} = 0$$

ou  $\omega^2 L_1 \frac{C_v C_p}{C_v + C_p} = 1$

Comme il était à prévoir, à la fréquence de résonance, le décalage entre  $I_1$  et  $I_a$  est effectivement de  $90^\circ$ . Pour une fréquence autre, on obtient, pour le décalage additionnel:

$$\text{tg } \varphi = \frac{1 + \frac{C_v}{C_p} - \omega^2 L_1 C_v}{r\omega C_v} \dots \dots \dots \text{(III B 4)}$$

ou:

$$\text{tg } \varphi = \frac{1 - \omega^2 L_1 C_{tot}}{r\omega C_{tot}}, \dots \dots \dots \text{(III B 5)}$$

expression dans laquelle:

$$C_{tot} = \frac{C_p C_v}{C_p + C_v}$$

Lorsqu'on désigne la fréquence de résonance par  $\omega_0$ , on obtient, en multipliant le numérateur et le dénominateur de l'équation (III B 5) par  $\omega_0/\omega$ :

$$\text{tg } \varphi = \frac{1 - \omega^2/\omega_0^2}{r\omega C_{tot}} = \frac{\omega_0/\omega - \omega/\omega_0}{r\omega_0 C_{tot}} = \beta \frac{\omega_0 L_1}{r} = \beta Q \dots \dots \dots \text{(III B 6)}$$

Dans cette expression,  $\beta$  est de nouveau le désaccord relatif dont il a déjà été question précédemment, et qui, avec une certaine approximation, est:

$$\beta = \frac{2 \Delta \omega}{\omega_0}$$

L'équation (III B 6) fournit donc effectivement une relation simple entre le déphasage additionnel entre  $I_1$  et  $I_a$  et le désaccord  $\Delta\omega$  de la fréquence de l'oscillateur par rapport à la fréquence de résonance. Appliquons ce résultat à un cas pratique.

Il est à prévoir que c'est à la plus basse fréquence que la déphasage dans

l'élément  $C_r R$  sera maximum. Pour une valeur élevée de la moyenne fréquence, cette plus basse fréquence sera approximativement  $150 + 450 = 600$  kc/s. Si l'on pose  $C_r = 50$  pF et  $R = 17$  k $\Omega$  (amortissement de grille total pour une résistance de fuite de 50 k $\Omega$ ), on obtient:

$$\text{tg } \varphi = \frac{1}{R\omega C_r} = \frac{10^{12}}{17.000 \times 2 \pi \times 600.000 \times 50} = 0,3.$$

On peut compenser ce déphasage en désaccordant le circuit oscillateur de manière que:

$$\beta = \text{tg } \varphi \frac{r}{\omega_0 L_1} = \frac{\text{tg } \varphi}{Q} \dots \dots \dots \text{(III B 7)}$$

Si l'on estime que, pour un circuit usuel  $\frac{\omega_0 L_1}{r} = 50$ , on trouve:

$$\beta = 0,3 \times \frac{1}{50} = 0,006 = \frac{2 \Delta f}{f}$$

Le désaccord en pourcent, nécessaire pour compenser le déphasage, est donc de 0,3%. Pour la fréquence admise de 600 kc/s, ce désaccord est donc de 1,8 kc/s. Ce montant n'est pas particulièrement élevé. C'est pourtant un indice qu'il se produira de plus grandes erreurs dans la courbe padding lorsqu'on s'écartera des valeurs normales. C'est ainsi que si  $C_r = 25$  pF et  $R = 3300$  ohms (résistance de fuite de grille de 10 k $\Omega$ ), la valeur de  $\text{tg } \varphi$  devient 10 fois plus grande, de sorte que l'écart de fréquence est de 18 kc/s.

De l'équation (III B 7) il résulte cependant qu'on peut réduire le désaccord produit en utilisant une bobine à grand facteur de qualité  $Q$ . Cependant, on est rapidement limité dans cette voie par des raisons d'ordre pratique.

D'autre part, la résistance en série de la bobine n'est pas le seul amortissement du circuit. En pratique, il se produira toujours de l'amortissement parallèle, à savoir, en

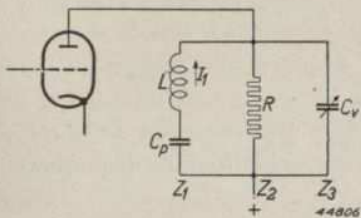


Fig. 195. Montage de la fig. 192 dans lequel on tient compte uniquement de la résistance en parallèle.

premier lieu l'amortissement par la résistance interne du tube oscillateur et bien souvent encore l'amortissement par une résistance additionnelle utilisée pour l'alimentation dite en parallèle ou pour maintenir constante la tension de l'oscillateur (voir chapitre II-C). Pour donner une idée de l'influence de ces amortissements parallèles sur le désaccord provoqué par la combinaison  $C_r R$ , nous considérerons comme dernier exemple le circuit

d'accord représenté fig. 195. Dans l'équation générale (III B 2), il faut écrire pour les diverses impédances :

$$Z_1 = j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_p}, \quad Z_2 = R \text{ et } Z_3 = \frac{1}{j\omega C_v}.$$

donc :

$$\frac{I_a}{I_1} = 1 + \frac{j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_p}}{R} + (j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_p}) j\omega C_v;$$

$$\frac{I_a}{I_1} = 1 + \frac{C_v}{C_p} - \omega^2 L_1 C_v + \frac{j\omega L_1}{R} + \frac{1}{j\omega R C_p}. \quad (\text{III B 8})$$

En posant que la partie réelle de cette expression est égale à zéro, ce qui correspond à un décalage de 90° entre  $I_1$  et  $I_a$ , on trouve comme fréquence de l'oscillateur, sans  $C_r$  et  $R$ , la fréquence de résonance. Avec le condensateur de grille et la résistance de fuite, on obtient de nouveau une autre fréquence, pour laquelle le déphasage additionnel est égal à :

$$tg \varphi = \frac{1 + \frac{C_v}{C_p} - \omega^2 L_1 C_v}{\frac{\omega L_1}{R} - \frac{1}{\omega R C_p}},$$

$$tg \varphi = \frac{C_p + C_v}{C_p} \frac{(1 - \omega^2 L_1 C_{tot}) R}{\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_p}}. \quad (\text{III B 9})$$

Comme, en général, la fréquence réelle ne diffère pas beaucoup de la fréquence de résonance, on peut, par approximation, substituer au dénominateur de la seconde fraction :

$$\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_p} = \frac{1}{\omega C_v}.$$

De ce fait, l'équation (III B 9) devient :

$$tg \varphi = \frac{C_p + C_v}{C_p} (1 - \omega^2 L_1 C_{tot}) R \omega C_v =$$

$$= (1 - \omega^2 L_1 C_{tot}) \frac{C_p + C_v}{C_p \cdot C_v} R \omega C_v^2$$

ou :

$$tg \varphi = \beta \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{1}{C_{tot}} \cdot \omega R C_v^2 \dots \dots \dots (\text{III B 10})$$

et en substituant au rapport  $\omega/\omega_0$  la valeur approximative 1,

$$\beta = tg \varphi \frac{C_{tot}}{\omega R C_v^2} \dots \dots \dots (\text{III B 11})$$

Pour illustrer ce cas, voici quelques données numériques. Si la résistance d'alimentation est de 25 kΩ et que la résistance interne du tube est de 50 kΩ,  $R$ , c'est-à-dire la résistance du montage en parallèle des deux résistances précitées, est égal à environ 17 kΩ. Si l'on considère de nouveau l'extrémité de la gamme d'ondes longues,  $C_v = 500 + 80 = 580$  pF et  $C_p = 200$  pF, donc  $C_{tot} = 150$  pF. Pour  $tg \varphi$ , on a déjà trouvé dans l'exemple précédent 0,3. Le désaccord devient donc :

$$\beta = 0,3 \times \frac{150 \cdot 10^{-12}}{2 \pi \times 600.000 \times 17.000 \times 580^2 \times 10^{-24}} = 0,002.$$

Le désaccord n'est donc que de 0,1 %, et le désaccord réel est de 0,6 kc/s. Pour un condensateur de grille de 25 pF et une résistance de fuite de 10 kΩ, on trouve pour le désaccord réel 6 kc/s.

Alors que, dans l'équation (III B 7), le rapport  $r/\omega_0 L_1$  est pratiquement constant dans toute la gamme de longueurs d'onde, il n'en est pas de même de la fraction correspondante dans l'équation (III B 11). Aussi est-il recommandable de déterminer le désaccord au commencement de la gamme de longueurs d'onde. La fréquence est alors  $400 + 450 = 850$  kc/s; le déphasage dans l'élément  $C_r R$  est donné par  $tg \varphi = 0,21$ . Pour le calcul de la fraction en question, il faut admettre que :

$$C_v = 20 + 80 = 100 \text{ pF et } C_{tot} = \text{env. } 70 \text{ pF.}$$

On en déduit alors :

$$\beta = 0,21 \times \frac{70 \times 10^{-12}}{2 \pi \times 850.000 \times 17.000 \times 100^2 \times 10^{-24}} = 0,016.$$

Le désaccord est de nouveau égal à la moitié de cette valeur, donc 0,8 % ce qui, pour la fréquence admise de 850 kc/s, correspond à un écart de la courbe padding de 6,8 kc/s. Ceci constitue un montant assez élevé, même dans des conditions très normales.

Le dernier exemple montre nettement le danger d'amortissement en parallèle sur le circuit oscillateur. Cet amortissement rend donc l'oscillateur



sensible au glissement de phase. Dans le montage représenté fig. 194, l'amortissement en parallèle existant shunte effectivement le circuit. Dans les montages à circuit de grille accordé, la résistance  $R_a$  disparaît, la résistance interne shunte la bobine de réaction et elle est donc plus ou moins dérivée du circuit. A la résistance  $R_a$  se substitue alors l'amortissement de grille qui est du même ordre de grandeur que  $R_a$ . Dans certains cas, l'amortissement en parallèle est plus grand, en particulier lorsqu'on s'efforce de maintenir constante la tension d'oscillateur dans toute la gamme de longueurs d'onde à l'aide d'une résistance en parallèle. Ce moyen assez efficace présente donc aussi des inconvénients.

Un autre exemple dans lequel se produit un déphasage additionnel est le

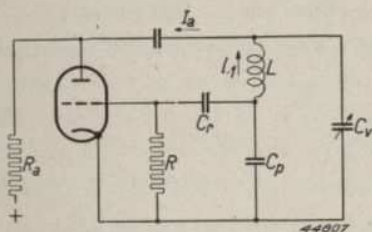


Fig. 196. Montage d'un oscillateur dans lequel le couplage à réaction s'effectue par l'intermédiaire du condensateur padding.

montage Colpitts décrit au paragraphe 7 du chapitre B II (fig. 196). En principe, on peut dire que  $I_1$  est de nouveau décalé de  $90^\circ$  par rapport à  $I_a$  et que la tension aux bornes de  $C_p$  est donc en phase avec  $I_a$ , ce qui est imposé. Considéré de cette manière, l'oscillateur a une fréquence égale à la fréquence de résonance. Mais on perd alors de vue que  $C_p$  est encore shunté par l'amortissement de grille  $R$  et qu'il ne constitue donc pas une réaction propre.

A cet élément de couplage se produit, abstraction faite du décalage antérieur, un petit écart du déphase de  $90^\circ$ . Ce décalage additionnel devra, lui aussi, être compensé par un désaccord par rapport à la fréquence de résonance.

Pour donner une idée de la grandeur de ce désaccord, nous admettrons que  $R = 17 \text{ k}\Omega$  (à savoir la valeur de l'amortissement de grille dans le cas d'une résistance de fuite de  $50 \text{ k}\Omega$ ), que  $C_p = 200 \text{ pF}$  et que la fréquence soit de  $850 \text{ kc/s}$ . Le déphasage par rapport à  $90^\circ$  de la combinaison  $C_p R$  devient alors :

$$\text{tg } \varphi = \frac{1}{R\omega C_p} = \frac{10^{12}}{17.000 \times 2 \pi \times 850.000 \times 200} = 0,055.$$

Ce déphasage additionnel est donc du même ordre de grandeur que celui dont il a déjà été question.

On voit donc que, dans les exemples traités, il se produit des désaccords qui sont du même ordre de grandeur que les écarts dans les courbes padding normales. Ceci explique pourquoi les résultats de la mesure d'une courbe padding ne coïncident que très rarement avec les résultats des calculs.

## BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE III

1. *Coupez*. Les superhétérodynes à commande unique, L'onde Electrique, Déc. 1936.
2. *Landon, V. D. and Svein, E. A.* A solution of the superheterodyne tracking problem; Electronics, Vol. 5 (1932) pp. 250-251.
3. *Meisinger, O.* Die Berechnung des Oszillatorkreises im Überlagerungsempfänger; Funktechn. Mh. 1940 Heft 11, pp. 161-164.
4. *McNamee, B. F.* The padding condenser; Electronics, May 1932, p. 160.
5. *Prytz, Kj.* The padding condenser; Ingeniørvidenskabelige Skrifter. København, Nr. 3 (1941) p. 55
6. *Roder, H.* Oscillator padding; Radio Engineering, March 1935, p. 7.
7. *Singer, C. P.* Ganging a superhet; Wireless Engineer, June 1936, p. 307.
8. *Sowerby, A. L. M.* Ganging the tuning controls of a superheterodyne receiver; Wireless Engineer, Febr. 1932, p. 70.
9. *Wald, M.* Ganging Superheterodyne Receivers; Wireless Engineer, March 1940, p. 105, and April 1941. p. 146.

## IV. PHENOMENES PERTURBATEURS ET DISTORSION DUS A LA COURBURE DE LA CARACTERISTIQUE DES TUBES RECEPTEURS

### Introduction

Pour que le fonctionnement d'un tube soit réellement exempt de distorsion, il faudrait que la caractéristique intensité du courant anodique-tension de grille soit linéaire, ou, dans le cas d'un montage en push-pull, éventuellement quadratique. Cependant, pour un tube de construction plus ou moins schématisée, la caractéristique est déterminée par l'équation exponentielle connue à facteur  $3/2$ ; les caractéristiques réelles se rapprochent certes mieux de cette forme que de la forme linéaire. Une autre cause de la courbure est l'effet d'ilot par suite duquel les parties de la cathode situées derrière les fils de grille ne participent pas ou guère à l'émission. La grandeur de ces parties varie avec la tension de grille, ce qui provoque de nouveau un écart de l'équation exponentielle à facteur  $3/2$ .

Enfin, la caractéristique est souvent déformée intentionnellement (par une conformation spéciale de la grille), pour permettre le réglage de la pente. Ces diverses particularités provoquent dans l'amplification des phénomènes perturbateurs et de la distorsion dont le constructeur d'appareils doit tenir compte dans ses projets. Ces phénomènes perturbateurs sont :

- la modulation de ronflement;
- l'accroissement du taux de modulation et la distorsion de modulation;
- la transmodulation;
- les sifflements superhétérodynes;
- la distorsion par les deuxième et troisième harmoniques.

Les perturbations a, b et c sont engendrées dans les tubes amplificateurs H.F. et dans les tubes amplificateurs M.F.; la perturbation d. ne se constate évidemment que dans les tubes changeurs de fréquence. La distorsion par les deuxième et troisième harmoniques se produit essentiellement dans les tubes B.F., aussi bien dans les tubes préamplificateurs que dans les tubes de sortie. Aussi cette distorsion sera-t-elle traitée dans les chapitres relatifs à l'amplification B.F. et à l'amplification de sortie (tome II). Après l'explication de la genèse de ces phénomènes et un exposé mathématique, nous illustrerons, à l'aide de quelques exemples pratiques, la manière dont on peut tenir compte de ces phénomènes perturbateurs dans le projet de l'appareil récepteur.

## A. Tubes amplificateurs H.F. et M.F.

### § 1. Modulation de ronflement

La courbe de la pente (qui donne la pente en fonction de la tension de polarisation négative de la grille) d'une caractéristique  $i_a/v_g$  linéaire (fig. 197a) est une horizontale (fig. 197b). Bien qu'à première vue un tube présentant une telle caractéristique soit peut être désirable, comme tube amplificateur H.F. il présente cependant un inconvénient: l'amplification ne peut pas se régler à l'aide de la tension négative de grille; en effet, la pente est nulle ou constante pour les diverses valeurs de la tension de polarisation négative de la grille. Comme l'amplification de pratiquement tous les tubes amplificateurs H.F. et M.F. est commandée par le régulateur automatique du volume sonore, la caractéristique  $i_a/v_g$  de la fig. 197a ne convient pas.

Lorsque la caractéristique  $i_a/v_g$  est une courbe quadratique pure (fig. 198a), la caractéristique de pente est une oblique (fig. 198b); en effet, la dérivée première d'une courbe du second degré est toujours une ligne droite inclinée.

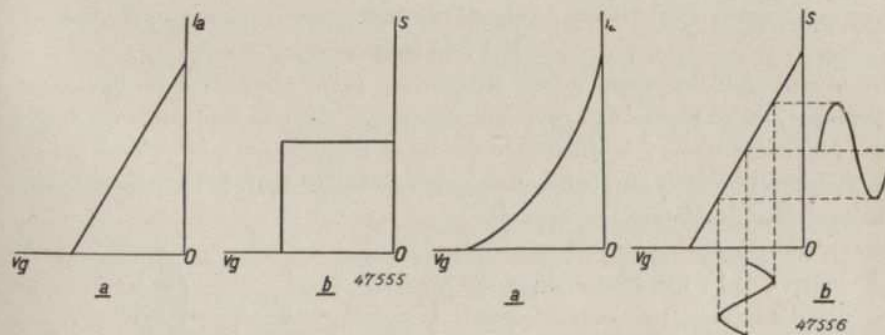


Fig. 197a. Caractéristique  $i_a/v_g$  rectiligne. b) La caractéristique  $S/v_g$  correspondante est horizontale.

Fig. 198a. Caractéristique  $i_a/v_g$  purement quadratique. b) La caractéristique  $S/v_g$  correspondante est oblique, mais rectiligne.

Dans ce cas, la pente n'est plus constante, de sorte qu'il devient possible de régler l'amplification du tube en modifiant la tension de polarisation négative de la grille. Cependant, dès que la pente d'une caractéristique n'est plus constante, le tube présente la particularité de mélanger deux tensions alternatives parvenant sur la grille, c'est-à-dire qu'une oscillation H.F. est modulée par une oscillation B.F. ou par d'autres oscillations H.F. Ce fait

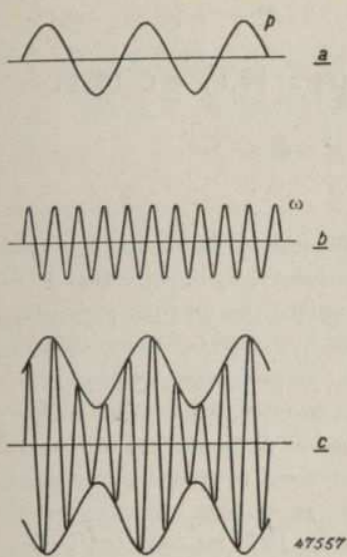


Fig. 199a. Tension alternative sinusoïdale de fréquence  $p$ .  
 b. Tension alternative sinusoïdale de fréquence élevée  $\omega$ .  
 c. L'application des tensions susmentionnées a et b à la grille d'un tube récepteur à caractéristique incurvée  $i_a/v_g$  produit dans le circuit anodique de ce tube un courant alternatif de fréquence  $\omega$  dont l'amplitude varie avec la fréquence  $p$ .

peut s'expliquer facilement de la manière suivante: lorsqu'à la grille de commande du tube est appliqué, outre le signal H.F. désiré de fréquence  $\omega$ , un second signal de fréquence  $p$ , la dernière tension alternative mentionnée modifiera la pente du tube au rythme de la fréquence de cette tension (voir fig. 198b). L'amplification (pente du tube  $\times$  impédance du circuit anodique) variera donc aussi au rythme de la fréquence  $p$ . Cependant, de ce fait, le signal H.F. de fréquence  $\omega$  variera aussi au rythme de la fréquence  $p$ , ce qui est illustré par la fig. 199; dans le circuit anodique, on obtient ainsi un courant alternatif modulé par la fréquence  $p$ .

La superposition de deux oscillations par la courbure de la caractéristique est utilisée entre autres dans les récepteurs superhétérodynes; dans ces récepteurs, l'oscillation H.F.  $\omega_1$  est convertie, par mélange avec un signal d'oscillateur  $\omega_2$ , en une oscillation M.F. de fréquence  $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ .

La modulation du signal désiré signifie ici qu'on obtient, dans le circuit anodique, entre autres des courants alternatifs dont la fréquence est égale soit à la somme soit à la différence des deux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  (voir aussi le chapitre II relatif aux tubes changeurs de fréquence). Si la fréquence de la seconde oscillation  $p$  est très basse, donc lorsque  $p$  est une tension alternative B.F. introduite dans le circuit d'antenne, par exemple par le secteur, ou qui parvient sur la grille de commande par suite d'un filtrage insuffisant de la tension négative de grille, on obtient ce que l'on appelle la modulation de ronflement; la haute fréquence désirée  $\omega$  est alors modulée par la tension alternative perturbatrice  $p$  du secteur. La fig. 200 en montre

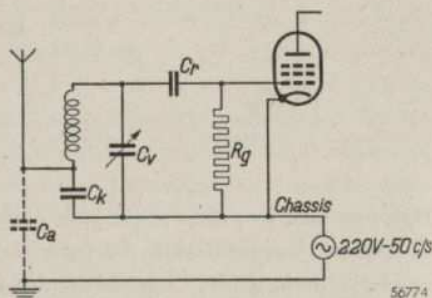


Fig. 200. Schéma de principe d'un circuit d'antenne à couplage capacitif à la base d'un appareil récepteur universel (C.A./C.C.). La division de tension par  $C_k$  et  $C_a$  peut induire une tension de ronflement inadmissible sur la grille du tube H.F.

un exemple pratique. Cette figure représente le schéma de principe d'un circuit d'antenne couplé, par voie capacitive, à l'extrémité inférieure d'un circuit d'accord, utilisé dans un récepteur universel (CC/CA). Lorsqu'on branche le récepteur sur le secteur d'une manière telle que le châssis soit porté à une tension de 220 V par rapport à la terre, cette tension se répartit sur le condensateur de couplage  $C_k$  et sur la capacité d'antenne  $C_a$ . Pour  $C_k = 1500$  pF et  $C_a = 125$  pF par exemple, on obtient aux bornes de  $C_k$  une tension de:

$$\frac{220}{1 + \frac{C_k}{C_a}} = \frac{220}{13} = 17 \text{ V.}$$

Toute cette tension de ronflement est aussi appliquée à  $C_v$ . Elle est encore éventuellement filtrée, par le condensateur de grille  $C_r$  et par la résistance  $R_g$ ; c'est ainsi que, pour  $C_r = 100$  pF et  $R_g = 0,8$  M  $\Omega$ , le filtrage est  $\frac{1}{R_g \omega C_r} = 40$  fois environ.

Sur la grille de commande du tube H.F. parvient donc encore une tension de ronflement de  $17/40 = 0,425$  V. Cette tension module la tension H.F. désirée; après amplification et redressement, elle se traduit donc par un ronflement dans le haut-parleur.

Pour mieux approfondir ce problème, nous étudierons mathématiquement le phénomène. A cet effet, partons de la série exponentielle pour la caractéristique du tube:

$$i_a = I_{a0} + \alpha v_g + \beta v_g^2 + \gamma v_g^3, \text{ etc.} \dots \dots \dots \text{(IV A 1)}$$

expression dans laquelle  $v_g$  représente une variation de tension de grille par rapport à la tension  $V_{g0}$  du point de fonctionnement. Les coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  etc. appartiennent donc, dans ce cas, au point de fonctionnement choisi  $V_{g0}$ . L'équation (IV A 1) peut aussi s'écrire sous la forme:

$$i_a = I_{a0} + S_1 v_g + \frac{1}{2} S_2 v_g^2 + \frac{1}{6} S_3 v_g^3 \text{ etc.} \dots \dots \dots \text{(IV A 2)}$$

Dans cette expression,

- $i_a$  = valeur instantanée du courant anodique total,
- $I_{a0}$  = composante courant continu du courant anodique,
- $v_g$  = variation de la tension de grille,
- $S_1$  =  $\alpha$  = pente de la caractéristique  $i_a/v_g$ ,
- $S_2$  =  $2 \beta$  = pente de la caractéristique  $S_1/v_g$ ,
- $S_3$  =  $6 \gamma$  = pente de la caractéristique qui donne  $S_2$  en fonction de  $v_g$ .

Dans le cas de modulation de ronflement, la grille de commande du tube considéré reçoit à la fois le signal désiré  $V_1 \cos \omega t$  et la tension perturbatrice  $V_2 \cos p t$ . Dans l'équation (IV A 1), il faut donc substituer à  $v_g$ :

$$v_g = V_1 \cos \omega t + V_2 \cos p t \dots \dots \dots (IV A 3)$$

En négligeant la constante  $I_{a0}$  ainsi que les termes  $v_{g3}$  et ceux d'ordre plus élevé, on trouve:

$$i_a = \alpha V_1 \cos \omega t + \alpha V_2 \cos p t + \beta V_1^2 \cos^2 \omega t + \beta V_2^2 \cos^2 p t + 2 \beta V_1 V_2 \cos \omega t \cos p t \dots \dots (IV A 4)$$

Dans cette expression,  $p$  est la pulsation de la tension alternative B.F. Comme le conducteur anodique du tube comporte un circuit accordé sur la pulsation  $\omega$ , seuls les termes en  $\cos \omega t$  importent, de sorte que:

$$i_{a1} = \alpha \left( 1 + \frac{2 \beta}{\alpha} V_2 \cos p t \right) V_1 \cos \omega t \dots \dots (IV A 5)$$

De cette équation il résulte que le signal désiré, de pulsation  $\omega$ , est modulé par le signal perturbateur de pulsation  $p$  jusqu'à un taux de modulation  $\frac{2\beta}{\alpha} V_2 = \frac{S_2}{S_1} V_2$ . La modulation de ronflement, caractérisée par le taux de modulation de la tension alternative perturbatrice sur la tension alternative H.F. désirée est donc:

$$m_b = \frac{2 \beta}{\alpha} V_2 = \frac{S_2}{S_1} V_2 \times 100\% \dots \dots \dots (IV A 6)$$

On peut en conclure que:

- 1) en première approximation, le taux de la modulation de ronflement est indépendant de la grandeur de la tension H.F. désirée;
- 2) le taux de la modulation de ronflement est directement proportionnel à la grandeur de la tension alternative de ronflement et à la pente de la caractéristique  $S/v_g$ .

L'équation (IV A 6) permet maintenant de calculer, pour un tube déterminé, à l'aide de la caractéristique  $i_a/v_g$ , le pourcentage de modulation de ronflement. Il est cependant beaucoup plus simple de déterminer ce pourcentage par des mesures. A cet effet, on a publié pour chaque tube une caractéristique qui permet de lire en fonction de  $S$  la tension alternative de ronflement admissible pour un taux de modulation de ronflement de 1%. La fig. 201 donne cette caractéristique pour le tube H.F. type UF 21.

Le taux de modulation de ronflement  $m_b$  étant directement proportionnel à la tension alternative de ronflement,  $m_b$  peut aussi se calculer, à l'aide de cette caractéristique, pour d'autres valeurs de la tension alternative

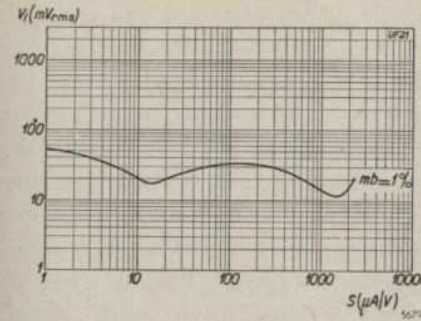


Fig. 201. Tension perturbatrice à la grille du tube H.F. UF 21, pour 1% de modulation de ronflement, en fonction de la pente.

de ronflement. C'est ainsi que si le tube UF 21 est réglé pour une pente de 1 mA/V, une tension alternative de ronflement de 15 mV<sub>eff</sub> sur la grille du tube provoquera une modulation de ronflement de 1%. Une tension alternative de ronflement de valeur efficace de 10 mV provoquera donc, avec le même réglage, une modulation de ronflement de 0,67%. Pour l'utilisation de cette caractéristique, on peut considérer comme directives que, pour une fréquence de 500 c/s, on peut encore tout juste admettre un taux de modulation de  $\frac{1}{2} \frac{0}{00}$  (voir à ce sujet le chapitre XIII du Vol. VI). Comme la caractéristique de modulation de ronflement est publiée pour un taux de modulation de 1%, la tension de ronflement admissible ne pourrait donc être égale qu'à 1/20e de la valeur de cette courbe. Pour d'autres fréquences, par exemple pour la fréquence souvent rencontrée de 50 c/s, il faut cependant tenir compte de la courbe de sensibilité de l'oreille (fig. 202).

L'oreille humaine est en effet beaucoup moins sensible aux fréquences de 50 à 100 c/s qu'à celles de 500 c/s. Pour 100 c/s, cette différence en sensibilité est d'environ 30 dB, c'est-à-dire qu'à 100 c/s on peut admettre une tension 32 fois plus élevée qu'à 500 c/s. Ceci se ramène au fait que la tension alternative de ronflement peut être environ 1,5 fois plus élevée que la valeur indiquée par la caractéristique pour une modulation de ronflement de 1%. Pour 50 c/s, la différence en sensibilité par rapport à 500 c/s est d'environ 40 dB; ceci correspond à un facteur 100, de sorte que, pour cette fréquence,

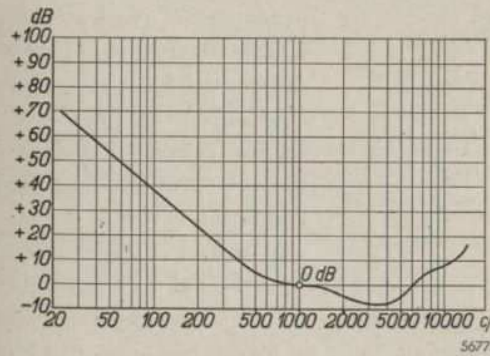


Fig. 202. Courbe de sensibilité de l'oreille basée sur une fréquence de 10.000 c/s.

on peut même admettre une tension alternative de ronflement cinq fois plus élevée que celle que l'on déduit de la caractéristique publiée.

Dans l'exemple mentionné à la page 335, nous avons trouvé qu'à la grille de commande se manifeste une tension alternative de ronflement de 0,425 V d'une fréquence de 50 c/s. Lorsqu'on utilise comme tube amplificateur H.F. le type

UF 21, la fig. 201 montre qu'en moyenne on peut admettre une tension alternative de ronflement de  $5 \times 0,03 = 0,15$  V. Il en résulte donc que la tension alternative de ronflement de 0,425 V est inadmissible. Dans le montage de la fig. 200, on peut remédier à ce fait en insérant en série avec l'antenne une faible capacité ou en augmentant la capacité de couplage  $C_k$ . Les deux solutions réduisent cependant l'accroissement d'oscillation du circuit d'antenne. C'est pourquoi, dans ce cas, une meilleure solution consiste à shunter la capacité de couplage  $C_k$  par une bobine dont la self-induction est grande par rapport à celle de la bobine d'accord. Pour la tension alternative de ronflement, cette self-induction constitue un court-circuit suffisant, tandis que le courant alternatif H.F. passe par  $C_k$ . En outre, on peut en déduire que, pour les appareils récepteurs tous courants, le couplage d'antenne inductif est préférable au couplage capacitif à la base.

§ 2. Augmentation du taux de modulation et distorsion de modulation

Considérons maintenant le cas où une oscillation H.F. modulée est appliquée à la grille de commande; si la caractéristique est droite, l'application

de cette tension ne suscite pas la moindre remarque. La pente étant constante, l'amplification est indépendante de la valeur instantanée de l'amplitude, et l'enveloppe de la modulation est fidèlement reproduite.

Il en est de même dans le cas d'une caractéristique purement quadratique, malgré le fait que la pente différentielle n'est plus constante. On peut s'en rendre compte immédiatement en omettant dans l'équation (IV A 5) la tension B.F.  $V_2$ ; on voit que

le courant alternatif anodique est directement proportionnel à l'amplitude d'entrée  $V_1$  et que, comme pente, on obtient le facteur constant  $\alpha$  qui n'est autre chose que la pente différentielle au point de fonctionnement. Si l'on exprime, pour une valeur déterminée de la tension négative de grille, le

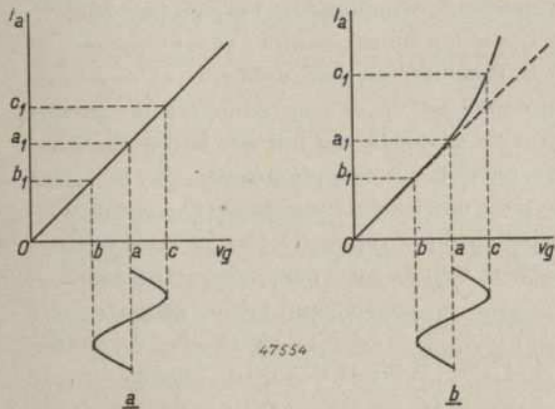


Fig. 203. Amplitude du courant alternatif en fonction de l'amplitude de la tension alternative de grille: a. pour une caractéristique  $i_a/v_g$  purement quadratique, b. pour une caractéristique  $i_a/v_g$  qui s'écarte de la caractéristique quadratique. Dans le dernier cas, aux grandes valeurs de la tension alternative de grille, l'intensité du courant alternatif acquiert une valeur relativement plus grande, ce qui provoque une augmentation du taux de modulation et une distorsion de modulation.

courant anodique  $I_a$  en fonction de la tension alternative de grille  $V_g$ , on obtient une droite (fig. 203a) \*.

Dans cette figure, la distance  $Oa$  représente alors la tension alternative de grille de l'onde porteuse dont la valeur oscille entre  $Ob$  et  $Oc$  sous l'effet de la modulation. La variation de courant anodique oscille entre  $Ob_1$  et  $Oc_1$ . Si l'on procède de même pour une caractéristique normale, donc pour une caractéristique  $i_a/v_g$  dont la forme s'écarte de la forme purement quadratique, comme le montre la fig. 203b, l'amplification acquiert, pour une grande valeur de la tension alternative de grille, une autre valeur que pour une tension plus faible. Dans la fig. 203a, le rapport  $\frac{a_1 c_1}{Oa_1}$  est égal à  $\frac{ac}{Oa}$ ; par

contre, dans la fig. 203b (caractéristique  $S/v_g$  incurvée),  $\frac{a_1 c_1}{Oa_1}$  est plus grand que  $\frac{ac}{Oa}$  et  $\frac{a_1 b_1}{Oa_1}$  est plus grand que  $\frac{ab}{Oa}$ , c'est-à-dire que, dans le dernier cas, par suite de la courbure de la caractéristique, le taux de modulation a augmenté. Si l'on désigne par  $m_1$  le taux de modulation initial du signal modulé et par  $m_2$  le taux de modulation obtenu après l'amplification du signal dans le tube H.F. considéré, le taux de modulation s'exprime en général par la formule suivante:

$$M = \frac{m_2 - m_1}{m_1} \cdot 100\% \dots \dots \dots (IV A 7)$$

De la fig. 203, on déduit aussi qu'il se produit de la distorsion dans la modulation, car dans cette figure,  $a_1 c_1$  est plus grand que  $a_1 b_1$ . Dans le cas d'une modulation initiale purement sinusoïdale, la modulation comporte des harmoniques. Cette distorsion est exprimée par le rapport:

$$D_2 \text{ (ou } 3) = \frac{\text{amplitude de la modulation de fréquence } 2p \text{ (ou } 3p)}{\text{amplitude de la modulation de fréquence } p} \dots \dots (IV A 8)$$

Pour une étude plus précise de ces phénomènes de distorsion, partons de nouveau de la série exponentielle de l'équation (IV A 1) et substituons y à  $v_g$  la tension alternative  $V_1 \cos \omega t$ . Nous admettons que le circuit anodique est accordé sur la fréquence  $\omega$ , de sorte que seuls les termes en  $\omega t$  importent. En développant la série exponentielle et en négligeant les termes en  $V_1^4$  et ceux d'ordre supérieur, on obtient:

$$i_{a1} = \alpha V_1 \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \right) \cos \omega t \dots \dots \dots (IV A 9)$$

\*  $I_a$  représente l'amplitude du courant alternatif et  $V_g$  celle de la tension alternative.

De cette équation on peut déduire que l'amplification varie en effet avec la grandeur de la tension alternative appliquée si, par suite de la courbure de la caractéristique, le terme en  $\gamma$  n'est pas négligeable. Si le signal H.F. est modulé, il faut dans l'équation (IV A 9) substituer à  $V_1$  l'expression  $V_1(1 + m_1 \cos p)$ . Dans le dernier terme  $m_1$  représente le taux de modulation initial et  $p$ , la fréquence de la modulation. Le résultat de cette substitution est :

$$i_{a1} = \alpha V_1 \left[ 1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \left( 1 + \frac{3}{2} m_1^2 \right) + \left\{ 1 + \frac{9}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \left( 1 + \frac{1}{4} m_1^2 \right) \right\} \times \right. \\ \left. \times m_1 \cos pt + \frac{9}{8} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 m_1^2 \cos 2pt + \frac{3}{16} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 m_1^3 \cos 3pt \right] \cos \omega t \quad \dots \dots \dots \text{(IV A 10)}$$

On en déduit, pour le nouveau taux de modulation :

$$m_2 = \frac{1 + \frac{9}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \left( 1 + \frac{1}{4} m_1^2 \right)}{1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \left( 1 + \frac{3}{2} m_1^2 \right)} m_1, \quad \dots \dots \dots \text{(IV A 11)}$$

de sorte que l'augmentation du taux de modulation est :

$$M = \frac{m_2 - m_1}{m_1} = \frac{\frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \left( 1 - \frac{3}{8} m_1^2 \right)}{1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \left( 1 + \frac{3}{2} m_1^2 \right)} \quad \text{(IV A 12)}$$

Si la tension alternative est suffisamment faible, l'équation (IV A 12) peut s'écrire sous la forme simplifiée suivante :

$$M = \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \left( 1 - \frac{3}{8} m_1^2 \right),$$

et pour un faible taux de modulation, elle devient :

$$M = \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 = \frac{1}{4} \frac{S_3}{S_1} V_1^2 \quad \dots \dots \dots \text{(IV A 13)}$$

Des équations (IV A 8) et (IV A 10), on peut aussi déduire la formule pour la distorsion de modulation :

$$D_2 = \frac{9}{8} \frac{\gamma}{\alpha} m V_1^2 = \frac{3}{16} \frac{S_3}{S_1} m V_1^2 \quad \dots \dots \dots \text{(IV A 14)}$$

La distorsion par la troisième harmonique  $3p$  est si faible par rapport à celle provoquée par la deuxième ( $2p$ ) qu'on peut la négliger.

Des équations (IV A 13) et (IV A 14), on peut conclure que l'augmentation de la modulation et la distorsion de modulation sont proportionnelles au carré de la tension alternative H.F. de grille, tandis que la distorsion de modulation est en outre proportionnelle au taux de modulation.

Considérons le cas où une onde est initialement modulée par une fréquence purement sinusoïdale de 500 c/s jusqu'à un taux de 30%. Une distorsion de modulation  $D_2$  de 1% implique qu'après amplification, il existe aussi dans le tube une fréquence de modulation de 1000 c/s, dont l'amplitude est égale à 1% du signal initial à 500 c/s. Le taux de modulation de la seconde harmonique sur l'onde porteuse est alors de 0,3%.

Pour permettre de tenir compte d'avance de la distorsion de modulation (l'augmentation du taux de modulation a moins d'importance) dans l'étude

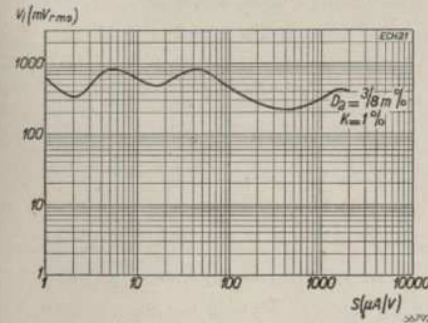


Fig. 204. Tension d'entrée à la grille du tube ECH 21, utilisé comme amplificateur M.F., en fonction de la pente, pour une distorsion de modulation de 3/8 m%. (Ceci est en même temps la courbe de transmodulation pour un facteur de transmodulation de 1%).

d'un récepteur, les fabricants publient, pour les tubes amplificateurs H.F., une caractéristique dont on peut déduire la distorsion de la modulation pour une valeur déterminée de la tension alternative de grille. La fig. 204 représente une telle caractéristique pour le tube ECH 21. Cette courbe donne la tension alternative de grille, pour laquelle se produit une distorsion de 3/8 m % de la modulation en fonction de la pente. Comme on publie aussi, pour chaque tube amplificateur, une caractéristique de la pente

en fonction de la tension négative de grille, la caractéristique de la fig. 204 permet de lire, pour chaque réglage du tube, la tension alternative de grille pour laquelle se produit une distorsion de modulation de 3/8 m %. (Les raisons du choix de la valeur de 3/8 m % sont expliquées dans le paragraphe suivant).

Pour illustrer ce problème, nous calculerons la distorsion de modulation obtenue dans la partie M.F. d'un récepteur équipé des tubes ECH 21 et EBL 21 (fig. 205). Dans ce récepteur, l'amplification totale est répartie sur les divers étages de la manière suivante : La sensibilité à la grille du tube EBL 21 est de 0,35 V (pour une puissance de sortie de 50 mW). La partie triode du second tube ECH 21 assure une amplification de dix fois, de sorte que la sensibilité à la grille de cette triode est de 0,035 V. Ceci correspond à

un signal M.F. de 200 mV (modulé à 30%) sur la diode détectrice. L'amplification M.F. dans la partie heptode du second tube ECH 21 est d'environ 100 fois, tandis que le tube changeur de fréquence ECH 21 assure une amplification d'environ 60 fois. De ce fait, la sensibilité à la grille de commande du tube changeur de fréquence est d'environ  $33 \mu\text{V}$ . Si nous admettons que l'accroissement d'oscillation du circuit d'antenne est de trois fois, la sensibilité à l'antenne est d'environ  $10 \mu\text{V}$ .

Pour la puissance de sortie normale de 50 mW, il se produit donc à la grille du tube M.F. un signal de 2 mV. Admettons d'abord que le régulateur automatique du volume n'entre en fonctionnement que pour un signal cinq fois plus intense; il se trouve à ce moment une tension alternative de 0,01 V à la grille du tube M.F., tandis que la pente est encore de  $2200 \mu\text{A/V}$ . La fig. 204 montre que, pour cette tension et ce réglage, la distorsion est négligeable. Si nous admettons en outre que le réglage agit sur les deux tubes ECH 21 et que la tension du haut-parleur croît d'environ huit fois, lorsque le signal d'antenne devient encore 2000 fois plus grand, il faut, pour atteindre ce but, diminuer l'amplification totale de  $2000/8 = 250$  fois. Lorsque le réglage agit avec la même intensité sur les deux tubes ECH 21, l'amplification par tube de réglage doit donc être atténuée de  $\sqrt{250} = 15,8$  fois. La pente doit donc être ramenée de  $2200 \mu\text{A/V}$  à  $140 \mu\text{A/V}$ . Une question se pose: quelle est la distorsion correspondant à ce réglage du tube M.F.?

A l'entrée en fonctionnement du régulateur automatique de volume le signal M.F. était de 0,01 V. La puissance huit fois plus grande de la puissance de sortie laisserait prévoir à la grille du tube M.F. une tension maximum de  $8 \times 0,01 \text{ V} = 0,08 \text{ V}$ . Cependant, comme l'amplification du tube M.F. a diminué de 15,8 fois, l'intensité du signal sur la grille doit être en réalité de  $15,8 \times 0,08 = 1,3 \text{ V}$ . La fig. 204 prouve que, dans le cas d'une

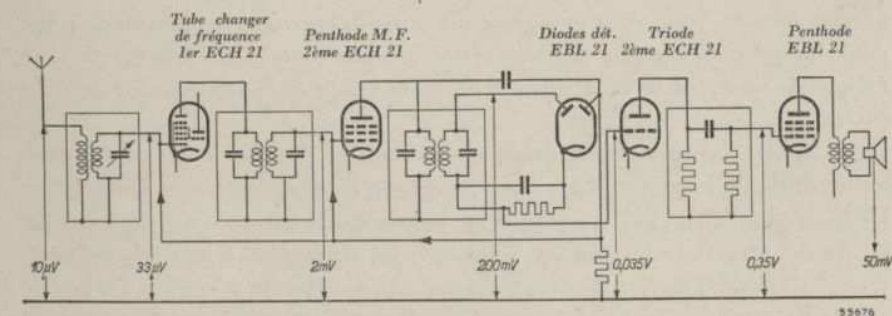


Fig. 205. Schéma synoptique d'un appareil récepteur, équipé des tubes suivants  $2 \times \text{ECH 21} - \text{EBL 21}$ ; la sensibilité est indiquée pour chaque étage

pente de  $140 \mu\text{A/V}$ , une tension de signal d'environ 0,3 V provoque une distorsion de la modulation de  $3/8 m \%$ . Cette distorsion étant proportionnelle au carré de la tension alternative de grille, il faudra prévoir, dans l'exemple considéré, une distorsion de  $(1,3/0,3)^2 \cdot 3/8 m \%$ . Pour un taux de modulation de 30%, la distorsion par la seconde harmonique sera donc égale à  $(1,3/0,3)^2 \cdot 3/8 \cdot 0,3 = 2,3 \%$ .

### § 3. Transmodulation

Si deux tensions alternatives de fréquence différente parviennent sur la grille du tube M.F., par suite de la courbure de la caractéristique  $i_a/v_g$ , il peut se produire de la transmodulation. On entend par là le phénomène par lequel, en général lors de la réception d'un poste faible, on perçoit la modulation d'un émetteur local beaucoup plus puissant, travaillant sur une autre longueur d'onde, tandis qu'en l'absence de l'onde porteuse de l'émetteur désiré, la modulation perturbatrice ne se perçoit pas ou en tout cas beaucoup plus faiblement.

La transmodulation se produit de la manière suivante: Si à la grille du tube H.F. à caractéristique  $i_a/v_g$  incurvée sont appliqués le signal désiré  $V_1$  et un second signal d'amplitude  $V_2$ , par exemple un émetteur local, on peut exprimer pour ce tube l'amplification  $\alpha_1$  pour le signal désiré en fonction de la tension de l'onde porteuse du signal perturbateur  $V_2$ . Comme le mentionne déjà le paragraphe 2, dans le cas d'une caractéristique  $i_a/v_g$  quadratique, l'amplification est indépendante de la tension alternative de grille. Dans le

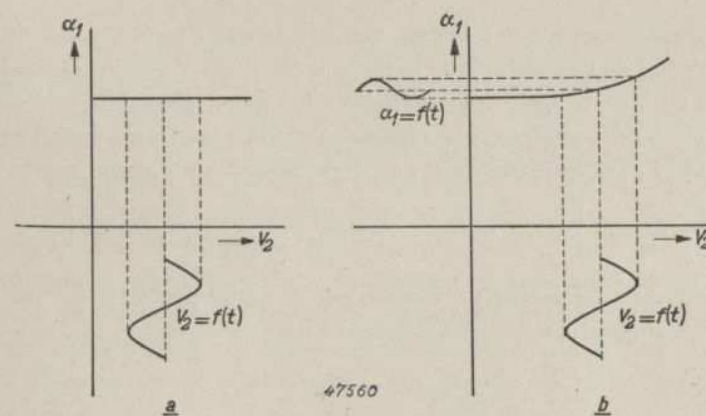


Fig. 206. Amplification  $\alpha_1$  du signal désiré en fonction de la tension d'onde porteuse  $V_2$  d'un signal perturbateur: a. pour un tube à caractéristique  $i_a/v_g$  quadratique; b. pour un tube dont la caractéristique  $i_a/v_g$  s'écarte de la forme quadratique. Dans ce dernier cas, l'amplification du signal désiré varie par la modulation de l'onde porteuse modulatrice (transmodulation).

cas d'une telle caractéristique,  $\alpha_1$  est donc indépendant de la grandeur de l'amplitude perturbatrice  $V_2$ , de sorte que l'on obtient la fig. 206a.

Cependant, si la caractéristique  $i_a/v_g$  s'écarte de la forme quadratique, l'amplification  $\alpha_1$  sera fonction de la tension alternative perturbatrice  $V_2$ , de sorte que l'on obtient par exemple la fig. 206. Si l'on trace dans les fig. a et b un  $V_2$  variable, on voit que dans la fig. a, l'amplification est indépendante de la modulation de  $V_2$ , tandis que dans la fig. b, cette amplification varie avec la modulation de  $V_2$ .

Pour une étude plus approfondie nous partirons de nouveau de la série exponentielle de l'équation (IV A 1). A la grille est appliqué, outre le signal désiré  $V_1 \cos \omega t$ , un signal perturbateur  $V_2 \cos \omega_2 t$ , de sorte que, dans l'équation (IV A 1), il faut substituer à  $v_g$  la valeur

$$v_g = V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos \omega_2 t.$$

Le circuit anodique du tube considéré comportant un circuit d'accord accordé sur la fréquence  $\omega_1$ , seuls les termes en  $\cos \omega_1 t$  importent. En faisant abstraction des grandeurs  $v_g^4$  et d'ordre plus élevé, le résultat de la substitution précitée est :

$$i_{a1} = \alpha V_1 \cos \omega_1 t \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} V_2^2 \right). \quad \text{(IV A 15)}$$

Comme la transmodulation se produit essentiellement lors de la réception d'un émetteur faible,  $V_1$  est petit par rapport à  $V_2$ , de sorte que l'équation (IV A 15) peut s'écrire sous la forme simplifiée :

$$i_{a1} = \alpha V_1 \cos \omega_1 t \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} V_2^2 \right) \quad \text{(IV A 16)}$$

Cette formule confirme le fait déjà mentionné que l'amplification du signal désiré dépend de l'amplitude de la tension alternative perturbatrice lorsque le terme en  $\gamma$  de la série exponentielle n'est pas négligeable.

Si le signal perturbateur est modulé, il faut remplacer, dans l'équation (IV A 16),  $V_2$  par l'expression  $V_2 (1 + m_2 \cos pt)$ . On obtient alors :

$$i_{a1} = \alpha V_1 \cos \omega_1 t \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} (1 + \frac{1}{2} m_2^2) + 3 \frac{\gamma}{\alpha} V_2^2 m_2 \cos pt \right\}.$$

Le taux de la modulation provoquée par le signal perturbateur sur l'onde porteuse du signal désiré est donc égal à :

$$m_k = \frac{3 \frac{\gamma}{\alpha} V_2^2}{1 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} V_2^2 (1 + \frac{1}{2} m_2^2)} m_2.$$

Pour des valeurs suffisamment petites de  $V_2$ , cette formule peut s'écrire sous la forme simplifiée :

$$m_k = 3 \frac{\gamma}{\alpha} V_2^2 m_2 = K m_2 \quad \text{(IV A 17)}$$

Dans l'équation (IV A 17), la modulation perturbatrice greffée sur l'onde désirée est donc exprimée par une fraction  $K$  de la modulation  $m_2$  de l'émetteur perturbateur. Le facteur  $K$  est appelé facteur de transmodulation. Tout comme le facteur de modulation de ronflement  $m_b$ ,  $K$  varie avec l'amplitude  $V_2$  du signal perturbateur.

On peut aussi définir  $K$  d'une autre manière : il suffit de considérer le rapport de la modulation greffée  $m_k$  à la modulation désirée de l'onde reçue. Si l'on admet que le taux de modulation du poste perturbateur est égal à celui de l'émetteur désiré, donc que  $m_1 = m_2$ , le rapport précité devient :

$$\frac{m_k}{m_1} = \frac{m_k}{m_2} = K.$$

Le facteur de transmodulation  $K$  est donc aussi le rapport de la modulation perturbatrice à la modulation désirée dans le cas où les deux postes ont le même taux de modulation.

L'équation (IV A 2) permet aussi d'écrire le facteur  $K$  sous la forme :

$$K = 3 \frac{\gamma}{\alpha} V_2^2 = \frac{1}{2} \frac{S_3}{S_1} V_2^2 \quad \text{(IV A 18)}$$

De cette formule de  $K$ , il résulte, en première approximation, que le facteur de transmodulation est indépendant de la grandeur du signal désiré et qu'il est proportionnel au carré de la tension alternative de grille perturbatrice. Du fait que le signal perturbateur se traduit par une modulation du signal désiré, on peut aussi déduire qu'une transmodulation une fois obtenue ne peut plus être supprimée ou compensée par des moyens sélecteurs placés derrière le tube dans lequel s'est produite la transmodulation. Ceci implique donc que la perturbation de transmodulation par un émetteur déterminé doit être éliminée par des moyens sélecteurs disposés devant la tube.

Une comparaison des formules (IV A 14) et (IV A 18) prouve encore que la distorsion de modulation  $D_2$  et le facteur de transmodulation  $K$  sont déterminés par le même facteur  $\gamma/\alpha$  qui caractérise la courbure de la caractéristique considérée et que les deux phénomènes sont proportionnels au carré de la tension alternative de grille. La relation existant entre eux se déduit de :

$$\frac{D_2}{V_1^2} : \frac{K}{V_2^2} = 9/8 \frac{\gamma}{\alpha} m : 3 \frac{\gamma}{\alpha} = 3/8 m : 1.$$



La caractéristique qui donne la tension alternative de grille en fonction de la pente pour une distorsion de modulation de  $3/8 m\%$  est donc aussi valable pour une transmodulation de 1% avec cette différence cependant que, pour la distorsion de modulation,  $V_1$  concerne le signal désiré tandis que, pour la transmodulation, il concerne le signal perturbateur (voir fig. 204). La pratique a prouvé que, dans la plupart des cas, un facteur de transmodulation de 1% est admissible; c'est la raison pour laquelle la caractéristique de transmodulation est donnée pour cette valeur.

Il y a lieu de mentionner encore une différence essentielle entre les deux phénomènes précités. Au point de vue distorsion (et augmentation) de la modulation, il est désirable que lorsqu'il est réglé pour une faible pente, le tube puisse supporter sur la grille une tension alternative assez élevée. Lorsque le tube est réglé sur une petite tension de polarisation de grille, seules des tensions alternatives de faible amplitude agiront sur la grille de sorte que, en ce qui concerne la distorsion de modulation, la tension alternative admissible peut être petite. En ce qui concerne la transmodulation, la situation est moins brillante; en effet, même dans le réglage à forte pente (réception d'un émetteur faible), le tube doit être à même de supporter une tension alternative perturbatrice élevée. En outre, en ce qui concerne la transmodulation, il y a souvent encore une différence entre le tube H.F. et le tube changeur de fréquence.

Dans le tube H.F., l'intensité du signal perturbateur  $V_2$  est indépendante de l'intensité du signal de l'émetteur désiré, mais dépend uniquement de la présélection. Dans le tube changeur de fréquence, précédé d'un tube H.F. réglé,  $V_2$  se remarque d'avantage lorsque  $V_1$  est faible. Si  $V_1$  est aussi assez élevé, le tube H.F. est réglé et  $V_2$  est atténué. C'est pourquoi, dans ce cas, des signaux faibles désirés sont plus sujets à perturbation. (Le tube H.F. pourra être pratiquement laissé hors cause, car la présélection est suffisante.) En ce qui concerne la transmodulation, il faut donc que, d'une façon absolument générale, la tension alternative perturbatrice admissible sur la grille soit grande en chaque point de la caractéristique.

Pour illustrer la notion de transmodulation, nous traiterons un exemple pratique. Admettons que le récepteur soit accordé sur une station de 1000 kc/s, modulée à 30% par de la musique. La valeur de la tension induite dans l'antenne est de 100  $\mu$ V. On reçoit en outre un second signal modulé à 100% par de la parole, signal qui provient d'un émetteur local d'une fréquence de 1020 kc/s. La valeur de la tension induite dans l'antenne par ce second émetteur est par exemple de 1 V. Le signal désiré, de nouveau modulé à 30% par de la musique, se retrouvera dans le circuit anodique du tube H.F. Cependant, en même temps, on décelera sur cette

onde porteuse la modulation de la parole du second émetteur et ce, avec un taux de modulation de  $K\%$ . Ce taux de modulation de  $K\%$  est-il gênant par rapport à celui de 30% de l'émetteur désiré?

Si l'émetteur perturbateur était aussi modulé à 30%, le taux de la modulation perturbatrice serait proportionnellement moindre, à savoir  $0,3 K\%$ . En effet, si le taux de modulation des deux émetteurs est le même,  $K$  est le rapport, exprimé en %, de la modulation perturbatrice à la modulation désirée. Ce fait est aussi exprimé par la formule (IV A 17). Supposons que le tube H.F. type EF 22 ne soit précédé que d'un seul circuit (dont  $Q = 125$ ) et qu'à la résonance, l'accroissement d'oscillation de ce circuit soit de 6 fois. Le signal perturbateur n'est évidemment pas amplifié six fois; il est atténué dans le rapport indiqué par sa courbe de résonance pour un désaccord de

20 kc/s. La courbe de résonance est donnée à la page 36 (fig. 17). Il faut d'abord déterminer le facteur  $\beta Q$ . Celui-ci est donné par la fig. 20 page 49: pour  $\Delta f = 20\,000$  kc/s,  $\beta Q = 5$ . La fig. 17 montre que l'amplification du signal perturbateur est cinq fois moins grande que celle du signal désiré, de sorte que sur la grille du tube H.F. parvient une tension alternative perturbatrice de  $6/5 \times 1 = 1,2$  volt. Il est probable qu'à la réception d'un signal de 100  $\mu$ V, le régulateur automatique du volume ne soit pas encore

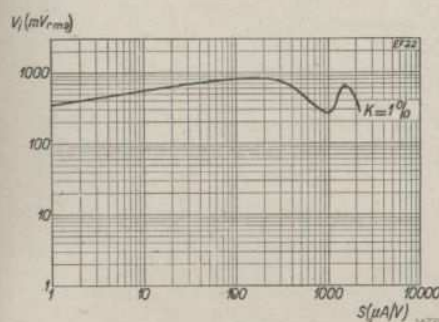


Fig. 207. Tension d'un émetteur perturbateur à la grille du tube amplificateur H.F. EF 22, en fonction de la pente pour un facteur de transmodulation de 1%.

entré en fonctionnement, de sorte que le tube EF 22 est réglé à sa pente initiale d'environ 2,2 mA/V. La caractéristique de la fig. 207 montre que, pour ce réglage, un signal de 0,24 volt correspond à une transmodulation de 1%. La tension de signal précitée, de 1,2 V, provoquera donc une transmodulation de  $(1,2/0,24)^2 = 25\%$ . La modulation par l'émetteur perturbateur serait donc approximativement égale à 80% de celle de l'émission désirée. Cet exemple concerne évidemment un cas extrême. La réception non troublée d'un émetteur faible voisin d'une station locale dont la fréquence ne diffère que de 20 kc/s de celle du premier, la station locale étant modulée à 100%, conduit nécessairement à l'emploi de deux circuits d'accord devant le tube H.F. Un second circuit de même sélectivité, couplé à la valeur critique au premier, atténuerait encore d'environ cinq fois le signal perturbateur, de sorte que la transmodulation serait 25 fois plus faible. Le facteur  $K$  serait alors de 1% au lieu de 25%, ce qui constitue un résultat déjà beaucoup plus satisfaisant.

Sauf dans le cas d'une tension aussi élevée (1 V), la transmodulation sera généralement assez faible. Presque partout, l'intensité de champ d'un grand nombre d'émetteurs est si élevée que l'on peut compter sur des intensités de signal pour lesquelles le régulateur automatique du volume est déjà entré en fonction. La fig. 207 prouve que le point de fonctionnement se règle alors sur une partie de la caractéristique où, pour une transmodulation de 1 %, on peut admettre une tension de 0,5 V, voire plus. Si le signal perturbateur est par exemple non pas de 1 V mais de 0,25V, ce qui constitue déjà une intensité appréciable, avec un seul circuit, la tension alternative perturbatrice sur la grille sera de  $1,2 \times 0,25 = 0,3$  V. Le facteur de transmodulation est alors de  $(0,3/0,5)^2 \times 1\% = 0,36\%$ .

§ 4. Caractéristique de pente logarithmique

Si nous partons de nouveau de la série exponentielle:

$$i_a = I_{ao} + \alpha v_g + \beta v_g^2 + \gamma v_g^3 + \dots$$

( $v_g$  étant considéré par rapport au point de fonctionnement), dans le voisinage immédiat du point de fonctionnement  $V_{g0}$ , la pente peut s'écrire sous la forme:

$$S = \frac{d i_a}{d v_g} = \alpha + 2 \beta v_g + 3 \gamma v_g^2 + \dots \quad (IV A 19)$$

Pour le tracé de la caractéristique de pente logarithmique, on porte donc en ordonnées

$$\log S = \log (\alpha + 2 \beta v_g + 3 \gamma v_g^2 + \dots) = f(v_g) \dots \quad (IV A 20)$$

Comme  $\log x = 0,434 \ln x$ , on peut aussi écrire:

$$\log S = f(v_g) = 0,434 \ln (\alpha + 2 \beta v_g + 3 \gamma v_g^2 + \dots).$$

La pente de cette caractéristique au point de fonctionnement est égale à:

$$f'(v_g)_{v_g=0} = \left| \frac{d(\log S)}{d v_g} \right|_{v_g=0} = 0,434 \frac{1}{S} \left( \frac{dS}{d v_g} \right)_{v_g=0} = 0,434 \left( \frac{2 \beta + 6 \gamma v_g + \dots}{\alpha + 2 \beta v_g + 3 \gamma v_g^2 + \dots} \right)_{v_g=0} = 0,434 \frac{2 \beta}{\alpha} \dots \quad (IV A 21)$$

Pour la modulation de ronflement, la formule était

$$m_b = 2 \frac{\beta}{\alpha} V_2 \dots \quad (IV A 6)$$

Des équations (IV A 6) et (IV A 21), on déduit alors:

$$\left. \begin{aligned} m_b &= \frac{f'(v_g)}{0,434} V_2 \\ \text{et:} \\ V_2 &= 0,434 m_b \frac{1}{f'(v_g)} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (IV A 22)$$

Cette équation indique donc que, pour un pourcentage déterminé de la modulation de ronflement, la tension admissible est d'autant plus élevée que  $f'(v_g)$  est plus petit, c'est-à-dire que la pente de la caractéristique de pente logarithmique est plus faible. Bien que les fabricants publient, pour les tubes en question, des caractéristiques dont on peut déduire immédiatement la tension alternative de ronflement admissible en fonction de la pente du tube pour une modulation de ronflement de 1 %, l'équation (IVA 22) permet déjà de calculer globalement cette tension à l'aide de la caractéristique logarithmique  $S/v_g$ . A titre d'exemple, considérons la caractéristique  $S/V_{g1}$  (fig. 208) du tube UF 21 pour  $V_b = 200$  volts et  $R_{g2} = 60$  k $\Omega$  (tension de grille-écran glissante).

Au point de la caractéristique où nous désirons déterminer la tension de ronflement admissible pour  $m_b = 1\%$ , traçons une tangente (dans la fig. 208, par exemple au point A,

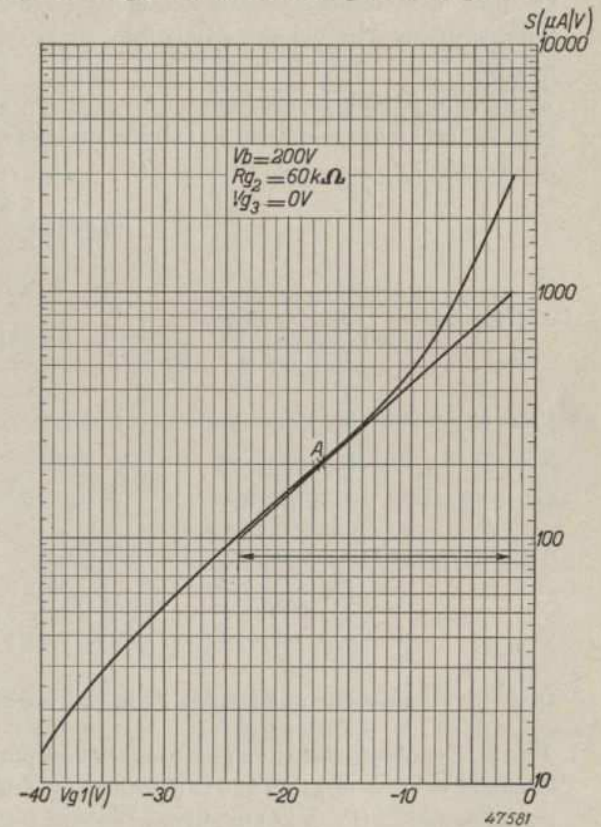


Fig. 208. Caractéristique de pente logarithmique du tube amplificateur H.F. UF 21. La tangente donne l'inclinaison de cette courbe pour  $S = 200 \mu A/V$  et constitue une mesure de la modulation de ronflement et de la transmodulation en ce point de fonctionnement.

pour  $S = 200 \mu\text{A/V}$ . Pour faciliter l'exposé, nous choisirons le long de cette tangente, pour  $d \log S$  la distance comprise entre les points  $S_1 = 100 \mu\text{A/V}$  et  $S_2 = 1000 \mu\text{A/V}$ . Pour cette distance,  $d(\log S) = \log S_2 - \log S_1 = \log S_2/S_1 = \log 10$ . A cette distance correspond un  $d v_g$  de 22 V. Dans ce cas,

$$f'(v_g) = \frac{d(\log S)}{d v_g} = \frac{\log 10}{22} = 1/22 = 0,0455.$$

La valeur (efficace) de la tension alternative de ronflement admissible en ce point est donc de:

$$V_2 = \frac{0,434 \times 0,01}{0,0455 \times \sqrt{2}} = 0,0665 \text{ V} = 66,5 \text{ mV}.$$

On peut évidemment déterminer globalement pour les autres points de fonctionnement les valeurs admissibles de la tension alternative de ronflement.

La caractéristique logarithmique  $S/v_g$  permet aussi de tirer certaines conclusions en ce qui concerne le facteur de transmodulation  $K$ . A cet effet, différencions de nouveau l'équation (IV A 21) par rapport à  $v_g$ , ce qui donne:

$$f''(v_g) = \frac{d^2 f(v_g)}{d v_g^2} = 0,0434 \frac{1}{S} \frac{d^2 S}{d v_g^2} - 0,434 \frac{1}{S^2} \left( \frac{d S}{d v_g} \right)^2,$$

ou:

$$\frac{d^2 f(v_g)}{d v_g^2} = 0,434 \left( \frac{6\gamma}{\alpha + 2\beta v_g + 3\gamma v_g^2} \right) - 0,434 \left( \frac{2\beta + 6\gamma v_g}{\alpha + 2\beta v_g + 3\gamma v_g^2} \right)^2.$$

Pour le point de fonctionnement, on a donc:

$$\left\{ \frac{d^2 f(v_g)}{d v_g^2} \right\}_{v_g=0} = 0,434 \frac{6\gamma}{\alpha} - 0,434 \left( \frac{2\beta}{\alpha} \right)^2 \dots \text{(IV A 23)}$$

d'où l'on déduit:

$$\frac{3\gamma}{\alpha} = 1/2 \left( \frac{2\beta}{\alpha} \right)^2 + \frac{1}{0,868} \frac{d^2 f(v_g)}{d v_g^2} \dots \text{(IV A 24)}$$

Or,  $\frac{d^2 f(v_g)}{d v_g^2}$  constitue une mesure de la courbure de la courbe  $f(v_g)$  au point  $V_{go}$ . Si la caractéristique de pente logarithmique comporte des parties pratiquement droites, de sorte que la courbure est faible, pour ces parties on peut, dans l'équation (IV A 24) négliger le second terme par rapport au premier. Si, pour faciliter l'exposé, nous nous limitons à ces tronçons de la caractéristique de pente logarithmique, nous obtenons:

$$\frac{3\gamma}{\alpha} = 1/2 \left( \frac{2\beta}{\alpha} \right)^2 = 1/2 \left| \frac{f'(v_g)}{0,434} \right|^2 = 2,65 \{ f'(v_g) \}^2. \dots \text{(IV A 25)}$$

Or, le facteur de transmodulation est donné par:

$$K = \frac{3\gamma}{\alpha} V_2^2 \dots \text{(IV A 18)}$$

Des équations (IV A 18) et (IV A 25), on déduit alors:

$$V_2^2 = \frac{K}{2,65 \{ f'(v_g) \}^2},$$

ou:

$$V_2 = \frac{1}{f'(v_g)} \sqrt{\frac{K}{2,65}} \dots \text{(IV A 26)}$$

Pour un pourcentage de transmodulation donné, la tension perturbatrice pourra donc être d'autant plus élevée que la pente de la caractéristique logarithmique est plus faible. Pour un facteur de transmodulation de 1%, l'équation (IV A 26) devient:

$$V_2 = \frac{1}{f'(v_g)} \sqrt{\frac{0,01}{2,65}} = \frac{0,0615}{f'(v_g)}.$$

Du rapport des équations (IV A 22) et (IV A 26) pour  $m_b = K = 1\%$ , on déduit:

$$\frac{V_K}{V_{m_b}} = \frac{0,0615}{f'(v_g)} : \frac{0,00434}{f'(v_g)} = 14,2,$$

c'est-à-dire que dans les tronçons „droits” de la caractéristique logarithmique  $S/v_g$ , la valeur admissible de la tension alternative de grille, pour 1% de transmodulation, est égale à 14,2 fois la tension alternative de ronflement admissible pour 1% de modulation de ronflement. Dans l'exemple de la page 344, la tension admissible pour  $K = 1\%$  sera donc:

$$V_{2eff} = 14,2 \times 0,0665 = \text{env. } 0,95 \text{ V}.$$

Pour les parties „incurvées” de la caractéristique logarithmique  $S/v_g$ , il faut aussi tenir compte, dans l'équation (IV A 24), du dernier terme. D'après l'équation (IV A 24), l'expression  $\frac{3\gamma}{\alpha}$  augmente lorsque  $\frac{d^2 f(v_g)}{d v_g^2}$  est positif, et elle diminue lorsque  $\frac{d^2 f(v_g)}{d v_g^2}$  est négatif. Comme on le sait, une valeur

positive de ce terme implique que, vue du haut, la caractéristique logarithmique  $S/v_g$  est concave, tandis qu'une valeur négative implique que la courbe est convexe.

Pour déterminer la correction de  $3\gamma/\alpha$ , nous utiliserons le rayon de courbure de la caractéristique logarithmique  $S/v_g$ . Le rayon de courbure est :

$$\rho = \frac{\{1 + f'(v_g)^2\}^{3/2}}{f''(v_g)} \dots \dots \dots \text{(IV A 27)}$$

Comme  $\rho$  se mesure en cm, il y a lieu d'introduire les unités requises. A cet effet, posons :

- $a$  = unité logarithmique de l'ordonnée, exprimée en cm ;
- $b$  = nombre de cm correspondant à 1 V sur l'axe des abscisses.

La résolution de l'équation (IV A 27) à l'aide de (IV A 21) et de (IV A 23) donne alors :

$$\rho = \frac{\left\{1 + \frac{a^2}{b^2} 0,434^2 \left(\frac{2\beta}{\alpha}\right)^2\right\}^{3/2}}{\frac{a}{b^2} 0,434 \left\{\frac{6\gamma}{\alpha} - \left(\frac{2\beta}{\alpha}\right)^2\right\}} \text{cm,}$$

donc :

$$\frac{3\gamma}{\alpha} = \frac{1}{2} \left(\frac{2\beta}{\alpha}\right)^2 + \frac{\left\{1 + \frac{a^2}{b^2} 0,434 \left(\frac{2\beta}{\alpha}\right)^2\right\}^{3/2}}{2 \frac{a}{b^2} 0,434 \rho},$$

ou :

$$\frac{3\gamma}{\alpha} = \frac{1}{2} \left(\frac{2\beta}{\alpha}\right)^2 + p \dots \dots \dots \text{(IV A 28)}$$

si :

$$p = \frac{\left\{1 + \frac{a^2}{b^2} 0,434 \left(\frac{2\beta}{\alpha}\right)^2\right\}^{3/2}}{0,868 \frac{a}{b^2} \rho} \dots \dots \dots \text{(IV A 29)}$$

On peut déterminer globalement en cm le rayon de courbure  $p$  des parties incurvées de la caractéristique logarithmique  $S/v_g$  en traçant un cercle qui coïncide avec la caractéristique au point de fonctionnement considéré. Le rayon de ce cercle, exprimé en cm, est donc la valeur cherchée de  $\rho$ .

En introduisant cette valeur dans l'équation (IV A 29), on peut calculer  $p$ , de sorte que l'équation (IV A 28) permet aussi de déterminer  $3\gamma/\alpha$  pour les parties incurvées de la caractéristique  $S/v_g$ .

**§ 5. Tension de grille-écran glissante**

D'après ce qui précède, on aura un tube présentant de bonnes propriétés au point de vue modulation de ronflement, transmodulation et distorsion de modulation en lui assurant une caractéristique de pente logarithmique rectiligne. Cela pourrait être par exemple la caractéristique  $a-b-c-d$  de la fig. 209. En soi, l'obtention d'un tel tube ne doit pas nécessairement être difficile, mais un tel „bon” tube présenterait certains inconvénients.

Pour la plus faible tension de polarisation de grille (point a) il faut une pente minimum pour obtenir une sensibilité déterminée. La valeur usuelle est d'environ 2 mA/V.

Si, pour réduire la distorsion, etc., on fait en sorte que la pente ne diminue que lentement pour une tension de polarisation négative croissante, une réduction déterminée de l'amplification nécessitera une grande tension

de réglage. En d'autres termes, l'amélioration s'obtient au détriment des propriétés de réglage. Pour permettre d'atténuer suffisamment l'amplification à l'aide d'une tension de réglage pas trop élevée, on fait en sorte qu'à partir d'un certain point  $c$  la pente diminue plus rapidement. Ceci entraîne évidemment une plus grande transmodulation etc. dans cette dernière partie de la caractéristique.

On obtiendrait alors une caractéristique telle que, sur une assez grande partie  $c-a$ , la pente serait légèrement inférieure à celle obtenue en  $a$ . Si l'on trace, pour un tel cas, la caractéristique  $i_a/v_g$ , on constatera qu'au point  $a$  le courant anodique atteint une assez grande intensité, ce qui est défavorable non seulement au point de vue économie, mais aussi au point de vue bruit de fond dans le circuit anodique. Ceci conduit à déplacer la partie en palier de la caractéristique vers un niveau plus bas (donc inférieur à la

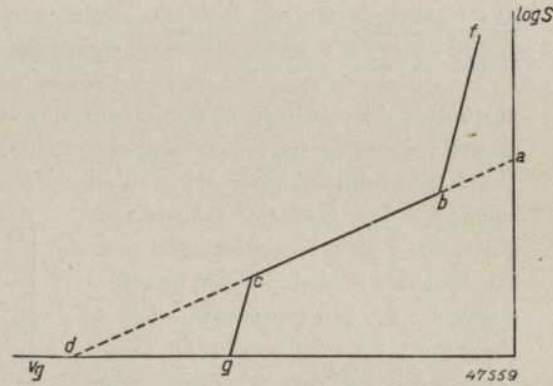


Fig. 209. Représentation de principe de la caractéristique de pente logarithmique d'un tube amplificateur à pente variable. La droite a-b-c-d fournirait les meilleures propriétés en ce qui concerne la transmodulation et la distorsion de la modulation. Des considérations d'ordre pratique ont cependant conduit à donner à la caractéristique la forme f.b.c.g.

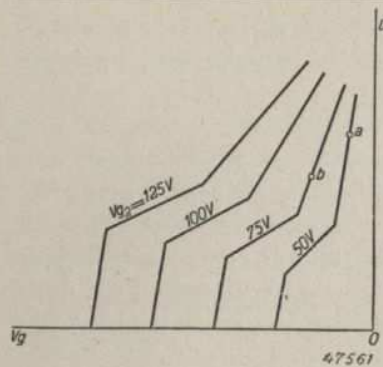


Fig. 210. Exemple d'un faisceau de caractéristiques logarithmiques  $S/V_g$ . Les points a et b marquent les divers points de fonctionnement lors du réglage du tube.

propriétés de courbure et faible courant anodique. On s'efforcera évidemment toujours de rendre ce compromis aussi favorable que possible.

Une bonne solution apparaît lorsqu'on considère les diverses caractéristiques de pente logarithmique pour diverses valeurs de la tension de grille-écran. La fig. 210 représente schématiquement un tel faisceau de caractéristiques. La caractéristique pour  $V_{g2} = 50 V$  peut affecter une forme telle que la pente maximum désirée au point a s'obtienne avec une allure horizontale raisonnable. Tant que le tube fonctionne au point a, il n'y a guère d'inconvénient à ce que le reste de la courbe soit assez abrupt. Au contraire, de ce fait, l'intensité du courant anodique au point a reste limitée. Si l'on désire une plus faible pente, on peut choisir avantageusement une caractéristique correspondant à un  $V_{g2}$  plus élevé, par exemple le point b. A cette pente, cette caractéristique est mieux en palier que la précédente. Le fait que pour  $V_{g1} = 0$ , l'intensité du courant anodique at-

teindrait une valeur par trop élevée a peu d'importance. En effet, cette caractéristique ne s'utilise pas pour le début du réglage. Dans le cas d'une pente encore faible, on pourrait avantageusement utiliser la caractéristique correspondant à  $V_{g2} = 100 V$  etc. On utilise donc successivement une meilleure caractéristique, tout en évitant l'inconvénient d'un courant anodique de forte intensité au début du réglage.

Le choix d'une tension de grille-écran toujours plus élevée peut s'effectuer automatiquement en alimentant la grille-écran par l'intermédiaire d'une assez grande résistance en série. Pour une tension de polarisation négative croissante, le courant anodique et le courant de grille-écran diminuent, de sorte que la tension de grille-écran augmente. Pour une valeur déterminée de la résistance en série, on trouve alors les points de fonctionnement qui, dans les caractéristiques publiées, sont en général reliés par une courbe en pointillés.

La fig. 211 montre une telle courbe pour la penthode H.F. type EF 22.

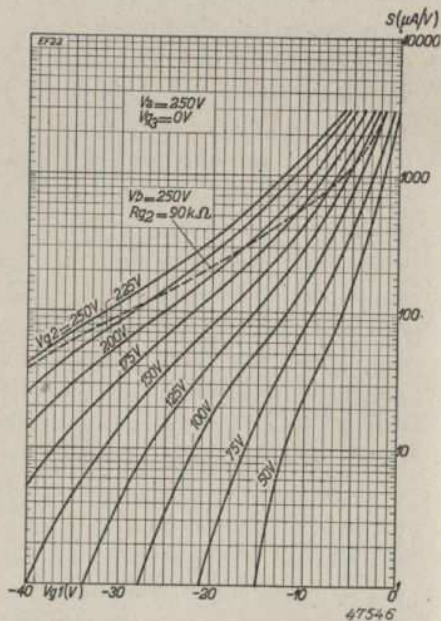


Fig. 211. Caractéristiques logarithmiques  $S/V_g$ , pour diverses valeurs de la tension de grille-écran pour la penthode H.F.-E.F. 22. La courbe tracée en pointillés donne les variations du point de fonctionnement pendant le réglage de la tension négative de grille dans le cas d'alimentation de la grille-écran par l'intermédiaire d'une résistance en série (tension de grille-écran glissante).

teindrait une valeur par trop élevée a peu d'importance. En effet, cette caractéristique ne s'utilise pas pour le début du réglage.

Dans le cas d'une pente encore faible, on pourrait avantageusement utiliser la caractéristique correspondant à  $V_{g2} = 100 V$  etc. On utilise donc successivement une meilleure caractéristique, tout en évitant l'inconvénient d'un courant anodique de forte intensité au début du réglage.

Le choix d'une tension de grille-écran toujours plus élevée peut s'effectuer automatiquement en alimentant la grille-écran par l'intermédiaire d'une assez grande résistance en série. Pour une tension de polarisation négative croissante, le courant anodique et le courant de grille-écran diminuent, de sorte que la tension de grille-écran augmente. Pour une valeur déterminée de la résistance en série, on trouve alors les points de fonctionnement qui, dans les caractéristiques publiées, sont en général reliés par une courbe en pointillés. La fig. 211 montre une telle courbe pour la penthode H.F. type EF 22.

## B. Distorsion dans les tubes changeurs de fréquence

### § 1. Introduction

Au paragraphe A 1, nous avons déjà mentionné que lorsque deux signaux de fréquences différentes parviennent sur la grille, par suite de la courbure de la caractéristique  $i_a/v_g$ , le circuit anodique est notamment le siège de courants dont la fréquence est égale à la somme des fréquences initiales et à la différence de ces fréquences. On tire parti de cette propriété dans les récepteurs superhétérodynes. Dans ces récepteurs,  $V_i \cos \omega_i t$  est le signal H.F. désiré, et  $V_h \cos \omega_h t$  le signal de l'oscillateur ou signal auxiliaire. Dans le circuit anodique on obtient alors un signal de fréquence  $\omega_o = \omega_h - \omega_i$ . Pour calculer et établir les formules relatives aux diverses distorsions et aux phénomènes secondaires, nous classerons les tubes changeurs de fréquence en deux groupes, à savoir:

- tubes changeurs de fréquence dans lesquels le signal H.F. et le signal provenant de l'oscillateur sont appliqués à la même grille;
- tubes changeurs de fréquence dans lesquels le signal H.F. et le signal provenant de l'oscillateur sont appliqués à des grilles différentes.

Bien qu'actuellement le changement de fréquence s'effectue presque exclusivement suivant le principe b), pour simplifier l'exposé, nous établirons d'abord les formules du groupe a). Comme dans la première partie relative à l'amplification H.F., nous partirons de la série exponentielle, mais cette fois nous tiendrons compte de tous les termes jusqu'à  $v_g^6$  inclus, donc:

$$i_a = I_{ao} + \alpha v_g + \beta v_g^2 + \gamma v_g^3 + \delta v_g^4 + \varepsilon v_g^5 + \zeta v_g^6 \dots \quad (\text{IV B 1})$$

La tension  $v_g$  appliquée à la grille de commande est, dans tous les cas:

$$v_g = V_i + V_h \cos \omega_h t,$$

expression dans laquelle  $V_i$  est le signal désiré + les signaux perturbateurs éventuels tandis que  $V_h$  est le signal auxiliaire ou le signal fourni par l'oscillateur. Après la substitution de cette valeur de  $v_g$  dans l'équation (IV B 1) et la résolution de cette équation, on trouve:

$$i_a = A_o + \alpha_o V_i + \beta_o V_i^2 + \gamma_o V_i^3 + \dots + (A_1 + \alpha_1 V_i + \beta_1 V_i^2 + \gamma_1 V_i^3 + \dots) V_h \cos \omega_h t + (A_2 + \alpha_2 V_i + \beta_2 V_i^2 + \gamma_2 V_i^3 + \dots) V_h^2 \cos 2 \omega_h t + \dots \text{etc.}, \quad (\text{IV B 2})$$

Dans cette expression:

$$A_o = I_{ao} + \frac{1}{2} \beta V_h^2 + \frac{3}{8} \delta V_h^4 + \frac{5}{16} \zeta V_h^6 + \dots$$

$$\alpha_o = \alpha + \frac{3}{2} \gamma V_h^2 + \frac{15}{8} \varepsilon V_h^4 + \dots$$

$$\beta_o = \beta + 3 \delta V_h^2 + \frac{15}{8} \zeta V_h^4 + \dots$$

$$\gamma_o = \gamma + 5 \varepsilon V_h^2 + \dots \text{etc.}$$

$$A_1 = \alpha + \frac{3}{4} \gamma V_h^2 + \frac{5}{8} \varepsilon V_h^4 + \dots$$

$$\alpha_1 = 2 \beta + 3 \delta V_h^2 + \frac{15}{4} \zeta V_h^4 + \dots$$

$$\beta_1 = 3 \gamma + \frac{15}{2} \varepsilon V_h^2 + \dots$$

$$\gamma_1 = 4 \delta + 15 \zeta V_h^2 + \dots \text{etc.}$$

Le circuit anodique étant accordé sur la fréquence  $(\omega_h - \omega_i) = \omega_o$ , seuls les termes comportant  $V_h \cos \omega_h t$  importent; les autres termes ne pourront fournir la fréquence  $\omega_o$  que dans des circonstances spéciales. Nous pourrions donc nous limiter à la partie suivante de la formule (IV B 2):

$$i_a = (A_1 + \alpha_1 V_i + \beta_1 V_i^2 + \gamma_1 V_i^3 \dots) V_h \cos \omega_h t \dots \quad (\text{IV B 3})$$

On peut encore simplifier cette formule en admettant d'abord que le signal auxiliaire a une très faible valeur. Cette hypothèse permet d'écrire pour les expressions donnant  $A_1, \alpha_1, \beta_1, \dots$

$$A_1 = \alpha,$$

$$\alpha_1 = 2 \beta,$$

$$\beta_1 = 3 \gamma,$$

$$\gamma_1 = 4 \delta,$$

de sorte que l'équation (IV B 3) devient:

$$i_a = (\alpha + 2 \beta V_i + 3 \gamma V_i^2 + 4 \delta V_i^3 + \dots) V_h \cos \omega_h t \dots \quad (\text{IV B 4})$$

En substituant dans cette équation  $V_i = V_i \cos \omega_i t$ , on obtient:

$$i_a = \left[ \alpha + \frac{3}{2} \gamma V_i^2 + 2 \beta V_i \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} V_i^2 \right) \cos \omega_i t + \frac{3}{2} \gamma V_i^2 \cos 2 \omega_i t + 3 \delta V_i^3 \cos 3 \omega_i t + \dots \right] V_h \cos \omega_h t.$$

Si l'on développe cette formule, que l'on remplace  $\omega_h - \omega_i$  par  $\omega_o$  et que l'on néglige les termes qui n'intéressent pas, on obtient:

$$i_a(\omega_o) = \beta V_i V_h \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} V_i^2 + \dots \right) \cos \omega_o t \dots \dots \dots \text{(IV B 5)}$$

Dans cette expression  $i_a(\omega_o)$  représente alors le courant alternatif M.F.\*

**§ 2. Modulation de ronflement**

Si l'on applique à la grille, outre le signal désiré  $V_i \cos \omega_i t$ , une tension alternative de ronflement  $V_2 \cos pt$ , il faut, dans l'équation (IV B 4) substituer  $V_i = V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos pt$ ; on trouve alors pour la partie du courant anodique qui contient les termes en  $\cos \omega_o t$  et  $\cos pt$  (nous négligeons donc les harmoniques d'ordre élevé de la modulation de ronflement):

$$i_a(\omega_o) = \beta V_1 V_h \left[ \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} V_1^2 + 3 \frac{\delta}{\beta} V_2^2 + \dots \right) + 3 \frac{\gamma}{\beta} V_2 \left\{ 1 + \frac{5}{3} \frac{\varepsilon}{\gamma} (V_1^2 + V_2^2) + \dots \right\} \cos pt \right] \cos \omega_o t \dots \text{(IV B 6)}$$

Ceci correspond à un signal H.F. qu'une tension alternative  $V_2$  de fréquence  $p$  module jusqu'à un taux de modulation:

$$m_b = \frac{1 + \frac{5}{3} \frac{\varepsilon}{\gamma} (V_1^2 + V_2^2) + \dots}{1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} V_1^2 + 3 \frac{\delta}{\beta} V_2^2 + \dots} 3 \frac{\gamma}{\beta} V_2 \text{ (IV B 7)}$$

Pour de petites valeurs de  $V_1$  et de  $V_2$ , cette équation peut s'écrire sous la forme simplifiée:

$$m_b = 3 \frac{\gamma}{\beta} V_2 \dots \dots \dots \text{(IV B 8)}$$

De cette formule, on peut tirer comme première conclusion que la modulation de ronflement est, en première approximation, directement proportionnelle à l'amplitude de la tension alternative de ronflement et indépendante de l'intensité du signal H.F. accordé. Ceci confirme donc entièrement

\* D'après la définition de la pente de conversion:  $i_a(\omega_o) = S_c \cdot V_i$  d'où il résulte:

$$S_c = \beta V_h \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} V_i^2 + \dots \right).$$

Pour de petites valeurs de  $V_i$  cette expression devient:  $S_c = \beta V_h$ .

Comme  $\frac{\delta^2 i_a}{\delta v_g^2} = \frac{\delta S}{\delta v_g} = 2\beta$ , la pente de la caractéristique  $S/v_g$  constitue donc une mesure de la pente de conversion. De plus, de ce qui précède il résulte que  $S_c$  est proportionnel à la tension auxiliaire  $V_h$ , comme nous l'avons d'ailleurs déjà mentionné dans le paragraphe A § 1 du chapitre II.

ce que nous avons dit au sujet de cette perturbation dans les tubes H.F. avec cette différence cependant que le facteur déterminant est  $\gamma/\beta$  au lieu de  $\beta/\alpha$ .

**§ 3. Augmentation du taux de modulation et distorsion de la modulation**

Pour établir la formule dont on peut déduire l'augmentation du taux de modulation et la distorsion de la modulation dans un tube changeur de fréquence, nous pouvons d'abord faire concorder l'équation (I B 5) et l'équation (IV A 9) trouvée pour les tubes H.F. et M.F., donc:

$$i_a = (\beta V_h) V_i \left[ 1 + \frac{3}{4} \left( \frac{2\delta V_h}{\beta V_h} \right) V_i^2 + \dots \right] \cos \omega_o t \dots \dots \dots \text{(IV B 9)}$$

La valeur  $\alpha$  de l'équation (IV A 9) est donc remplacée par  $\beta V_h$ , et la valeur de  $\gamma$  par  $2 \vartheta V_h$ . Sans autres calculs, l'équation (IV A 13) se transforme en:

$$M = \frac{3}{2} \times \frac{2\delta V_h}{\beta V_h} V_i^2 \left( 1 - \frac{3}{8} m_1^2 \right) = 3 \frac{\delta}{\beta} \left( 1 - \frac{3}{8} m_1^2 \right) V_i^2 \dots \dots \text{(IV B 10)},$$

et, pour un petit taux de modulation, cette équation devient:

$$M = 3 \frac{\delta}{\beta} V_i^2 \dots \dots \dots \text{(IV B 11)}$$

De la même manière, on peut établir directement pour la distorsion par la seconde harmonique:

$$D_2 = \frac{9}{4} \frac{\delta}{\beta} m V_1^2 \dots \dots \dots \text{(IV B 12)}$$

On peut en déduire que, tout comme dans les tubes amplificateurs H.F. et M.F., l'augmentation du taux de modulation et la distorsion de la modulation sont proportionnelles au carré du signal H.F. et qu'en outre, la distorsion de modulation est proportionnelle au taux de modulation. Maintenant, le facteur  $\vartheta/\beta$  est déterminant, tandis que, pour les tubes H.F., c'est le facteur  $\gamma/\alpha$ . En principe, les formules des tubes H.F. s'appliquent donc aux tubes changeurs de fréquence, avec cette différence qu'elles sont, pour ainsi dire, d'un ordre supérieur. Tout comme pour les tubes H.F. et les tubes M.F., les fabricants publient pour les tubes changeurs de fréquence des caractéristiques qui permettent de trouver immédiatement la distorsion de modulation en fonction du réglage du tube.

§ 4. Transmodulation

Pour le cas de la transmodulation, l'équation (IV A 18) peut, tout comme dans le paragraphe précédent, s'écrire sous la forme:

$$K = 3 \frac{2 \delta V_h}{\beta V_h} V_2^2 = 6 \frac{\delta}{\beta} V_2^2. \dots \dots \dots \text{(IV B 13)}$$

On peut donc conclure qu'en principe, pour les trois phénomènes, les tubes changeurs de fréquence se comportent de la même manière que les tubes amplificateurs H.F. avec cette différence cependant que, pour calculer ces phénomènes, il faut compter, dans la série exponentielle, avec un terme d'ordre plus élevé. Le même fait se constate d'ailleurs pour l'amplification. Pour l'amplification H.F. on compte en effet avec la pente  $S$  ou, par approximation, avec  $\alpha$ . Pour le tube changeur de fréquence, on compte avec la pente de conversion  $S_c$  ou, en première approximation, avec  $\beta$ .

Les expressions trouvées pour la modulation de ronflement, pour la distorsion de modulation et pour la transmodulation ne sont cependant applicables que pour de petites valeurs des diverses tensions alternatives. Pour le signal H.F. désiré et le signal perturbateur, il en sera généralement ainsi. Par contre, comme le mentionne le chapitre II, la pente de conversion est, en première approximation, proportionnelle à la tension auxiliaire  $V_h$ , de sorte qu'en général, cette tension est choisie assez élevée. Aussi faut-il revoir les expressions trouvées pour les valeurs pratiques des tensions.

§ 5. Calculs pour une valeur arbitraire du signal fourni par l'oscillateur

Pour obtenir des résultats utilisables dans des cas plus généraux, il faut introduire dans l'équation (IV B 3), les facteurs  $A_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$  et  $\gamma_1$  qui comportent la grandeur  $V_h$  du signal auxiliaire sous leur forme complète. En substituant à  $V_i$  la valeur  $V_1 \cos \omega_1 t + V_2 \cos pt$  (modulation de ronflement) on obtient, après développement, en négligeant les termes qui n'importent pas et en remplaçant  $\omega_h - \omega_i$  par  $\omega_0$ :

$$i_{a(\omega_0)} = \frac{1}{2} \alpha_1 V_1 V_h \cos \omega_0 t \left( 1 + 2 \frac{\beta_1}{\alpha_1} V_2 \cos pt \right), \dots \dots \dots \text{(IV B 14)}$$

ce qui, en première approximation, correspond à une modulation par la fréquence perturbatrice  $p$ , jusqu'à un taux de modulation

$$m_b = 2 \frac{\beta_1}{\alpha_1} V_2.$$

Lorsqu'on remplace  $\alpha_1$  et  $\beta_1$  par les formules de la page 357, on obtient de nouveau, en négligeant les termes d'ordre élevé, la valeur trouvée précédem-

ment :  $m_b = \frac{3 \gamma}{\beta} V_2$ . Les expressions pour les autres phénomènes perturbateurs peuvent s'établir de la même manière. On obtient alors pour:

l'augmentation du taux de modulation:

$$M = \frac{3 \gamma_1}{2 \alpha_1} V_i^2;$$

la distorsion de la modulation:

$$D_2 = \frac{9 \gamma_1}{8 \alpha_1} m V_i^2;$$

le facteur de transmodulation:

$$K = 3 \frac{\gamma_1}{\alpha_1} V_2^2.$$

Après substitution de  $\alpha_1$  et de  $\gamma_1$ , et en négligeant les termes d'ordre élevé, ces expressions de  $M$ ,  $D_2$  et  $K$  concordent, comme c'était à prévoir, avec celles déjà trouvées pour un signal d'oscillateur de petite amplitude. L'avantage des nouvelles formules est qu'elles sont applicables pour toute valeur de la tension auxiliaire  $V_h$ . Il est vrai que la grandeur de  $V_h$  influence les termes  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$  et  $\gamma_1$ , mais ceci ne constitue pas un inconvénient, car en général, on donne à la tension d'oscillation une valeur déterminée d'avance. D'autre part, la même restriction ne s'applique que pour l'amplification H.F. directe, à savoir que les amplitudes de  $V_i$  et de  $V_2$  doivent être petites, c'est-à-dire que  $\gamma_1/\alpha_1 V^2 < 0,02$  environ.

§ 6. Tubes changeurs de fréquence dans lesquels le signal H.F. et le signal fourni par l'oscillateur sont appliqués à des grilles différentes

Dans ce cas, on dispose en quelque sorte de deux grilles de commande  $a$  et  $b$ ; le courant anodique sera donc influencé par les tensions des deux grilles. La formule la plus générale est donc:

$$i_a = \alpha_a V_a + \alpha_b V_b + \beta_{2a} V_a^2 + \beta_{ab} V_a V_b + \beta_{2b} V_b^2 + \gamma_{3a} V_a^3 + \gamma_{2ab} V_a^2 V_b + \gamma_{a2b} V_a V_b^2 + \gamma_{3b} V_b^3 + \text{etc.}$$

Si l'on admet que le signal fourni par l'oscillateur est appliqué à la grille  $a$  et que le signal H.F. ainsi que les signaux perturbateurs éventuels sont appliqués à la grille  $b$ , il faut substituer dans l'équation ci-dessus les formes suivantes:

$$V_a = V_h \cos \omega_h t$$

et :  $V_b = V_i$



Après quelques opérations et développements, on obtient:

$$i_a = A_0 + \alpha_0 V_i + \beta_0 V_i^2 + \gamma_0 V_i^3 + \dots (A_1 + \alpha_1 V_i + \beta_1 V_i^2 + \gamma_1 V_i^3 + \dots) \times V_h \cos \omega_h t + (A_2 + \alpha_2 V_i + \beta_2 V_i^2 + \gamma_2 V_i^3 \dots) V_h^2 \cos 2 \omega_h t, \text{ etc.},$$

Dans cette expression:

$$A_0 = I_{a0} + \frac{1}{2} \beta_{2a} V_h^2 + \dots$$

$$\alpha_0 = \alpha_b + \frac{1}{2} \gamma_{2ab} V_h^2 + \dots$$

$$\beta_0 = \beta_{2b} + \frac{1}{2} \delta_{2ab} V_h^2 + \text{etc.}$$

$$A_1 = \alpha_a + \frac{3}{4} \gamma_{3a} V_h^2 + \dots$$

$$\alpha_1 = \beta_{ab} + \frac{3}{4} \delta_{3ab} V_h^2 + \dots$$

$$\beta_1 = \gamma_{a2b} + \dots \text{etc.}$$

Le circuit étant accordé sur la fréquence  $\omega_o = \omega_h - \omega_i$ , seuls les termes en  $V_h \cos \omega_h t$  importent. Nous pouvons donc nous limiter à:

$$i_a = (A_1 + \alpha_1 V_i + \beta_1 V_i^2 + \gamma_1 V_i^3 \dots) V_h \cos \omega_h t.$$

Cette formule concorde en tous points avec l'équation (IV B 3) de sorte que, pour établir les expressions applicables pour les divers phénomènes, on se référera utilement aux paragraphes précédents.

**§ 7. Caractéristique de pente logarithmique**

Les paragraphes précédents montrent déjà nettement l'analogie des diverses propriétés caractéristiques des tubes H.F. et des tubes changeurs de fréquence. Nous avons constaté que pour les tubes amplificateurs H.F., et les tubes changeurs de fréquence les expressions de,  $S$ ,  $K$ ,  $m_b$  etc. sont déterminées par les coefficients d'une série exponentielle, avec cette différence que, dans le dernier cas, les coefficients ont avancé d'une place dans la série exponentielle. On en déduit que pour les tubes changeurs de fréquence il existe la même relation entre les facteurs  $K$ ,  $m_b$  et la pente de la caractéristique logarithmique  $S_c/v_g$  que pour les tubes amplificateurs H.F. (voir A paragraphe 4) de sorte qu'il est superflu de reprendre les déductions théoriques.

**C. Mesure des phénomènes perturbateurs**

**§ 1. Considérations théoriques**

Si la grille d'un tube amplificateur est portée à une tension alternative B.F.  $V_1 \cos pt$ , par suite de la courbure de la caractéristique, le courant anodique comportera, des harmoniques de la fréquence initiale  $p$ . On s'en rend immédiatement compte en partant de nouveau de la série exponentielle:

$$i_a = I_{a0} + \alpha v_g + \beta v_g^2 + \gamma v_g^3 \dots \text{etc.}$$

La substitution de  $v_g = V_1 \cos pt$ , donne:

$$i_a = I_{a0} + \frac{1}{2} \beta V_1^2 + \alpha V_1 \cos pt \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \right) + \frac{1}{2} \beta V_1^2 \cos 2 pt + \frac{1}{4} \gamma V_1^3 \cos 3 pt \dots \dots \dots \text{(IV C 1)}$$

Le pourcentage de seconds harmoniques par rapport à l'onde porteuse est:

$$d_2 = \frac{\frac{1}{2} \beta V_1}{\alpha \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \right)} \dots \dots \dots \text{(IV C 2)}$$

Pour une petite valeur de la tension alternative, l'équation (IV C 2) peut s'écrire sous la forme simplifiée suivante:

$$d_2 = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\alpha} V_1 \cdot 100\% \dots \dots \dots \text{(IV C 3)}$$

De manière analogue, on peut écrire pour le pourcentage de troisièmes harmoniques:

$$d_3 = \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\alpha} V_1^2 \cdot 100\% \dots \dots \dots \text{(IV C 4)}$$

(Cette question sera traitée plus en détail au chapitre VI, relatif à l'amplification B.F.). La comparaison de ces formules et de celle de la modulation de ronflement (IV A 6), de l'augmentation du taux de modulation (IV A 13), de la distorsion de modulation (IV A 14) et de la transmodulation (IV A 17)

prouve qu'il existe entre ces grandeurs une relation déterminée, exprimée par les formules suivantes :

modulation de ronflement	$m_b = 4 d_2$
augmentation du taux de modulation	$M = 6 d_3$
distorsion de la modulation	$D_2 = 4\frac{1}{2} m d_3$
transmodulation	$K = 12 d_3$

La tension alternative de grille pour laquelle se produit par exemple une modulation de ronflement de 1%, peut donc se trouver en mesurant la tension alternative de grille pour laquelle  $d_2 = 1/4\%$ .

Cependant, les formules ci-dessus ont été établies en négligeant certaines valeurs, de sorte que les résultats obtenus suivant ce procédé n'ont qu'un caractère approximatif. Aussi, pour obtenir des résultats précis est-il préférable d'utiliser la méthode dans laquelle les divers phénomènes se mesurent par leurs effets directs. Nous nous contenterons d'exposer succinctement cette méthode.

### § 2. Augmentation du taux de modulation et distorsion de la modulation

Par l'intermédiaire d'un amplificateur, on applique à la grille du tube à étudier une tension alternative H.F., purement sinusoïdale, de fréquence  $\omega$ , dont l'amplitude est modulée à l'aide d'une tension alternative B.F. de fréquence  $p$ . On règle le taux de modulation à par exemple  $m_1 = 30\%$  (voir fig. 212).

Après le passage du signal modulé dans le tube à mesurer, par suite de la courbure de la caractéristique, le taux de modulation est devenu plus grand. Aussi mesure-t-on encore le taux de modulation  $m_2$  directement après le tube. L'augmentation en  $0/0$  du taux de modulation est maintenant égale à :

$$M = \frac{m_2 - m_1}{m_1} \%$$

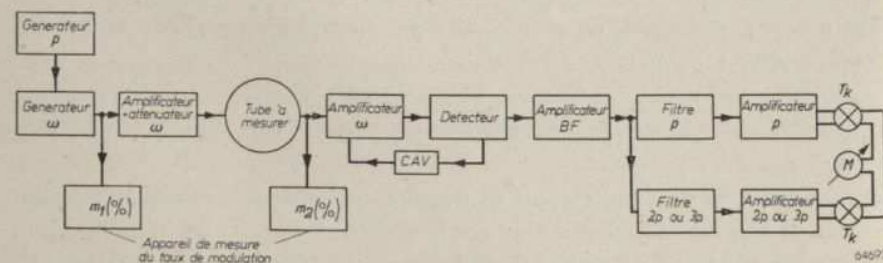


Fig. 212. Schéma synoptique de l'installation de mesure utilisée pour le relevé de l'augmentation du taux de modulation et de la distorsion de la modulation;  $\omega$  = haute fréquence;  $p$  = fréquence de modulation.

Le tube est suivi d'un amplificateur, accordé sur la fréquence et couplé à contre-réaction de manière qu'il ne se produise pas de distorsion par la caractéristique des tubes utilisés. Cet amplificateur est suivi d'un détecteur qui fournit une tension continue modulée. Après filtrage, la tension redressée est ramenée à l'amplificateur H.F., de sorte que l'onde porteuse appliquée au détecteur est très constante. Après son passage dans le détecteur, la tension est amplifiée dans un amplificateur B.F. A cet amplificateur sont branchés deux filtres qui comportent chacun un amplificateur. L'un des filtres ne transmet que la fréquence fondamentale  $p$  et l'autre uniquement la fréquence  $2p$  ou  $3p$ . L'amplificateur placé derrière ce filtre est réglable, tandis que les thermocouples, connectés à la sortie des deux tubes amplificateurs sont montés en opposition. Si l'on règle l'amplification de la seconde harmonique ou de la troisième de manière que l'appareil de mesure  $M$  marque  $M$ , on peut déduire de cette amplification le rapport de l'harmonique considérée à la fréquence fondamentale. D'après l'équation (IV A 8), la distorsion par la seconde harmonique est égale à :

$$D_2 = \frac{\text{amplitude de la seconde harmonique}}{\text{amplitude de la fréquence fondamentale.}}$$

### § 3. Modulation de ronflement

A la grille du tube à essayer sont appliquées la tension alternative M.F. sinusoïdale, de fréquence  $\omega$  et une tension alternative B.F. de fréquence  $p = 500$  c/s (voir fig. 213). Par suite de la courbure de la caractéristique du tube, la tension de 500 c/s module la tension alternative de fréquence  $\omega$ . Le but de la mesure peut être double; déterminer le taux de modulation corres-

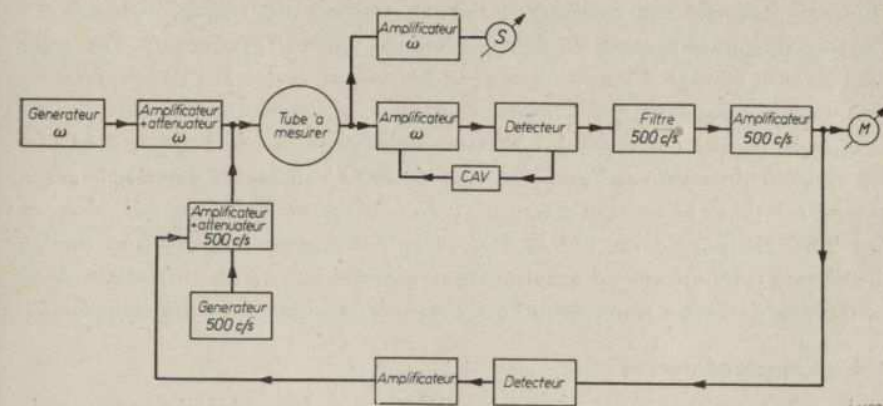


Fig. 213. Schéma synoptique de l'installation de mesure utilisée pour le relevé de la tension alternative de ronflement à la grille du tube à essayer, eu égard à la modulation de ronflement.

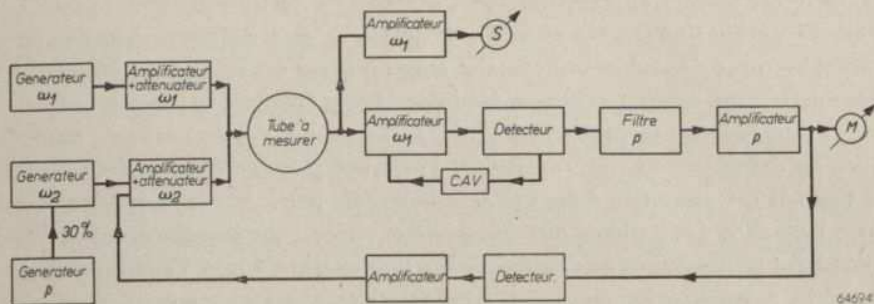


Fig. 214. Schéma synoptique de l'installation de mesure pour relever la tension perturbatrice admissible à la grille du tube à essayer, en regard à la transmodulation  $\omega_1$  = tension désirée;  $\omega_2$  = tension perturbatrice;  $p$  = modulation de la tension perturbatrice.

pendant à une tension perturbatrice déterminée, ou mesurer la tension perturbatrice nécessaire pour provoquer un taux de modulation déterminé, par exemple 1%. Dans les deux cas, la tension modulée par la tension perturbatrice de 500 c/s est d'abord amplifiée et ensuite redressée. Dans l'amplificateur de mesure on utilise de nouveau la contre-réaction, tandis que la tension alternative est maintenue aussi constante que possible en y appliquant une tension de réglage amplifiée, prélevée du circuit détecteur. Le détecteur est suivi d'un filtre pour 500 c/s et d'un amplificateur B.F. dont on mesure la tension de sortie. Cette tension de sortie constitue une mesure du taux de la modulation du ronflement.

Pour relever le graphique de la fig. 201, l'amplificateur B.F. est de nouveau suivi d'un détecteur porté à une tension de polarisation négative déterminée. La tension détectée est ensuite amplifiée dans un amplificateur à courant continu puis elle est appliquée, comme tension de réglage négative, à l'entrée de l'amplificateur de 500 c/s, monté après le générateur. Par suite de l'intense réglage d'amplification, la tension de sortie B.F. reste réglée à une valeur constante qui dépasse tout juste la tension de polarisation du détecteur et qui correspond à un taux de modulation de 1% par exemple. La tension de sortie de l'amplificateur de 500 c/s, mesurée derrière le générateur est donc la tension alternative de ronflement cherchée qui, dans la fig. 201, est portée en ordonnées. Pour déterminer la pente, on monte derrière le tube un second amplificateur accordé sur  $\omega_1$ , amplificateur dont la tension de sortie constitue une mesure de la pente du tube essayé.

#### § 4. Transmodulation

Le but de la mesure est de déterminer le taux de la modulation provoquée par l'émetteur perturbateur de fréquence  $p$  sur l'émetteur désiré de fré-

quence  $\omega_1$ . A la grille du tube à essayer sont donc appliquées deux tensions alternatives (voir fig. 214):

- 1) une tension alternative sinusoïdale H.F. de fréquence  $\omega_1$  et;
- 2) une tension alternative H.F. de fréquence  $\omega_2$  modulée, jusqu'à 30% par une tension alternative de fréquence  $p$ .

L'oscillation désirée de fréquence  $\omega_1$  sera modulée dans le tube par la modulation de l'émetteur perturbateur. Le tube est de nouveau suivi de la même installation que celle utilisée pour la mesure de la modulation de ronflement. Ici aussi, l'installation peut être réalisée de manière qu'à la sortie de l'amplificateur on mesure la tension de fréquence  $\omega_2$  nécessaire pour provoquer une transmodulation de 1%. C'est ainsi qu'a été relevé le graphique de la fig. 204.

## D. Sifflements

### § 1. Introduction

Bien que des sifflements d'interférence puissent aussi se produire dans les récepteurs à amplification directe, ce sont surtout les récepteurs superhétérodynes qui y sont sujets. Si au détecteur du récepteur se trouve, outre la fréquence désirée, un second signal dont la fréquence ne diffère que légèrement de celle du premier, par suite de la courbure de la caractéristique, on obtiendra entre autres la fréquence égale à la somme de celles de ces deux signaux et la fréquence égale à leur différence. Si la fréquence différentielle est inférieure à environ 3000 c/s, elle sera amplifiée aussi dans la partie B.F. et on la percevra sous la forme d'un sifflement dans le haut-parleur. Il en est ainsi non seulement pour le récepteur à amplification directe mais aussi pour le récepteur superhétérodyne. A ce point de vue, la différence entre les deux récepteurs est que, dans le cas d'un récepteur superhétérodyne, il y a plus de danger que parvienne au détecteur un signal perturbateur dont la fréquence ne diffère que peu du signal désiré. Dans le récepteur à amplification directe il se produit uniquement un sifflement par suite de l'interférence des ondes porteuses initiales de deux émetteurs de fréquence différentielle audible. Par contre, dans les appareils superhétérodynes, l'oscillateur local joue un certain rôle.

Comme le projet d'un récepteur superhétérodyne, peut et doit même tenir compte de la production de sifflement, nous déterminerons dans les paragraphes suivants les diverses possibilités de perturbation.

Les diverses fréquences, mises en jeu sont :

- $f_i$  = haute fréquence désirée
- $f_h$  = fréquence de l'oscillateur
- $f_o$  = moyenne fréquence
- $f_s$  = fréquence perturbatrice.

Les paragraphes suivants prouveront qu'il est impossible d'obtenir une réception „rigoureusement exempte de sifflements” sur toute une gamme de longueurs d'onde, mais un choix judicieux de la moyenne fréquence, choix qui est surtout guidé par la fréquence des émetteurs locaux dans le pays considéré, permet de limiter les sifflements au minimum. En outre, on pourra généralement régler le tout de manière que les sifflements se pro-

### § 3. $f_s = \frac{1}{2} f_o$ et $f_s = \frac{1}{3} f_o$ ( $m = 0, n = 2$ ou $1, q = 0$ )

duisent pour les émetteurs qui, pour les auditeurs de ce pays sont d'importance secondaire.

De ce qui précède on peut déjà tirer la conclusion générale que si sur le tube changeur de fréquence agissent des tensions de fréquence  $f_i, f_s$  et  $f_h$ , le circuit anodique sera la siège de diverses fréquences combinées de forme :

$$\pm m f_i \pm n f_s \pm q f_h,$$

expression dans laquelle  $m, n$  et  $q$  sont des nombres entiers, éventuellement nuls. En général, les combinaisons à valeurs élevées de  $m, n$  et  $q$  n'ont que de faibles amplitudes. De telles combinaisons peuvent interférer avec la moyenne fréquence normale ( $m = -1, n = 0, q = +1$ ) mais aussi entre elles. On obtient donc un très grand nombre de possibilités dont les principales seront exposées dans les paragraphes suivants.

### § 2. $f_s = f_o$ ( $m = 0, n = 1, q = 0$ )

Lorsque la fréquence d'un émetteur indésirable diffère peu de la moyenne fréquence du récepteur, il se produira un sifflement si le signal perturbateur sur la grille du tube changeur de fréquence atteint une valeur suffisamment élevée. En effet, au chapitre II A, 1, nous avons vu que dans le circuit anodique du tube changeur de fréquence se manifeste, en plus des fréquences égales à la somme et de celles égales à la différence des fréquences mises en jeu, la fréquence originale. Pour le signal perturbateur précité, le tube changeur de fréquence fait alors office d'amplificateur H.F. usuel. S'il n'existait pas de circuit sélectif devant le tube changeur de fréquence, l'émetteur perturbateur provoquerait, sur chaque station accordée, un sifflement par interférence avec le signal M.F. normal. Lorsqu'il existe un ou plusieurs circuits H.F., le danger de perturbation sera évidemment le plus grand dans la gamme de fréquences la plus proche de la moyenne fréquence. On peut remédier à ces sifflements non seulement par une bonne présélection mais aussi en insérant dans le circuit d'antenne un circuit série ou un circuit parallèle, accordé sur la moyenne fréquence du récepteur.

### § 3. $f_s = \frac{1}{2} f_o$ et $f_s = \frac{1}{3} f_o$ ( $m = 0, n = 2$ ou $3, q = 0$ )

Des émetteurs dont la fréquence est égale à la moitié ou au tiers de la moyenne fréquence peuvent aussi provoquer des sifflements à savoir lorsque la seconde harmonique de ces émetteurs ou la troisième sont suffisamment intenses (par exemple dans le cas d'un émetteur local). Pour ces harmoniques s'applique alors ce qui a été exposé aux paragraphes précédents. Il est en outre possible que, lors de l'accord, un émetteur de fréquence égale à  $\frac{1}{2} f_o$  provoque une perturbation avec lui-même. En effet, par suite de la

courbure de la caractéristique du tube, il se produit des harmoniques de la fréquence appliquée à la grille de commande du tube considéré. De cette manière, on peut de nouveau obtenir des fréquences perturbatrices qui sont approximativement égales à la moyenne fréquence et qui, par interférence avec le signal M.F. normal, peuvent produire un sifflement.

§ 4.  $f_s = f_i + 2 f_o$  (fréquence image) ( $m = 0, n = 1, q = -1$ )

Au chapitre II A, paragraphe 1, nous avons vu qu'en général, la fréquence de l'oscillateur est choisie plus élevée que la haute fréquence. Sans présélection H.F., les signaux H.F.  $f_h - f_o$  et  $f_h + f_o$  exerceraient un effet identique. Si  $f_i = f_h - f_o$  est le signal désiré, le signal  $f_s = f_h + f_o$  est appelé la fréquence-image (par rapport à la fréquence d'oscillation, la fréquence-image constitue en quelque sorte l'image de la haute fréquence désirée). Si sur la grille du tube changeur de fréquence est appliqué, outre le signal désiré, un signal dont la fréquence se trouve dans le voisinage de la fréquence-image, ce signal provoquera un sifflement. On peut évidemment réduire ce sifflement par une bonne présélection. L'atténuation de la fréquence-image est alors déterminée par la qualité  $Q$  du circuit utilisé, par la différence de fréquence et par le rapport de l'intensité du signal désiré à celle du signal perturbateur. Cette atténuation, donc le rapport de la tension sur la grille de commande du tube changeur de fréquence de l'émetteur désiré et de l'émetteur perturbateur est appelé rapport d'image du récepteur.

Comme la fréquence d'image diffère de la fréquence désirée d'un montant égal à deux fois la moyenne fréquence, le rapport d'image sera d'autant plus grand que la moyenne fréquence est plus élevée. La pratique a prouvé qu'il faut au moins un rapport d'image de 500 pour éliminer la distorsion par de puissants émetteurs. Une moyenne fréquence basse (par exemple 125 kc/s) et une qualité de bobinage  $Q$  de 150, nécessitent alors au moins deux circuits, et de plus, il est bon de prévoir certaines précautions spéciales, telles que l'utilisation d'un filtre-image. L'utilisation de circuits de meilleure qualité fournirait évidemment un meilleur rapport d'image. Cependant, la forme de la courbe de padding impose des limites dans cette voie.

Comme la fréquence d'image dépasse celle de l'émetteur désiré, il serait néfaste que la courbe de résonance de la partie H.F. présente une „queue” de ce côté de l'accord. Il en est ainsi par exemple dans le cas de couplage capacitif au sommet (voir chapitre I D, paragraphe 9). Le danger de fréquence d'image n'est cependant pas également grand pour toutes les gammes de longueurs d'onde.

Si nous considérons uniquement la gamme d'ondes moyennes et la gamme d'ondes longues, nous obtenons pour la moyenne fréquence basse (par

exemple 125 kc/s) et pour la moyenne fréquence élevée (475 kc/s) le tableau suivant :

	$f_o = 125 \text{ kc/s}$	$f_o = 475 \text{ kc/s}$
ondes moyennes: (500—1500 kc/s)	fréquence perturbatrice: 750—1750 kc/s	fréquence perturbatrice: 1450—2450 kc/s
ondes longues: (150—300 kc/s)	400—550 kc/s	1100—1250 kc/s

Pour la moyenne fréquence basse, c'est donc particulièrement la gamme d'ondes moyennes qui est dangereuse. Presque tous les émetteurs de cette gamme (au-delà de 750 kc/s) peuvent constituer des émetteurs perturbateurs. Pour la gamme d'ondes longues, le danger est moindre, car entre 400 et 500 kc/s travaillent peu d'émetteurs. Pour la moyenne fréquence élevée, la situation est plus avantageuse. La gamme d'ondes moyennes n'est guère dangereuse, mais par contre la gamme d'ondes longues devient défavorable (entre 1100 et 1250 kc/s travaillent plusieurs émetteurs de forte puissance).

Aussi les conditions imposées à la partie H.F. sont-elles les plus sévères lorsqu'on utilise une moyenne fréquence basse. Nous rappellerons à ce sujet que la sélectivité nécessaire pour la partie H.F. est encore déterminée par d'autres facteurs, par la transmodulation par exemple (voir à ce sujet le paragraphe A 3 de ce chapitre).

§ 5.  $\pm n f_s \mp q f_h = f_o$  ( $m = 0, n \neq 0, q \neq 0$ )

L'émetteur perturbateur et l'oscillateur local peuvent provoquer des harmoniques dont la différence peut se rapprocher de la moyenne fréquence. Si nous désignons l'harmonique du signal perturbateur par  $n$  et celle du signal oscillateur par  $q$ , la formule générale devient :

$$\pm n f_s \mp q f_h = f_o \dots \dots \dots \text{(IV D 1)}$$

Il en résulte, pour la fréquence de l'émetteur perturbateur :

$$\pm f_s = \frac{f_o}{n} \pm \frac{q}{n} f_h \dots \dots \dots \text{(IV D 2)}$$

En y substituant à  $f_h$  :

$$f_h = f_i + f_o,$$

on obtient :

$$\pm f_s = \frac{f_o}{n} \pm \frac{q}{n} (f_i + f_o) \dots \dots \dots \text{(IV D 3)}$$

ou :

$$\pm \frac{f_s}{f_o} = \frac{1}{n} \pm \frac{q}{n} \left( \frac{f_i}{f_o} + 1 \right) \dots \dots \dots \text{(IV D 4)}$$

Pour une moyenne fréquence déterminée, la formule IV D 3 permet de tracer un diagramme qui donne immédiatement, pour chaque fréquence d'accord, les fréquences perturbatrices qui peuvent provoquer des sifflements. La fig. 215 en donne un exemple pour une moyenne fréquence de 470 kc/s. En abscisses, on a porté la fréquence  $f_i$  de l'émetteur désiré, et en ordonnées, celle de l'émetteur perturbateur. Les droites numérotées y indiquent les causes de sifflement suivantes :

Droite no.	Cause du sifflement	Droite no.	Cause du sifflement
1	$f_s = f_o$	10	$3 f_s - f_h = f_o$
2	$f_s - f_h = f_o$	11	$3 f_s - 2 f_h = f_o$
3	$2 f_s - f_h = f_o$	12	$3 f_s - 3 f_h = f_o$
4	$2 f_s - 2 f_h = f_o$	13	$f_h - 3 f_s = f_o$
5	$f_h - 2 f_s = f_o$	14	$2 f_h - 3 f_s = f_o$
6	$2 f_h - f_s = f_o$	15	$3 f_h - 2 f_s = f_o$
7	$2 f_h - 2 f_s = f_o$	16	$3 f_h - 3 f_s = f_o$
8	$f_s - f_i = f_o$	17	$3 f_s - 4 f_h = f_o$
9	$f_i - f_s = f_o$	18	$4 f_h - 3 f_s = f_o$

Comme un grand nombre de perturbations sont provoquées par les harmoniques de la fréquence de l'émetteur perturbateur, l'émetteur perturbateur devra être assez fort avant que son effet devienne gênant. Aussi cette perturbation provient-elle généralement d'un émetteur local, et la sphère d'influence dépend fortement de la puissance de cet émetteur.

Si l'on veut chercher si un émetteur déterminé provoquera des sifflements, on trace dans la fig. 215 une horizontale passant par la fréquence de cet émetteur. Les points d'intersection de cette horizontale et des diverses obliques donnent les fréquences pour lesquelles on percevra un sifflement. Considérons par exemple l'émetteur d'Hilversum dont la fréquence est de 995 kc/s ;

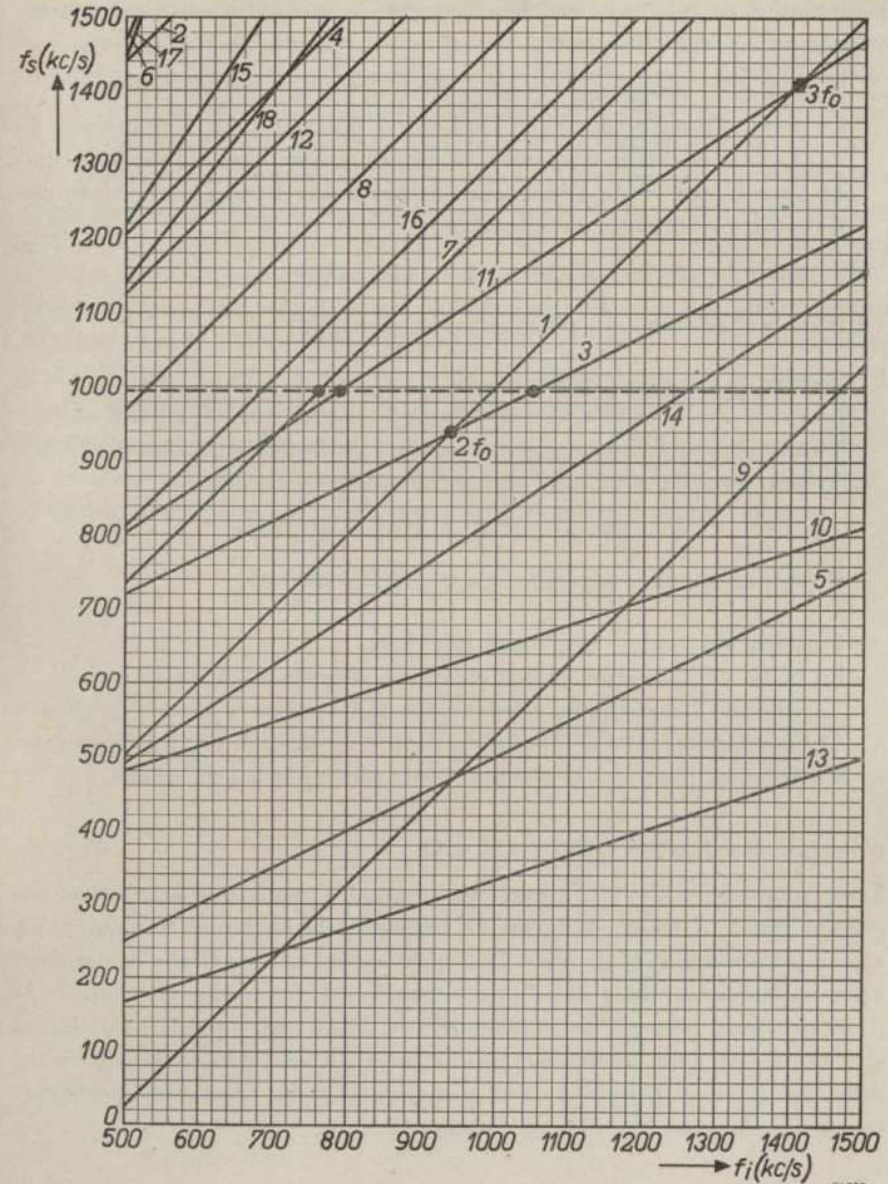


Fig. 215. Graphique des sifflements pour une moyenne fréquence de 470 kc/s. Sur l'axe horizontal on a porté la fréquence de l'émetteur désiré, et sur l'axe vertical, la fréquence de l'émetteur perturbateur. Les points d'intersection des horizontales donnent, les diverses possibilités de perturbation.

à proximité de cet émetteur, la réception des postes suivants sera accompagnée de sifflements gênants.

a. Kattowitz — fréquence 758 kc/s.

Le point d'intersection avec l'oblique 7 indique qu'à la fréquence de 760 kc/s, la moyenne fréquence est engendrée par la seconde harmonique de l'oscillateur et de l'émetteur perturbateur. Lorsqu'on accorde sur Kattowitz (758 kc/s), on obtient :

$$2(758 + 470) - 2 \times 995 = 466 \text{ kc/s.}$$

Il se produira donc un sifflement d'environ 4000 c/s.

b. Leipzig — fréquence 785 kc/s.

Le point d'intersection avec l'oblique 11 tombe sur 790 kc/s (troisième harmonique de l'émetteur perturbateur — seconde harmonique de l'oscillateur). Pour l'accord sur Leipzig (785 kc/s), ceci donne :

$$3 \times 995 - 2(785 + 470) = 475 \text{ kc/s.}$$

Il se produira donc un sifflement d'environ 5000 c/s.

c. Scottish National — fréquence 1050 kc/s.

Le point d'intersection avec l'oblique 3 correspond à 1050 kc/s.

La seconde harmonique d'Hilversum fournit aussi, avec la fréquence de l'oscillateur, 470 kc/s. Il suffira donc d'un léger écart de la fréquence d'oscillateur pour que la réception soit gênée par un sifflement.

#### § 6. $f_s - f_i = f_o$ ( $m = -1, n = 1, q = 0$ )

Tout comme le signal H.F. désiré et le signal d'oscillation fournissent ensemble dans le tube changeur de fréquence la moyenne fréquence, un signal perturbateur et le signal H.F. peuvent en faire autant s'ils parviennent ensemble sur la grille du tube changeur de fréquence. Du chapitre II il résulte que, pour qu'un changement de fréquence se produise, le signal auxiliaire doit avoir une valeur assez élevée. On peut donc s'attendre à un sifflement lorsque  $f_s$  provient d'un puissant émetteur local. Cette perturbation est représentée fig. 215 par l'oblique 8.

#### § 7. $f_s = n f_o$ ou $f_i = n f_o$

Comme le prouvera la suite de l'exposé, ce cas diffère quelque peu des précédents. Par suite de la courbure de la caractéristique, le tube détecteur sera le siège d'harmoniques de chaque tension de signal. Comme, dans de nom-

breux cas, le signal M.F. appliqué à la diode détectrice peut avoir une valeur assez élevée les harmoniques peuvent, elles aussi, avoir une grande amplitude. Par divers chemins, par exemple par l'intermédiaire des lignes d'alimentation, du montage de la C.A.V. etc., ces harmoniques peuvent pénétrer dans la partie H.F. et provoquer les sifflements dits de détection. A titre d'illustration, voici un exemple : La cinquième harmonique d'une moyenne fréquence de 125 kc/s est de 625 kc/s. Si l'appareil est accordé sur Bruxelles (622 kc/s), l'oscillateur sera accordé sur  $620 + 125 = 745$  kc/s. Si la cinquième harmonique de la moyenne fréquence pénètre jusqu'au tube changeur de fréquence, elle fournira, avec le signal d'oscillateur, une fréquence différentielle de  $745 - 625 = 120$  kc/s, de sorte qu'on percevra un sifflement de  $125 - 120 = 5$  kc/s. Ces sifflements peuvent être très gênants car ils se produisent de part et d'autre de chaque station. En effet, lorsque le récepteur est exactement accordé, la moyenne fréquence ainsi obtenue deviendra égale à la fréquence initiale et il ne se produira pas d'interférence. C'est par cette particularité que ce sifflement se distingue des autres.

## BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE IV

1. Ballantine, S. and H. A. Snow. Reduction of distortion and cross talk in radio receivers by means of variable mu-tetrodes. Proc. I.R.E., Vol. 18 (1930) p. 2102.
2. Beljers, H. G. Toelaatbare niet-lineaire vervormingen bij de geluidsweergave. Tijdschr. Ned. Rad. Genootschap, No. 6 (1934).
3. Braunmühl, H. J. von. Neue Untersuchungen über nicht-lineare Verzerrungen. Z. techn. Physik, Vol. 15 (1934) p. 617.
4. Bull, C. S. Non-linear valve characteristics, a brief discussion on their use. Wirel. Engr. Vol. 10 (1933) p. 83.
5. Carter, R. O. Distortion in screen-grid valves with special reference to the variable conductance type. Wirel. Engr. Vol. 9 (1932) p. 123.
6. Carter, R. O. The theory of distortion in screen-grid valves, Wirel. Eng. Vol. 9 (1932) p. 429.
7. Faulhaber, H. Messungen über nicht-lineare Verzerrungen. Elektr. Nachr. Techn. Vol. 11 (1934) p. 351.
8. Ferris, W. R. Graphical harmonic analysis for determining modulation distortion in amplifier tubes. Proc. I.R.E. Vol. 23 (1935) p. 510.
9. Floyd, W. F. A note on interference tones in superheterodyne receivers. Proc. Phys. Soc. July 1933, p. 610.
10. Heins v. d. Ven, A. J. Modulatiebrom, modulatieverdieping, vervorming der modulatie en kruismodulatie. Radionieuws Vol. 17 (1934) p. 29.
11. Howe G. O. W. Second channel and harmonic reception in superheterodynes, Wireless Eng. Sept. 1934, p. 461.
12. Kinross, R. I. Second channel suppression, Wireless World, June 1933 p. 416.
13. Kleen, W. Zum Problem der linearen Kennlinie, Telefunkenröhre 10 (1938) p. 147.
14. Kleen, W. and H. Rothe. Verstärkungseigenschaften der H. F. Penthode, Telefunkenröhre 7 (1936) p. 109.
15. Kleen, W. and K. Wilhelm. Über Regelkennlinien, Telefunkenröhre 12 (1938) p. 1.
16. Kniepkamp, H. Die Abweichungen der Verstärkerkennlinien vom  $e^{3/2}$ -Gesetz, Telegr. u. Fernspr. Technik. Vol. 20 (1931) p. 71.
17. Kober, C. L. Die Berechnung von nichtlinearen Verzerrungen, Elektr. Nachr. Techn. Vol. 13 (1936) p. 336.
18. Langley, R. H. Undesired responses in superheterodynes, Electronics May 1931, p. 618.
19. Lucas, G. S. C. Distortion in valve characteristics, Wireless Eng. Vol. 8 (1931), p. 595 and 660.
20. Morgan, H. K. Interfering responses in superheterodynes. Proc. I.R.E. Vol. 23 (1935), p. 1164.
21. Scroggie, M. G. Superheterodyne whistles, Wireless World, Sept. 1936 p. 302.
22. Strutt, M. J. O. Whistling notes in superheterodyne receivers, Wireless Eng. Vol. 12 (1935), p. 194.
23. Strutt, M. J. O. Verzerrungseffekte bei Mischröhren, Zeitschr. f. H. F. Technik, Vol. 49 (1937) p. 20.
24. Wheeler, H. A. Image suppression in superheterodyne receivers, Proc. I.R.E. June 1935, p. 569.
25. Wilhelm, K. Die Röhre im Rundfunkempfänger. III. Die Mehrdeutigkeiten in der Mischröhre. Telefunkenröhre 6 (1936) p. 58.

## V. DÉTECTION

## A. Les divers montages détecteurs

## § 1. Introduction

Pour extraire la modulation de l'oscillation H.F. ou M.F. modulée, cette dernière doit être redressée et filtrée afin de fournir un courant moyen ou une tension moyenne qui varie au rythme de la modulation. Pour effectuer ce redressement, on utilise un élément de montage à caractéristique incurvée. Lorsqu'on applique à un tel élément une tension alternative, on constate un accroissement de l'intensité moyenne du courant. Lorsque la caractéristique considérée suit une loi exponentielle de  $v$ ,

$$i = I_0 + \alpha v + \beta v^2 + \dots = I_0 + \alpha V \sin \omega t + \beta V^2 \sin^2 \omega t + \dots \\ = I_0 + \alpha V \sin \omega t - \frac{1}{2} \beta V^2 \cos 2 \omega t + \frac{1}{2} \beta V^2 + \dots$$

on voit immédiatement que l'intensité du courant  $I_0$  est majorée d'un certain montant.

Pour le choix de l'élément de couplage non-linéaire, on n'est pas limité à un cas; il existe des montages comportant un redresseur métallique, une diode ou un tube à une ou à plusieurs grilles. On constatera que, parmi les diverses possibilités, le montage à diode est le plus indiqué pour les récepteurs de T.S.F. et c'est pourquoi nous consacrerons le chapitre VB à ce système.

La fig. 216a donne, dans sa forme la plus primitive, le schéma utilisé pour le redressement. Comme l'accroissement du courant moyen dans le circuit n'est pas proportionnel à la tension alternative appliquée, mais, en première approximation, au carré de cette tension, on parle bien souvent de détection quadratique. En général, l'équation du courant moyen comporte aussi des termes de puissance supérieure à deux.

Le montage représenté fig. 216a, n'a pas la moindre valeur pratique car l'amplification ultérieure de l'oscillation B.F. nécessite non pas un courant mais une tension. Aussi le schéma de principe représenté fig. 216b est-il complété par une résistance  $R$ ; la tension obtenue aux bornes de cette

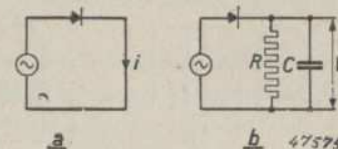


Fig. 216a. Représentation de principe d'un redresseur.  
Fig. 216b. Fig. a complété par un circuit RC, de sorte que la tension redressée peut se prélever sur la résistance  $R$ .



résistance peut être amplifiée. Cette résistance est shuntée par un condensateur  $C$ ; celui-ci filtre la pulsation H.F. subsistante et améliore ainsi le rendement. Dans le circuit redresseur, la tension alternative appliquée se trouve donc en série avec la tension continue fournie. Dans la plupart des redresseurs, ce fait a un résultat intéressant: la relation entre la tension continue et la tension alternative devient pratiquement linéaire, et la différence avec la linéarité pure est d'autant plus petite que la tension alternative est plus élevée. On parle alors de „détection linéaire”.

Globalement, la détection linéaire s'explique de la manière suivante. Pour les signaux croissants, la partie balayée de la caractéristique d'une diode, ainsi que celle d'un redresseur métallique, se rapproche de celle d'un redresseur dit idéal, c'est-à-dire un élément qui, dans un sens du passage du courant, constitue une certaine résistance  $R$  et qui isole dans l'autre sens. Dans les diodes à chauffage indirect, la résistance interne  $R_i$  dans le sens du passage devient rapidement très petite par rapport à la résistance aux bornes (résistance externe)  $R$ . Dans ce cas, pendant la première période de la tension alternative appliquée, le condensateur  $C$  est chargé jusqu'à presque la valeur de crête; ensuite, à chaque crête de tension, la charge est rapidement complète, et pendant le reste de la période, cette charge s'écoule assez lentement à travers  $R$ . Pour des tensions alternatives dépassant une valeur déterminée, la tension continue aux bornes de  $C$  est égale à l'amplitude de la tension appliquée, de sorte que la relation est linéaire.

Dans le cas exposé, on parle de détection de crête. Le fait que la tension aux bornes de  $C$  atteigne la valeur de crête, n'est nullement essentiel pour la détection linéaire.

Il existe en effet des détecteurs (entre autres certaines diodes à chauffage direct) dans lesquels  $R_i$  diminue il est vrai à intensité de signal croissante, mais uniquement jusqu'à ce qu'une certaine limite soit atteinte. Un équilibre s'établit alors entre la charge par l'intermédiaire

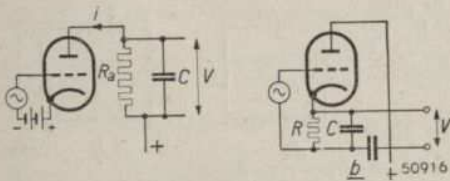


Fig. 217a. Schéma de principe d'un détecteur anodique non-linéaire.  
b. Schéma de principe d'un détecteur anodique à tension de polarisation négative automatique, dont la détection est pratiquement linéaire.

de  $R_i$  et la décharge par  $R$ , la tension aux bornes de  $C$  restant cependant inférieure à l'amplitude de la tension appliquée. Dans ce cas aussi, dans une grande zone, la tension continue est proportionnelle à la tension alternative, mais il ne s'agit pas encore de détection de crête. Dans les montages 216a et 216b, qui utilisent des redresseurs simples à deux électrodes, la tension alternative fournit du courant dans le circuit redresseur. La source de tension H.F. ou M.F. est donc chargée. L'élément non linéaire peut cepen-

dant être aussi un tube dans lequel la tension alternative est appliquée à une électrode de commande qui n'absorbe pas de courant. On obtient alors le montage représenté fig. 217a dont la triode pourrait évidemment être remplacée par une tétrode, une penthode, etc. Ce montage est identique à celui représenté fig. 216a; cependant, pour obtenir la tension redressée, on peut insérer dans le circuit une résistance sans que celle-ci affecte le point de fonctionnement sur la caractéristique du redresseur. En général, on a donc affaire à de la détection non-linéaire. On parle alors de détection par l'anode ou de détection plaque.

En principe, la détection par l'anode ne doit pas nécessairement être non-linéaire, car on peut modifier le montage dans l'esprit de celui représenté fig. 216b; on obtient alors le montage représenté fig. 217b; Si la résistance cathodique  $R_k$  est suffisamment grande, il se produit automatiquement une polarisation telle que, sans signal, le courant anodique est pratiquement nul. En présence de signal, il suffit d'un léger accroissement du courant anodique moyen pour augmenter notablement la tension de polarisation. De ce fait, la tension de polarisation de la grille de commande est si élevée que le courant anodique ne circule que pour les extrémités des crêtes positives de la tension alternative. Le niveau moyen de  $C$  va de pair avec l'amplitude de la tension appliquée, de sorte qu'on obtient une relation linéaire. Comme pour le montage représenté fig. 216b, on peut donc parler de détection linéaire.

## § 2. Détection diode

Bien que le chapitre V B soit consacré à la détection par diode, nous passerons ici rapidement en revue les propriétés essentielles de cette détection afin de la comparer avec les autres.

Comme nous l'avons déjà mentionné, pour des signaux suffisamment intenses, le redressement est linéaire. La limite au-delà de laquelle s'obtient cette linéarité est 0,5—1 V. Ensuite, la linéarité subsiste jusque dans la zone de saturation de la diode. La valeur maximum admissible de la tension appliquée à la diode se trouve cependant en deçà de cette limite.

Comme dans toute la zone, la tension redressée est pratiquement égale à l'amplitude de la tension alternative, „l'amplification” de l'étage détecteur, ou peut être mieux, la „transmission” de cet étage, se calcule sans la moindre difficulté. Par „amplification” ou „transmission” on entend le rapport de la tension efficace B.F. à la tension efficace d'entrée H.F. ou M.F., pour un taux de modulation de 30 % de la tension d'entrée. Dans les circonstances considérées, cette amplification est pratiquement 0,3 comme le prouvent nettement les courbes fournies par les constructeurs de tubes (voir par exemple fig. 218).

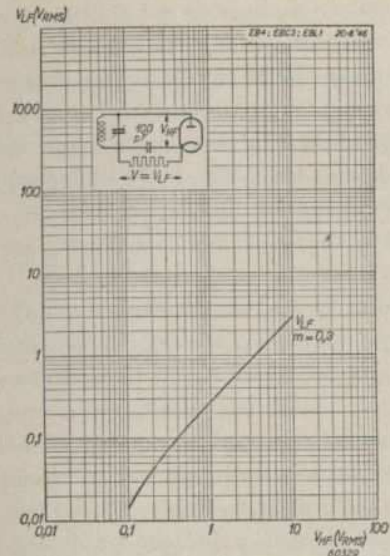


Fig. 218. Caractéristique de détection (tension B.F. en fonction de la tension H.F. modulée jusqu'à 30%) d'une diode détectrice.

par l'intermédiaire de la tension d'alimentation). C'est presque toujours le cas pour les circuits H.F. des récepteurs à amplification directe. Ce schéma s'utilise aussi lorsqu'on désire séparer galvaniquement la partie B.F. et le circuit H.F. ou M.F., ou lorsque ce dernier est inséré directement dans le circuit anodique du tube amplificateur précédent, donc connecté à la tension d'alimentation. On peut ajouter au schéma de la fig. 219b un condensateur  $C'$  qui constitue, en quelque sorte, avec  $V$ , un seul condensateur et qui est suffisamment grand par rapport à  $C$  pour que le circuit accordé précédent n'acquière pas de tension B.F. par rapport à la terre.

L'amortissement de ce montage est plus grand que celui du montage représenté fig. 219a. Le circuit précédent doit fournir non seulement les impulsions de courant dans la diode mais aussi un courant alternatif dans  $R$ . Alors que, dans la fig. 219a, la résistance de substitution est égale à  $\frac{1}{2} R$  (dans le cas de signaux intenses, dans la fig. 219b), elle est :

$$R_{HF} = \frac{1}{2} R // R = \frac{1}{3} R \quad (V A 1)$$

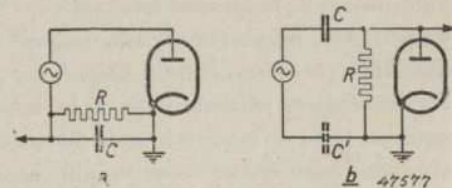


Fig. 219. Principe d'une diode détectrice. a. avec résistance de charge montée en série; b. avec résistance de charge montée en parallèle.

La diode s'utilise dans deux montages, représentés l'un à côté de l'autre, fig. 219. Dans le montage représenté fig. 219a, la tension B.F. ne comporte, dans le cas d'un condensateur de filtrage suffisamment grand, qu'une très faible ondulation M.F. ou H.F., ce qui constitue évidemment un sérieux avantage. En outre, l'amortissement exercé par le montage sur le circuit précédent est plus faible que dans le montage représenté fig. 219b. Le montage représenté fig. 219b présente encore un autre inconvénient: la tension B.F. contient encore la tension H.F. ou M.F., de sorte qu'elle doit encore être filtrée. Le schéma de la fig. 219b s'utilisera par exemple lorsque le circuit précédant le détecteur est déjà mis à la terre (éventuellement

Dans les appareils superhétérodynes, l'étage détecteur est généralement précédé d'un filtre de bande M.F., dont le circuit secondaire est isolé par rapport au circuit primaire. En général, on utilise alors le montage représenté fig. 219a. Dans les anciens récepteurs à amplification directe, l'étage détecteur suivait souvent directement le circuit anodique accordé d'un tube amplificateur H.F. On utilisait alors le montage représenté fig. 219b, à moins qu'un enroulement secondaire spécial assurait déjà la séparation des deux étages.

Comme nous l'avons déjà mentionné, pour le système de détection décrit, l'emploi d'une diode n'est pas essentiel. On pourrait remplacer cette dernière par exemple par un redresseur métallique. Cependant, jusqu'à présent, on ne dispose pas encore de redresseurs métalliques dont les propriétés soient comparables à celles d'une diode normale. La caractéristique se rapproche moins de celle du redresseur idéal, ce qui provoque une transmission moins bonne et de plus, de tels redresseurs ont une capacité propre assez grande, parfois variable, et une faible résistance d'amortissement.

De ce fait, l'utilisation de ces redresseurs est restée assez limitée de sorte que nous n'y insisterons pas. Il en est de même pour les redresseurs à cristal.

§ 3. Détection par la grille

Le montage à détection par la grille est la combinaison d'un redressement par diode et d'une amplification B.F. dans un seul tube. Ce montage résulte de celui représenté fig. 219b, lorsqu'on y utilise comme diode la grille de commande et la cathode d'un tube amplificateur. Comme sur la grille se trouve alors en même temps une tension B.F., l'amplification est possible.

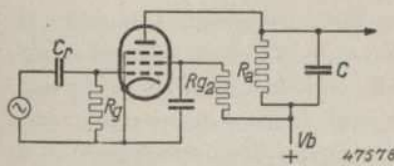


Fig. 220. Schéma de principe d'une penthode utilisée comme détectrice par la grille.

On obtient alors le montage représenté fig. 220. Dans ce montage, la résistance anodique dont on prélève la tension B.F. amplifiée est shuntée par un condensateur, ce qui provoque une atténuation de la composante H.F. ou M.F. également transmise. Dans de nombreux appareils récepteurs, on tire parti

de l'existence de cette composante H.F. dans le courant anodique, à savoir, en couplant le circuit anodique avec le circuit H.F. précédent, ce qui provoque un désamortissement de ce dernier. On a alors affaire au montage bien connu de la détection de grille avec réaction, montage qui est utilisé dans de nombreux petits appareils pour la réception des stations locales.

Lorsque le montage représenté fig. 220 comporte une penthode, il permet d'obtenir une assez grande amplification B.F., par exemple de 100 à 200 fois.

Pour une tension B.F. de quelques volts, nécessaire pour moduler un tube de sortie usuel, il suffit d'une assez faible tension alternative H.F. sur la grille, tension pour laquelle la détection est encore quadratique. C'est pourquoi il est impossible d'indiquer pour ce montage une amplification déterminée: on peut cependant indiquer pour certaines tensions B.F. usuelles, la tension H.F. nécessaire. Voici, à titre d'orientation, quelques données relatives au tube EF 6, souvent utilisé comme détecteur grille. Dans le circuit anodique est insérée une résistance de couplage de 0,2 M $\Omega$ . La résistance d'alimentation de la grille-écran est de 0,6 M $\Omega$ . Celle-ci est nécessaire, car en son absence la tension de grille-écran serait plus élevée que la tension anodique. Comme tension B.F. on a considéré les tensions nécessaires pour obtenir la puissance de sortie standard (50 mW) des tubes de sortie EL 3, EL 5 ou EL 2.

Tube de sortie	EL 3N	EL 5	EL 2	max.
$V_i$ (H.F. ou M.F.)	0,035 V	0,043 V	0,063 V	env. 1,5 V
$V_o$ (B.F.)	0,35 V	0,5 V	0,9 V	19 V

Dans ce tableau, on a supposé, comme d'habitude, que le taux de modulation est de 30%.

Les trois premières colonnes prouvent que la tension de sortie est plus grande que proportionnelle à la tension d'entrée; en effet, pour ces petites valeurs du signal, la détection est encore pratiquement quadratique. La quatrième colonne mentionne cependant une tension B.F. maximum à fournir. Il

s'avère en effet que, pour un signal H.F. croissant, la tension de sortie croît d'abord linéairement, ensuite moins linéairement et qu'à 19 V il se produit même un maximum (fig. 221). A tension d'entrée croissante, par suite du redressement de l'onde porteuse, la valeur moyenne de la tension de polarisation négative augmente. Le point de fonctionnement du tube amplificateur B.F. glisse donc vers le coude inférieur de la caractéristi-

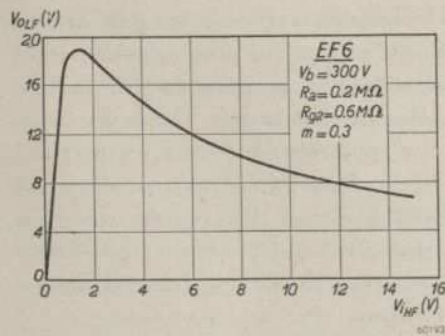


Fig. 221. Tension de sortie B.F. en fonction de la tension d'entrée H.F. modulée jusqu'à 30% d'une détectrice par grille EF 6, montée comme dans la fig. 220.

que. De ce fait, non seulement l'amplification B.F. diminue, mais de plus le tube fonctionne comme détecteur par l'anode.

L'effet de la détection par l'anode est opposé à celui de la détection diode. En effet, la première provoque une augmentation de l'intensité moyenne du courant anodique, tandis que la seconde rend la grille plus négative. Dans le cas d'un signal croissant, la tension B.F. est donc constituée par la résultante de deux effets, dont la détection par l'anode devient finalement prédominante. A cette valeur du signal il se produit le maximum représenté fig. 221. C'est ce maximum, qui se produit dans tous les détecteurs par la grille, qui est la cause qu'au début on s'efforçait de trouver une solution dans laquelle on utilisait un tube amplificateur à grand recul de grille; de la détection par l'anode ne se produit alors que pour un grand signal H.F. On parle alors de détecteur de puissance (power detector). On établit bien vite une distinction entre les fonctions du détecteur et celles de l'amplificateur B.F. Ce fut l'origine de la „binode" et par la suite apparurent de nombreuses autres combinaisons de diodes et de tubes amplificateurs qui toutes reposent sur l'application du montage représenté fig. 218b.

Cependant, pour des appareils très simples, le détecteur grille constituera toujours une solution très attrayante, malgré son manque de linéarité.

#### § 4. Détection par l'anode

Le détecteur par l'anode s'utilise fréquemment dans les récepteurs à amplification directe lorsque, pour assurer une bonne sélectivité, il importe d'amortir les circuits au minimum. L'avantage du faible amortissement s'obtient cependant au détriment d'une détection non linéaire. Pour obtenir un effet convenable, on choisit un tube dont la caractéristique est fortement coudée (grand coefficient du terme à la seconde puissance) et, on choisit pour la tension de polarisation une valeur telle que le tube travaille effectivement dans la partie fortement coudée de la courbe. De plus, la résistance interne du tube doit être élevée pour que

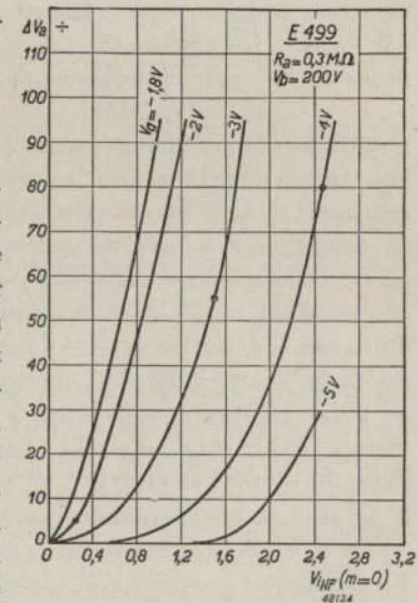


Fig. 222. Variations de la tension anodique  $\Delta V_a$  en fonction de la tension d'entrée H.F. non modulée pour diverses valeurs de la tension négative de grille pour la triode Philips E 499 montée comme détectrice par l'anode.

les variations du courant B.F. dans le circuit anodique puissent être transformées en grandes variations de tension. Anciennement, on utilisait à cet effet la triode E 499 à coefficient d'amplification  $\mu = 100$ . Pour  $V_b = 200$  V, le réglage optimum de ce tube est :  $R_a = 0,3$  M $\Omega$  et  $V_{g\text{moyen}} = -1,8$  V. A titre d'orientation, la fig. 222 donne aussi, pour d'autres valeurs de la tension de polarisation, quelques courbes qui indiquent la relation entre la tension d'entrée non modulée et la variation de tension anodique. Toutes ces courbes affectent une forme quadratique. Si l'on considère, dans cette figure, une onde porteuse déterminée et qu'on fait varier celle-ci de 30 %, on peut déterminer l'amplification du détecteur correspondant à cette onde porteuse.

Si le signal d'entrée est si grand que l'on dépasse la tension de polarisation négative, il se produit, ici aussi, du courant de grille et l'avantage du montage tombe. Comme le détecteur grille, le détecteur par l'anode comporte donc une limite. Si la grille est reliée directement au circuit précédent, ce courant de grille constitue une forte charge discontinue du circuit ce qui provoquera une forte distorsion de la tension B.F. Si la grille est reliée au circuit par l'intermédiaire d'un condensateur de grille, il se produit de la détection de grille, dont l'effet est de nouveau opposé à celui de la détection par l'anode. On obtient alors de nouveau une caractéristique affectant la forme de la courbe représentée fig. 221.

Pour freiner la production du courant de grille, on peut, au lieu d'appliquer une tension de polarisation fixe, insérer dans le conducteur cathodique une résistance shuntée par un gros condensateur. De ce fait, à tension d'entrée croissante, donc à intensité croissante du courant anodique, la tension de polarisation négative augmente automatiquement. On travaille alors consécutivement sur les diverses courbes de la fig. 222; aux grandes intensités du signal, la détection devient donc moins efficace que dans le cas de polarisation fixe. Dans la fig. 222, quelques points indiquent les réglages obtenus avec une résistance cathodique de 16 k $\Omega$ . Cette figure prouve que néanmoins, dans le cas d'un signal d'environ 2,4 V, il peut de nouveau se produire du courant de grille; en effet, pour un taux de modulation de 30 %, il se produit sur la grille des pointes de tension de  $V_{max} = 2,4 \sqrt{2} \times 1,3 = 4,3$  V, tandis que la tension de polarisation négative ne se règle qu'à 4 V. En résumé, on peut dire que, pour les récepteurs de T.S.F., la détection par l'anode présente plus d'inconvénients que d'avantages. Aussi, les fabricants de tubes ne mentionnent-ils pas dans leurs catalogues les propriétés des tubes modernes utilisés comme détecteurs par l'anode.

### § 5. Détection linéaire par l'anode

Les données pratiques relatives à ce montage prouveront qu'en fait il ne convient pas à l'utilisation dans les récepteurs de T.S.F. Il peut cependant donner d'excellents résultats dans les dispositifs de mesure. Le montage, reproduit fig. 217b, constitue en fait un détecteur par l'anode à résistance de couplage déplacée vers le conducteur cathodique. Il diffère du détecteur par l'anode à tension de polarisation automatique par une beaucoup plus grande résistance cathodique avec condensateur shunt plus petit.

La charge du condensateur doit en effet être à même de suivre les variations B.F. Si la résistance cathodique  $R$  est suffisamment grande, en l'absence d'une tension d'entrée, le courant anodique se règle approximativement à zéro. Ceci peut constituer un point très avantageux pour la détection par l'anode (fig. 223 point A).

Lorsqu'on applique une tension alternative à la grille, l'intensité moyenne du courant anodique augmente. La tension aux bornes de la résistance cathodique  $R_k$  augmente aussi, c'est-à-dire que la tension de polarisation négative du tube devient plus grande (point B). Cet accroissement de la tension de polarisation ne saurait jamais atteindre l'amplitude de la tension alternative, car sinon il ne saurait se produire d'accroissement de l'intensité du courant anodique. Il s'établit donc un équilibre et la tension de polarisation augmente d'un montant tel (de A vers B) que les pointes de courant subsistantes provoquent dans  $R_k$  cette tension de polarisation. Plus  $R_k$  est grand, plus les impulsions de courant nécessaires pour provoquer cette tension de polarisation sont faibles et plus l'accroissement de tension aux bornes de  $R_k$  se rapproche de la valeur maximum, c'est-à-dire de l'amplitude de la tension appliquée.

Comme la détection au point A n'est jamais idéale, pour de faibles amplitudes, le fonctionnement sera moins avantageux. Le redressement ne devient linéaire qu'au delà d'une amplitude déterminée. Pour de très grandes amplitudes, les pointes de tension à droite du point deviennent finalement

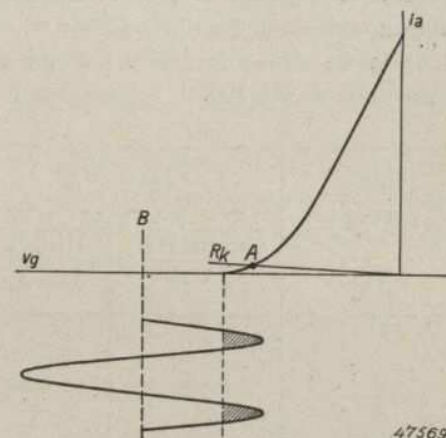


Fig. 223. Caractéristique  $i_a/v_g$  avec ligne de résistance pour la résistance cathodique  $R_k$ . Le courant qui circule pendant le temps correspondant à la partie hachurée de la tension alternative de grille provoque automatiquement, aux bornes de la résistance  $R_k$ , la tension négative de grille requise.

si élevées (tout en étant faibles par rapport à l'amplitude même) qu'il se produit du courant de grille. Ce montage convient comme détecteur linéaire, exempt d'amortissement, entre deux limites d'amplitude. Cette absence d'amortissement n'existe pas dans le cas de fréquences très élevées pour lesquelles, comme on le sait, l'amortissement est encore déterminé par d'autres facteurs.

Pour illustrer ce montage, nous avons effectué quelques mesures sur un tube EBC 3. Lorsque la résistance cathodique  $R_k$  est de  $0,1 \text{ M}\Omega$ , il se produit du courant de grille avec une onde porteuse de  $40 \text{ V}_{eff}$  à taux de modulation de 90%. Pour  $R_k = 0,5 \text{ M}\Omega$ , cette limite se trouve à  $50 \text{ V}_{eff}$ . Dans les deux cas, la distorsion de la tension B.F., partant d'une modulation sinusoïdale, est inférieure à 1%.

L'écart par rapport à la détection linéaire est nettement montré par le tableau ci-dessous qui donne, pour divers cas, la tension de sortie B.F. en fonction du signal de grille. Ce tableau est valable pour une résistance cathodique de  $0,5 \text{ M}\Omega$ .

Onde porteuse $V_{eff}$	$m = 0,9$		$m = 0,3$	
	tension B.F. $V_{eff}$	Distorsion %	tension B.F. $V_{eff}$	Distorsion %
1.5	0,9	14	—	—
2	1,3	10	0,44	2,5
3	2,2	7	0,7	1,1
4	3,0	5,6	1,0	1
7	5,5	2,7	1,8	1
10	7,5	2,0	2,5	1
15	13,4	1,4	4,4	1
20	17	1,1	5,6	1

Ce montage présente un sérieux inconvénient constitué par la grande résistance qu'il faut insérer dans le conducteur cathodique. Les inconvénients qui s'y rattachent sont peut être cependant moins marqués dans le cas de montages de mesure ou peuvent même parfois être complètement supprimés par des dispositions spéciales.

## B. Détection diode

### § 1. Equations fondamentales de la détection diode

Comme nous l'avons déjà mentionné, le montage détecteur le plus utilisé dans les récepteurs de T.S.F. est certainement le détecteur diode.

Partant du montage représenté fig. 224, dans lequel la résistance  $R$  peut shunter soit le condensateur  $C$ , soit la diode, le redressement d'un signal non modulé  $v = V_{HF} \cos \omega t$ , fournit aux bornes de la résistance  $R$  une tension continue  $V_{-}$ . Les deux tensions modulent ensemble la diode. Provisoirement, laissons de côté l'origine de la tension continue  $V_{-}$ . Supposons qu'elle existe sans plus.

Fig. 224. Schéma de principe d'un détecteur diode, dans lequel l'onde porteuse H.F.  $V_{HF} \cos \omega t$  est redressée et qui fournit aux bornes de la résistance  $R$  la tension redressée  $V_{-}$ .

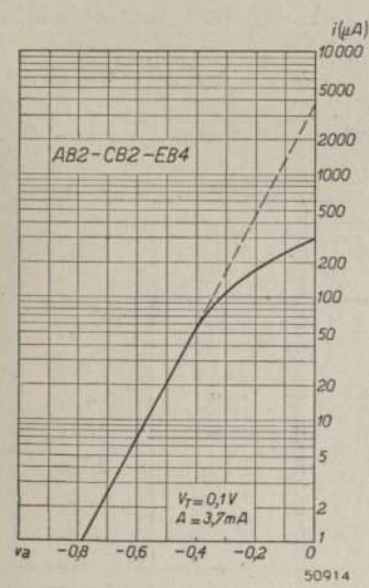


Fig. 225. Intensité du courant dans la diode en fonction de la tension appliquée.

Pour les courants de faible intensité, généralement rencontrés dans la détection diode, on obtient entre l'intensité du courant de la diode et la tension de la diode la relation suivante:

$$i = A \varepsilon^{\frac{v_a}{V_T}} \dots \dots \dots \quad (\text{V B 1})$$

- Dans cette expression,
- $i$  = intensité du courant dans la diode correspondant à la tension anodique  $v_a$ ;
- $A$  = intensité du courant dans la diode correspondant à une tension anodique de 0 V;
- $V_T$  = constante, appelée tension thermique, qui, pour la plupart des diodes est de 0,1 V environ;
- $\varepsilon$  = base des logarithmes népériens = 2,72.

Cette relation est valable pour la plupart des diodes jusqu'à un courant anodique d'environ  $100 \mu\text{A}$ . La fig. 225 représente

une courbe mesurée. La valeur de A dans l'équation (V B 1) est une valeur fictive de l'intensité du courant, à savoir l'intensité que l'on obtiendrait si l'équation (V B 1) restait valable jusqu'à la tension anodique  $v_a = 0$  V. Dans le cas de la fig. 225, A est donc égal à 3,7 mA et non pas à 0,3 mA (valeur réelle correspondant à 0 V). Comme la tension appliquée à l'anode est constituée par une tension continue  $V_{\equiv}$  et par une tension alternative  $V_{HF} \cos \omega t$ , l'équation (V B 1) peut s'écrire sous la forme:

$$i = A \varepsilon \frac{V_{HF}}{V_T} \cos \omega t + \frac{V_{\equiv}}{V_T} \dots \dots \dots (V B 2)$$

Dans la diode circule un courant dont l'intensité moyenne s'obtient en intégrant  $i$  pour toute une période. Ceci donne:

$$I_{moyen} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i d\omega t = \frac{A \varepsilon}{2\pi} \frac{V_{\equiv}}{V_T} \int_0^{2\pi} \varepsilon \frac{V_{HF}}{V_T} \cos \omega t d\omega t \dots \dots \dots (V B 3)$$

En désignant  $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varepsilon \frac{V_{HF}}{V_T} \cos \omega t d\omega t$ ,

par le terme ramené à sa plus simple expression  $B_o$ , l'intensité moyenne du courant dans la diode devient:

$$I_{moyen} = A \varepsilon \frac{V_{\equiv}}{V_T} B_o \dots \dots \dots (V B 4)$$

Le tableau ci-dessous donne la valeur de  $B_o$  pour quelques valeurs de  $V_{HF}/V_T$  \*.

$\frac{V_{HT}}{V_T}$	$B_o$	$\frac{V_{HF}}{V_T}$	$B_o$	$\frac{V_{HF}}{V_T}$	$B_o$
0	1,0	1,4	1,55	6	67
0,1	1,0025	2,0	2,28	7	168
0,2	1,01	2,5	3,29	8	427
0,3	1,02	3,0	4,88	9	1094
0,5	1,06	3,5	7,4	10	2816
0,7	1,13	4,0	11,0		
1,0	1,27	5,0	27,0		

\*  $B_o$  est une fonction de Bessel d'ordre zéro, dont la valeur est donnée dans des tableaux (voir entre autres les tableaux de Jahnke et Emdle).

Pour des valeurs de  $V_{HF}/V_T$  inférieures à 1, on a, par approximation:

$$B_o = 1 + \left( \frac{1}{2} \frac{V_{HF}}{V_T} \right)^2 \dots \dots \dots (V B 5)$$

Pour  $V_{HF}/V_T = 1$ , l'erreur résultant de cette approximation est d'environ 1,3%.

Pour des valeurs de  $V_{HF}/V_T$  beaucoup plus grandes que 1, on a, par approximation:

$$B_o = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \frac{V_{HF}}{V_T}} \varepsilon \frac{V_{HF}}{V_T} \dots \dots \dots (V B 6)$$

L'erreur inhérente à cette approximation est de 5% pour  $V_{HF}/V_T = 3$ , et elle est inférieure à 1% pour  $V_{HF}/V_T > 5$ .

La fig. 226 donne  $I_{moyen}$  en fonction de  $V_{\equiv}$  pour diverses valeurs de  $V_{HF}$ . Ces courbes relevées correspondent aux courbes calculées pour  $V_T = 0,1$  V et  $A = 3,7$  mA.

Il faut encore tenir compte du fait que la tension  $V_{\equiv}$ , supposée provisoirement quelconque, s'obtient par la chute de tension dans la résistance de fuite R, de sorte que le courant  $I_{moyen}$  doit satisfaire non seulement à l'équation (V B 4), mais aussi à:

$$-V_{\equiv} = I_{moyen} R \dots \dots \dots (V B 7)$$

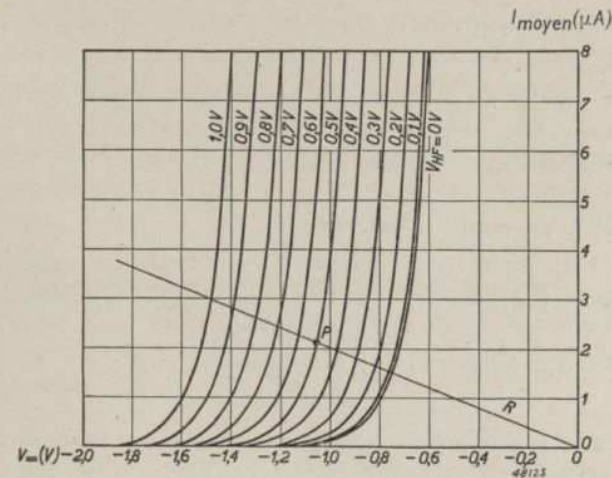


Fig. 226. Intensité moyenne  $I_{moyen}$  du courant dans la diode en fonction de la tension continue négative  $V_{\equiv}$  pour de petites valeurs de la tension alternative haute fréquence  $V_{HF}$ .

Dans la fig. 11, cette relation est représentée, pour  $R = 0,5 \text{ M}\Omega$ , par la droite  $OP$ . C'est ainsi que le point  $P$  représente la valeur de  $I_{moyen}$  pour une résistance de fuite de  $0,5 \text{ M}\Omega$  et une amplitude H.F. de  $0,5 \text{ V}$ . Des équations (V B 4) et (V B 7), il résulte alors :

$$V_{-} = -AR \varepsilon \frac{V_{-}}{V_T} B_0 \dots \dots \dots \text{ (V B 8)}$$

Si l'on pose :

$$V_{-} = V_r + \Delta V,$$

expression dans laquelle  $V_r$  est la chute de tension dans la résistance  $R$  en l'absence de signal H.F. et  $\Delta V$ , l'accroissement de tension résultant de la détection, l'équation (V B 8) devient :

$$V_{-} = V_r + \Delta V = -AR \varepsilon \frac{V_r + \Delta V}{V_T} B_0 \dots \text{ (V B 9)}$$

Pour  $V_{HF} = 0$ ,  $B_0 = 1$ , de sorte que dans ce cas :

$$V_r = -AR \varepsilon \frac{V_r}{V_T}$$

et l'équation (V B 9) peut s'écrire sous la forme :

$$V_r + \Delta V = V_r \varepsilon \frac{\Delta V}{V_T} B_0 \dots \dots \dots \text{ (V B 10)}$$

ou :

$$1 + \frac{\Delta V}{V_r} = \varepsilon \frac{\Delta V}{V_T} B_0 \dots \dots \dots \text{ (V B 11)}$$

Cette formule permet de calculer  $\Delta V$ . Nous effectuerons ce calcul pour deux cas extrêmes, à savoir pour un très faible signal H.F. ( $V_{HF} < 0,03 \text{ V}$ ) et pour un signal H.F. très intense ( $V_{HF} > 1\text{V}$ ).

**§ 2. Détection d'un faible signal H.F.**

Dans le cas où  $V_{HF} \ll V_T$  (par exemple  $V_{HF} < 0,03 \text{ V}$ ), il y a lieu d'appliquer l'équation (V B 5), de sorte que l'équation (V B 11) devient :

$$1 + \frac{\Delta V}{V_r} = \varepsilon \frac{\Delta V}{V_T} \left( 1 + \frac{V_{HF}^2}{4V_T^2} \right) \dots \dots \dots \text{ (V B 12)}$$

Si  $V_{HF}$  est petit,  $\Delta V$  sera aussi petit par rapport à  $V_T$  ; dans ce cas, on a, par approximation :

$$\varepsilon \frac{\Delta V}{V_T} = 1 + \frac{\Delta V}{V_T}$$

L'équation (V B 12) devient donc :

$$1 + \frac{\Delta V}{V_r} = \left( 1 + \frac{\Delta V}{V_T} \right) \left( 1 + \frac{V_{HF}^2}{4V_T^2} \right)$$

ou, par approximation :

$$\frac{\Delta V}{V_r} = \frac{\Delta V}{V_T} + \frac{V_{HF}^2}{4V_T^2}$$

de sorte que :

$$\Delta V = - \frac{1}{4} \frac{V_{HF}^2}{V_T} \frac{1}{1 - \frac{V_T}{V_r}} \dots \dots \dots \text{ (V B 13)}$$

Cette équation permet de conclure que, pour de très petites valeurs du signal H.F. ( $V_{HF} \ll V_T$ ), la variation de la tension continue aux bornes de la résistance obtenue par la détection, est proportionnelle au carré de l'amplitude du signal H.F. Nous pouvons donc écrire,

$$\Delta V = k V_{HF}^2,$$

étant entendu que :

$$k = - \frac{1}{4} \frac{1}{V_T} \frac{1}{1 - \frac{V_T}{V_r}}$$

On arrive à la même conclusion en partant de la caractéristique pour  $V_{HF}=0$  tracée fig. 240. La position du point de fonctionnement  $P$  est déterminée par la grandeur de la résistance  $R$ . L'amplitude du courant alternatif est si petite que la grande différence de pente, à gauche et à droite de  $P$ , ne se marque pas encore. L'effet du redressement est alors plus ou moins équivalent à celui de la détection par l'anode; d'une manière analogue à celle utilisée, au paragraphe A 1, on peut établir de façon très simple la relation quadratique entre l'effet redresseur et la tension alternative en représentant le petit tronçon utilisé de la caractéristique de la diode par une équation du second ordre.

**§ 3. Redressement d'un signal H.F. de forte intensité**

Dans le cas où  $V_{HF} > 1 \text{ V}$ , il y a lieu d'appliquer l'équation, approximativement exacte, (V B 6). La substitution de cette équation dans l'équation (V B 11) donne :

$$1 + \frac{\Delta V}{V_r} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \frac{V_{HF}}{V_T}}} \varepsilon \frac{\Delta V}{V_T} + \frac{V_{HF}}{V_T} \text{ (V B 14)}$$

ou, en utilisant les logarithmes népériens :

$$\ln\left(1 + \frac{\Delta V}{V_r}\right) = \frac{V_{HF}}{V_T} + \frac{\Delta V}{V_T} - \frac{1}{2} \ln 2 \pi \frac{V_{HF}}{V_T} \quad (\text{V B 15})$$

Pour de grandes valeurs de  $V_{HF}/V_T$  ( $> 10$ ),  $V_{HF}/V_T$  et  $\Delta V/V_T$  sont grands par rapport aux deux termes logarithmiques, de sorte que (V B 15) devient :

$$0 = \frac{V_{HF}}{V_T} + \frac{\Delta V}{V_T}$$

ou

$$\Delta V = - V_{HF} \dots \dots \dots (\text{V B 16})$$

Pour des signaux intenses, la variation de la tension continue aux bornes de la résistance de fuite est donc égale à l'amplitude de la tension alternative H.F.; la détection est donc linéaire. Le même résultat s'obtient par la simple considération suivante.

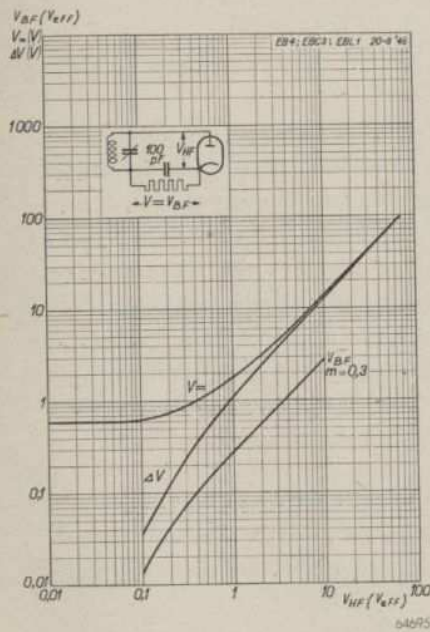


Fig. 227. Tension continue  $V =$  et accroissement de la tension continue  $\Delta V$  aux bornes de la résistance de charge  $R (= 0,5 \text{ M}\Omega)$  d'une diode à chauffage indirect, en fonction de la tension alternative H.F. non modulée  $V_{HF}$ . En outre, la tension alternative basse fréquence  $V_{BF}$  en fonction de la tension H.F. modulée jusqu'à 30%.

Par suite du signal intense, sous l'effet de la charge du condensateur, la diode acquiert une tension de polarisation négative telle qu'elle n'est presque pas conductrice pendant la plus grande partie de la période. Si la résistance de fuite est si grande que la charge évacuée pendant cette période pratiquement sans courant est négligeable, le condensateur de la diode est chargé jusqu'à l'amplitude de la tension alternative.

§ 4. Courbe de détection pratique

Pour un signal H.F., dont l'intensité est comprise entre deux limites, 0,03 V et 1 V, cas qui est fréquent en pratique, il faudrait utiliser l'équation (V B 11) établie au paragraphe B 2. Comme la détermination de  $B_0$  nécessite alors, dans chaque cas particulier, l'utilisation d'un tableau, il est plus pratique de publier une courbe adaptée aux conditions normales et

qui donne en premier lieu  $V =$  et  $\Delta V$  en fonction de  $V_{HF}$  (fig. 227). Pour le tracé de cette courbe, on utilise une résistance de  $0,5 \text{ M}\Omega$ , valeur fréquemment utilisée. Comme les tubes à chauffage indirect considérés ont une cathode du même type, donc approximativement la même tension thermique  $V_T$ , les courbes de la fig. 227 sont valables pour de nombreuses diodes, telles que, par exemple, les types AB 1, EB 4, EBC 3, UBL 21, EBC 41, etc.

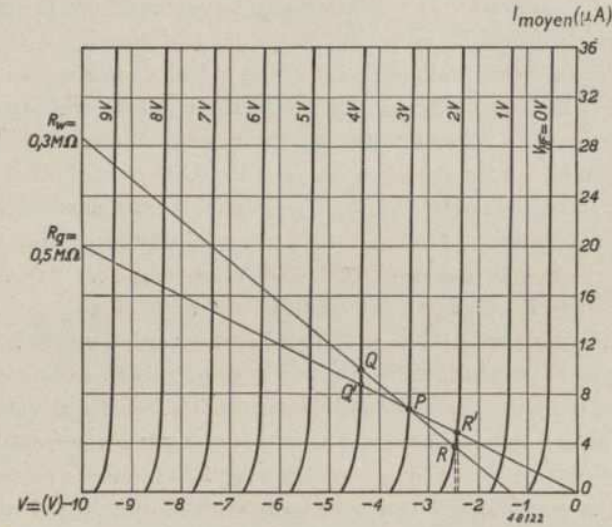


Fig. 228. Intensité moyenne  $I_{moyen}$  du courant dans la diode en fonction de la tension continue négative  $V =$ , pour diverses valeurs de la tension alternative haute fréquence  $V_{HF}$ .

Pour déterminer la tension B.F. que l'on peut obtenir avec le montage représenté fig. 227, lorsque l'onde porteuse est modulée, on peut utiliser la courbe de  $\Delta V$ . En effet, on peut alors laisser varier  $V_{HF}$  entre les limites données par le taux de modulation et déterminer la variation  $\Delta V$  correspondante. Comme, en général, on a admis un taux de modulation de 30% pour les calculs et les mesures d'un récepteur, la fig. 227 donne, en général, la tension B.F. en fonction de l'onde porteuse  $V_{HF}$  pour  $m = 0,3$ . En fait, il n'est pas exact d'utiliser ces dernières courbes. En effet, dans la plupart des schémas, la résistance de fuite de grille du tube shunte, par l'intermédiaire d'un condensateur, la résistance de la diode. Pour une tension alternative B.F., la charge du montage diode n'est donc plus égale à celle obtenue en tension continue, c'est-à-dire que  $R_w \neq R_g$ . Les caractéristiques de la fig. 226 permettent de déterminer la grandeur de la tension alternative B.F. Dans ce cas, la tension alternative B.F. est légèrement inférieure à la valeur que donnerait la courbe de la figure 227 et varie avec la valeur de  $R_w$ .



La grandeur de cette différence peut se déterminer à l'aide du faisceau de courbes de la fig. 226, représenté, à échelle plus grande, dans la fig. 228. La grandeur de la tension  $V_{\text{--}}$  obtenue, pour une onde porteuse déterminée (de 3 V par exemple) aux bornes d'une résistance  $R_g = 0,5 \text{ M}\Omega$ , est donnée, comme nous l'avons déjà mentionné, par le point d'intersection de la droite de charge  $R_g$  et de la courbe pour  $V_{HF} = 3 \text{ V}$ . Lorsque, par suite de la modulation,  $I_{\text{moyen}}$  varie, la variation correspondante de  $V_{\text{--}}$  n'est plus déterminée par la droite  $R_g = 0,5 \text{ M}\Omega$ , mais par la droite  $R_w = 0,3 \text{ M}\Omega$  ( $R_w$  résulte du montage en parallèle de  $R_g = 0,5 \text{ M}\Omega$  et de la résistance de fuite suivante de  $0,7 \text{ M}\Omega$  par exemple.) La droite  $R_w$  est donc tracée par le point de fonctionnement au repos de manière qu'un accroissement de  $I_{\text{moyen}}$  de  $1 \mu\text{A}$  corresponde à un accroissement  $\Delta V$  de  $0,3 \text{ V}$ .

Lorsque, par suite de la modulation,  $V_{HF}$  varie, les variations de  $V_{\text{--}}$  et de  $I_{\text{moyen}}$  sont déterminées tant par les caractéristiques correspondant au  $V_{HF}$  considéré que par la nouvelle droite de charge  $R_w$ ; ces variations sont donc données par les points d'intersection des deux lignes.

Pour une onde porteuse  $V_{HF} = 3 \text{ V}$ , le réglage correspondant de  $V_{\text{--}}$  est donc donné par le point d'intersection de la droite  $R_g$  et de la courbe pour 3 V. Lorsque, avec un taux de modulation de 33,3 %,  $V_{HF}$  varie entre 2 et 4 V, les valeurs extrêmes de  $V_{\text{--}}$  sont données par les points d'intersection de  $R_w$  avec les courbes considérées. La fig. 228 montre que, par suite de l'inclinaison assez forte des courbes, pour autant que  $R_w$  ne diffère pas trop de  $R_g$ , cette variation est extrêmement faible; aussi, en général, l'erreur est-elle négligeable.

§ 5. Influence de la résistance et du condensateur sur la détection diode

Aux paragraphes B 3 et B 4, le résultat final n'est influencé ni par la résistance  $R$ , ni par le condensateur  $C$  de la fig. 224. Ceci résulte de l'idéalisation des circonstances. En pratique, ces grandeurs exercent souvent une influence.

L'influence de  $R$  se remarque lorsque cette valeur est assez faible. Dans ce cas, les valeurs instantanées de  $i$  ne satisfont plus toujours à la caractéristique exponentielle donnée par l'équation (V B 1) (voir fig. 225), mais sont plus ou moins données par une caractéristique affectant la forme:

$$i = \frac{v_a}{R_i} \dots \dots \dots \text{(V B 17)}$$

Dans ce cas, le tronçon exponentiel considéré de la courbe, situé à gauche de l'axe vertical, ne joue plus un rôle aussi important; le courant, donné approximativement par l'équation (V B 17), obtenu dans le cas de tensions

positives sur la diode fournit la plus grosse contribution. (Le fait qu'il se produit des tensions positives peut aussi se déduire de la fig. 228). Le redressement dans de telles conditions se présente aussi dans les redresseurs d'alimentation et dans les montages oscillateurs (voir chapitre II). Aussi suffira-t-il ici d'attirer l'attention sur le fait que, dans ces cas aussi, la tension redressée est proportion-

nelle à la tension alternative, mais inférieure à l'amplitude  $V_{HF}$ ; il existe maintenant une certaine relation entre le rapport  $\Delta V/V_{HF}$  et le rapport  $R_g/R_i$ . A mesure que ce dernier rapport diminue  $\Delta V$  est plus petit par rapport à  $V_{HF}$ . Cette relation est illustrée plus

exactement par la partie de droite de la fig. 229 qui donne quelques rapports  $\Delta V/V_{HF}$  pour diverses valeurs du paramètre  $R_g/R_i$ . Cette influence de  $R_g$  sur la détection peut acquérir une certaine importance dans le cas de diodes-batterie à chauffage direct, dans lesquelles l'écart de la caractéristique exponentielle se produit plus rapidement que dans le cas de diodes à chauffage indirect.

Aux paragraphes B 3 et B 4, l'influence du condensateur  $C$  est passé à l'arrière-plan, parce que nous avons supposé qu'aux bornes de la combinaison  $RC$  il se produit uniquement une tension continue  $\Delta V$ , donc que  $C$  est si grand que le courant pulsatoire  $i$  n'y provoque pas de tension d'ondulation H.F.

Cependant, dans certains cas, par exemple pour le redressement de la tension C.A.V.,  $C$  est, pour certaines raisons, choisi assez petit.

La tension d'ondulation, qui cette fois n'est plus négligeable, obtenue aux bornes de  $C$ , devrait s'exprimer par un troisième terme dans l'exposant de  $\varepsilon$  dans l'équation (V B 2), terme qui devrait même comporter  $i$ .

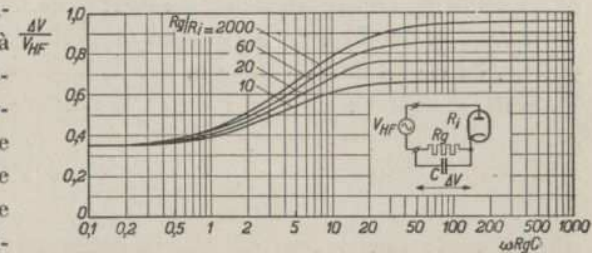


Fig. 229.  $\Delta V/V_{HF}$  en fonction de  $\omega R_g C$  pour diverses valeurs de  $R_g/R_i$ ; dans le montage comportant la résistance de charge en série avec la diode.

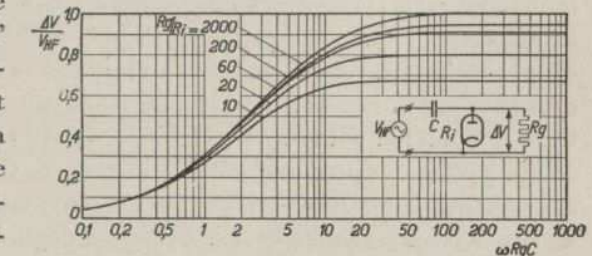


Fig. 230.  $\Delta V/V_{HF}$  en fonction de  $\omega R_g C$  pour diverses valeurs de  $R_g/R_i$ , dans le montage comportant la résistance de charge en parallèle avec la diode.

Le calcul de la tension continue  $V_{\text{cc}}$  devient cependant si compliqué qu'il est préférable de s'en tenir à des valeurs relevées. Si  $C$  est faible, il augmente l'impédance du circuit redresseur, de sorte que l'intensité moyenne  $I_{\text{moyen}}$  du courant et la tension  $V_{\text{cc}}$  diminuent. L'impédance  $1/\omega C$  doit cependant être considérée dans son rapport à  $R_g$ , de sorte que finalement, le montant  $R_g \omega C$  est déterminant pour la baisse de tension (voir chapitre VIII). Ce fait se confirme expérimentalement. On peut donc tracer pour diverses valeurs de  $R_g/R_i$ , en fonction de  $R_g \omega C$ , les rapports de la tension continue à la tension de signal donnée dans la fig. 229.

Pour de petites valeurs de  $C$  ou de  $\omega$ , toutes ces courbes tendent vers le montant  $1/\pi$ . En effet,  $\frac{V_{HF}}{\pi}$  est la tension moyenne aux bornes de  $R_g$  sans

condensateur dans le cas où  $R_i$  est petit par rapport à  $R_g$ . Les courbes tracées prouvent que, dans des circonstances normales, l'effet sera à peine perceptible. Lorsqu'on considère par exemple un montage détecteur dans lequel  $R_g = 0,5 \text{ M}\Omega$  et  $C = 100 \text{ pF}$ , à la fréquence de  $125 \text{ kc/s}$ , donc pour  $\omega = 10^6$ ,  $\omega CR_g = 50$ .

Cependant, dans le cas de la diode du C.A.V., la valeur de  $C$  peut être 10 fois plus petite, donc  $\omega CR_g = 5$ . Ici, on perçoit déjà une notable diminution de la tension continue. Si l'on utilise le montage représenté fig. 219b, il se peut que, pour de très petites valeurs de  $C$ , il ne produise plus de redressement. Dans ce cas, on a relevé le faisceau de courbes représentées fig. 230. Si la tension à redresser est modulée, il peut encore se produire un effet indésirable, précisément par suite d'une trop grande valeur de  $C$ . Il en est ainsi lorsque l'enveloppe de l'onde porteuse comporte des parties à chute très brusque et que la tension redressée aux bornes de  $C$  ne peut pas s'écouler, par la résistance de charge  $R$ , aussi rapidement que l'onde porteuse diminue; la tension redressée retarde alors par rapport à l'enveloppe, ce qui peut provoquer une notable distorsion. Cette distorsion se produit donc lorsque le temps de relaxation  $RC$  est grand par rapport à la période de l'oscillation modulatrice. La distorsion dépend donc de la fréquence de modulation et les fréquences élevées sont les plus altérées.

Ce phénomène peut d'ailleurs aussi être considéré comme un cas dans lequel l'impédance de charge basse fréquence du redresseur est plus petite que la charge en courant continu. La charge en courant alternatif basse fréquence, constituée par le montage en parallèle de  $R$  et de  $C$ , est alors complexe. Le paragraphe B 11 traite le cas dans lequel les deux charges sont différentes, mais réelles. Ce cas se prête mieux à une résolution plus précise. Les considérations émises au paragraphe 11 peuvent aussi servir à donner une

idée plus nette du cas où  $C$  a une valeur trop grande. On en arrive alors à la conclusion que la distorsion en cause dépend du rapport  $1/pC$  ( $p =$  pulsation de la modulation) à  $R$ , ou, ce qui revient au même, du rapport  $CR$  à  $1/p$ . Nous sommes arrivés à la même conclusion ci-dessus.

Dans les cas pratiques, on rencontre les valeurs suivantes:

$$C = 200 \text{ pF}, R = 0,5 \text{ M}\Omega \text{ et } p = 2 \pi \times 5000.$$

$$\text{L'impédance } 1/pC \text{ est alors de: } \frac{10^{12}}{200 \times 30\,000} = 1/6 \text{ M}\Omega.$$

L'impédance de charge B.F. est en effet déjà beaucoup plus faible que la charge ohmique de  $0,5 \text{ M}\Omega$ .

En général, dans ce cas, il ne se produit pas encore de distorsion. Ceci est cependant attribuable au fait que, pour une fréquence de l'ordre de  $5000 \text{ c/s}$ , le taux de modulation est, en général, très faible, de sorte que la vitesse de diminution de l'onde porteuse n'est pas aussi grande que dans le cas d'une modulation de  $100 \%$ . Le fait que le taux de modulation joue un certain rôle dans la genèse de cette distorsion est aussi expliqué, mais d'une autre manière, au paragraphe 11.

Enfin, il se produit encore une diminution de la tension continue lorsque la capacité propre de la diode joue un certain rôle. La diode est alors parcourue, tant dans le montage représenté fig. 219a que dans celui de la fig. 219b, par un courant alternatif additionnel qui provoque dans  $C$  une certaine chute de tension. Si l'impédance de  $C$  est faible par rapport à  $R_g$ , donc que  $\omega CR_g$  est grand par rapport à  $1$ , cette diminution de tension revient à une réduction apparente de la tension alternative d'entrée, de sorte que cette dernière devient:

$$V_{HF}' = V_{HF} \frac{C}{C + C_d} \dots \dots \dots \text{ (V B 18)}$$

Cependant, dans la plupart des cas,  $C_d$  est si petit par rapport à  $C$  que cette réduction est négligeable.

**§ 6. Amortissement exercé par la diode sur le circuit qui la précède**

Dans la fig. 224, nous avons supposé que la diode était branchée directement sur une source de tension. Cependant, en général, la diode est montée en parallèle avec un circuit accordé. Dans ce cas, il importe de connaître l'amortissement du circuit résultant de la détection. Représentons par  $R_{HF}$  (voir fig. 231), cet amortissement, supposé en parallèle avec le circuit. Si on calcule l'amplitude du courant H.F.,  $I_{HF}$  dans

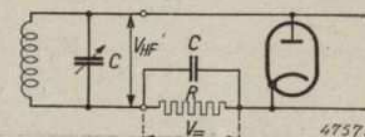


Fig. 231. Montage d'une diode après un circuit d'accord.

la diode, on peut définir la valeur de  $R_{HF}$  à l'aide de l'équation (V B 19):

$$R_{HF} = \frac{V_{HF}}{I_{HF}} \dots \dots \dots (V B 19)$$

$I_{HF}$  est l'amplitude de l'onde porteuse du courant instantané  $i$  dans la diode, donné par l'équation (V B 2). En effet, dans les montages sélectifs usuels, seul l'amortissement par l'onde porteuse est importante.

D'après le développement en série de Fourier:

$$I_{HF} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i \cos \omega t d\omega t \dots \dots \dots (V B 20)$$

On en déduit, à l'aide de l'équation (V B 2):

$$I_{HF} = \frac{A}{\pi} \int_0^{2\pi} \epsilon \frac{V_{HF}}{V_T} \cos \omega t + \frac{V_{\equiv}}{V_T} \cos \omega t d\omega t,$$

ou:

$$I_{HF} = 2 A \epsilon \frac{V_{\equiv}}{V_T} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \epsilon \frac{V_{HF}}{V_T} \cos \omega t \cos \omega t d\omega t \dots \dots \dots (V B 21)$$

En posant:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \epsilon \frac{V_{HF}}{V_T} \cos \omega t \cos \omega t d\omega t = B_1, \dots \dots \dots (V B 22)$$

l'équation (V B 21)\* devient:

$$I_{HF} = 2 A \epsilon \frac{V_{\equiv}}{V_T} B_1 \dots \dots \dots (V B 23)$$

Dans le cas où  $\frac{V_{HF}}{V_T} < 1$ , on a, par approximation:

$$B_1 = \frac{1}{2} \frac{V_{HF}}{V_T} \left( 1 + \frac{1}{8} \frac{V_{HF}^2}{V_T^2} \right) \dots \dots \dots (V B 24)$$

\*  $B_1$  est une fonction de Bessel du premier ordre qui, tout comme  $B_0$ , se trouve dans des tables.

Dans le cas où  $\frac{V_{HF}}{V_T} \gg 1$ , on a:

$$B_1 = B_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi \frac{V_{HF}}{V_T}}} e^{-\frac{V_{HF}}{V_T}} \dots \dots \dots (V B 25)$$

L'équation (V B 4) permet d'écrire l'équation (V B 23) sous la forme suivante:

$$I_{HF} = 2 I_{moyen} X \dots \dots \dots (V B 26)$$

expression dans laquelle:

$$X = \frac{B_1}{B_0} \dots \dots \dots (V B 27)$$

Le tableau ci-dessous donne la valeur de  $X$  pour diverses valeurs de  $V_{HF}/V_T$ .

$\frac{V_{HF}}{V_T}$	$X$	$\frac{V_{HF}}{V_T}$	$X$	$\frac{V_{HF}}{V_T}$	$X$
0	0	1,4	0,57	6	0,91
0,1	0,05	2	0,7	7	0,92
0,2	0,1	2,5	0,76	8	0,93
0,3	0,15	3	0,81	9	0,94
0,5	0,24	3,5	0,84	10	0,94
0,7	0,33	4	0,86	11	0,95
1,0	0,45	5	0,89		

Des équations (V B 5) et (V B 24), pour  $V_{HF}/V_T < 1$ , on déduit, par approximation (voir aussi tableau):

$$X = \frac{1}{2} \frac{V_{HF}}{V_T} \dots \dots \dots (V B 28)$$

et des équations (V B 6) et (V B 25), pour  $V_{HF}/V_T \gg 1$ :

$$X = 1 \dots \dots \dots (V B 29)$$

D'après les équations (V B 19) et (V B 26), la charge que constitue la diode pour le circuit précédent devient donc:

$$R_{HF} = \frac{V_{HF}}{I_{HF}} = \frac{V_{HF}}{2 I_{moyen} X} \dots \dots \dots (V B 30)$$

Comme  $I_{moyen} = \frac{V_{\underline{=}}}{R}$ ,

$$R_{HF} = \frac{1}{2} R \frac{V_{HF}}{V_{\underline{=}}} \frac{1}{X} \dots \dots \dots (V B 31)$$

Le rapport  $V_{HF}/V_{\underline{=}}$  dépend non seulement du signal  $V_{HF}$ , mais aussi de la tension thermique  $V_T$ . Cette dernière n'est connue que très rarement; la tension continue obtenue, en l'absence d'un signal aux bornes de  $R$ , peut faire office d'étalon.

La fig. 232 donne  $R_{HF}$  mesuré en fonction de  $V_{HF}$  pour trois valeurs de la tension continue de repos  $V_R$ .

**§ 7. Amortissement provoqué par la diode dans le cas d'un signal H.F. de faible intensité**

Bien que la fig. 232 donne une image de l'amortissement provoqué par la diode dans pratiquement tous les cas où la résistance de fuite a une valeur de 0,5 MΩ, il est cependant intéressant d'étudier de près la formule générale

(V B 31) pour deux cas extrêmes. En effet, on obtient des résultats assez simples que l'on peut utiliser dans de nombreux cas comme formule empirique pour une résistance de charge  $R$  quelconque.

Considérons d'abord le cas où  $V_{HF}$  est inférieur à 0,1 V. La substitution de la valeur de  $X$  tirée de l'équation V B 28 dans l'équation 30, donne :

$$R_{HF} = \frac{V_T}{I_{moyen}} \dots \dots (V B 32)$$

Si  $V_T$  est connu, l'amortissement peut donc se déterminer par une mesure en courant continu. De plus, dans ce cas, la valeur de  $I_{moyen}$  est pratiquement égale au courant continu  $I_r$  qui se manifeste en l'absence de signal; la superposition du courant alternatif assez faible sur  $I_r$  affectera, en effet, très peu la valeur moyenne.

On pourrait donc écrire aussi :

$$R_{HF} = \frac{V_T}{I_r}$$

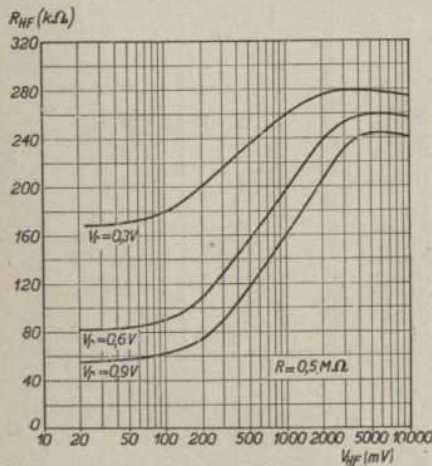


Fig. 232. Résistance d'amortissement du montage diode à diode à chauffage indirect,  $R_{HF}$  en fonction de la tension d'onde porteuse d'amplitude  $V_{HF}$  pour trois valeurs de la tension continue de repos  $V_R$  dans le cas d'une résistance de charge de 0,5 MΩ.

**§ 8. Amortissement provoqué par la diode dans le cas d'un signal H.F. de forte intensité 401**

expression qui permet de conclure que la résistance H.F. est égale à la résistance différentielle  $\partial v_a / \partial i$  de la diode correspondant au courant  $I_r$ . En différentiant l'équation V B 1, on obtient en effet :

$$\frac{\partial v_a}{\partial i} = \frac{1}{V_T} A z \frac{v_a}{V_T} = \frac{i}{V_T} \dots \dots \dots (V B 33)$$

Ce résultat s'explique d'ailleurs très facilement. Pour ces très faibles signaux, la détection est encore peu effective, de sorte que la tension continue obtenue aux bornes de la résistance  $R$  est petite par rapport à  $V_{HF}$ . Aussi la puissance dissipée dans  $R$  est-elle très faible. Ceci se ramène donc au fait que presque toute la puissance fournie par le circuit est absorbée par la diode qui peut donc être considérée comme une résistance montée en parallèle avec le circuit. La valeur de cette résistance pour le courant alternatif superposé est en effet la résistance différentielle.

Enfin, nous donnerons encore un exemple numérique : de nombreuses diodes usuelles à tension thermique d'environ 0,1 V se règlent avec une résistance de charge de 0,5 MΩ à un courant de repos de 1 μA (ce qui correspond à  $V_{\underline{=}} = 0,5 V$ ). Il en résulte une résistance différentielle de 100 kΩ. Pour des signaux inférieurs à 100 mV, ce résultat coïncide avec ceux de la fig. 232.

**§ 8. Amortissement provoqué par la diode dans le cas d'un signal H.F. de forte intensité**

Pour le cas où  $V_{HF} > 1 V$  (ce qui correspond à  $V_{HF}/V_T > 10$ ), le tableau donne pour  $X$  des valeurs qui tendent vers 1. Dans ce cas :

$$R_{HF} = \frac{1}{2} R \frac{V_{HF}}{V_{\underline{=}}} \dots \dots \dots (V B 34)$$

Pour des signaux très intenses, par exemple  $V_{HF} = 10 V$ , le rapport  $V_{HF}/V_{\underline{=}}$  tend aussi vers 1, de sorte que, dans ce cas :

$$R_{HF} = \frac{1}{2} R \dots \dots \dots (V B 35)$$

La fig. 232 montre que, pour des signaux supérieurs à 2 V, la résistance H.F. est effectivement de l'ordre de 250 kΩ, c'est-à-dire qu'elle est égale à  $\frac{1}{2} R$ . Contrairement au résultat obtenu par le calcul, on mesure, pour une gamme déterminée de signaux, des résistances d'amortissement supérieures à  $\frac{1}{2} R$ . Ceci prouve que ce calcul n'est qu'approximatif. Dans le cas de signaux intenses, l'intensité instantanée du courant de la diode peut dépasser 100 μA, de sorte que l'équation V B 1 dont on est parti n'est en réalité plus applicable. La preuve simple suivante prouve cependant que, pour des signaux de grande intensité, quelle que soit la forme de la caractéristique de la

diode, l'amortissement se rapproche toujours des valeurs données par l'équation V B 35. Si la résistance de substitution du montage diode est  $R_{HF}$ , le signal d'amplitude  $V_{HF}$  cède à cette résistance une puissance:

$$W_d = \frac{V_{HF}^2}{2 R_{HF}} \dots \dots \dots (V B 36)$$

Cette puissance se dissipe partiellement dans la résistance  $R$  et partiellement dans la diode. La puissance dissipée dans la résistance aux bornes de laquelle se relève une tension continue pratiquement égale à  $V_{HF}$  est:

$$W_R = \frac{V_{HF}^2}{R} \dots \dots \dots (V B 37)$$

La puissance dissipée dans la diode est très petite, car pendant le passage de courant la tension sur la diode est pratiquement nulle. En effet, la tension  $V_{HF}$  se retrouve presque entièrement aux bornes de  $R$ . On ne commet donc pas d'erreur grossière en posant l'égalité des deux puissances, donc:

$$\frac{V_{HF}^2}{2 R_{HF}} = \frac{V_{HF}^2}{R},$$

ou:

$$R_{HF} = \frac{1}{2} R \dots \dots \dots (V B 35)$$

Cette valeur de l'amortissement provoqué par la diode est valable dans le cas où la résistance de fuite shunte le condensateur. Par contre, si la résistance  $R$  shunte la diode, le circuit d'accord fournit, outre la puissance  $W_d$  au montage diode, une puissance en courant alternatif à la résistance  $R$ . Le schéma équivalent alors obtenu, est représenté fig. 233. La résistance

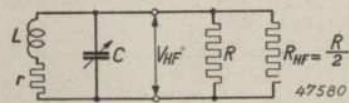


Fig. 233. Schéma équivalent du montage à diode dont la résistance de charge est montée en parallèle, pour expliquer l'amortissement H.F. provoqué par le montage diode.

d'amortissement totale est alors:

$$R_{HF} = \frac{1}{3} R \dots \dots \dots (V A 1)$$

§ 9. Exemple pratique de l'influence de l'amortissement de la diode sur l'amplification

Comme le raisonnement tenu dans les paragraphes précédents a donné des résultats simples, nous les utiliserons pour des estimations provisoires. Les mesures de contrôle fourniront alors des résultats différant de ceux obtenus par le calcul. Il est utile de déterminer l'ordre de grandeur de ces différences.

L'amortissement de la diode affecte l'amplification et la sélectivité de l'étage amplificateur qui la précède immédiatement. A titre d'exemple partons d'un étage M.F. normalement utilisé (voir fig. 234). Les bobines du dernier transformateur M.F. ont un  $r/L$  de 20 000 et comportent une prise aux 7/10 de leur nombre de spires. La capacité d'accord des bobines est de 100 pF. On mesure l'impédance de chaque circuit M.F. sans amortissement externe entre les extré-

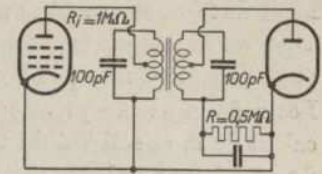


Fig. 234. Schéma de principe du dernier étage M.F. avec la diode détectrice dont il est suivi. Pour réduire l'amortissement, la penthode M.F. et la diode sont connectées à des prises ( $t = 0,7$ ) des bobines.

mités du circuit:  $Z = \frac{L}{rC}$ . La résistance interne du tube H.F. précédent est supposée égale à 1 MΩ.

Pour un signal M.F. intense (de 10 volts par exemple), on peut compter que l'amortissement  $V_{HF} = 0,5 R = 0,25 M\Omega$ ; cependant  $R_{HF}$  étant raccordé à une prise à 7/10, l'amortissement du circuit total est de 0,5 MΩ environ. L'impédance du circuit secondaire est de 0,5 MΩ shunté par 0,5 MΩ soit 0,25 MΩ. L'impédance moyenne qui détermine l'amplification, serait donc, pour un signal intense:

$$Z = \sqrt{Z_1 Z_2} = 317 \text{ k}\Omega.$$

Dans le cas d'un signal beaucoup plus faible, 200 mV par exemple, on trouve pour la diode moyenne à chauffage indirect, à  $V_r$  de 0,6 V un amortissement de 110 kΩ (voir fig. 232). L'impédance du circuit secondaire est de 153 kΩ (500 kΩ shunté par 220 kΩ), de sorte que l'impédance totale du filtre de bande devient:

$$Z = \sqrt{Z_1 Z_2} = 248 \text{ k}\Omega.$$

Si l'on compare ce montant au précédent, on constate que l'on commet une erreur d'environ 25 % en se servant non pas de la formule exacte de l'amortissement, mais de la valeur approximative de 0,5  $R$ .

Mais, même dans le cas où l'amortissement se calcule de la manière exacte, il est possible que la mesure s'effectue non pas sur une diode moyenne, mais sur une diode à  $V_r$  de 0,3 ou de 0,9 V. Dans ce cas, l'amortissement réel est respectivement de 200 et de 75 kΩ, de sorte que les impédances deviennent:

$$V_r = 0,3 \text{ V}; Z_2 = 222 \text{ k}\Omega \text{ et } Z = 298 \text{ k}\Omega$$

$$V_r = 0,9 \text{ V}; Z_2 = 115 \text{ k}\Omega \text{ et } Z = 214 \text{ k}\Omega$$

Les mesures peuvent donc donner des résultats qui s'écartent respective-

ment de 20 % et de 14 % de l'amplification M.F. calculée. Dans le cas envisagé, on aurait pu trouver des différences plus grandes encore si la diode était raccordée non pas à une prise, mais au circuit total.

Les mêmes causes provoquent évidemment aussi des différences dans le calcul de la sélectivité du transformateur M.F.; elles sont du même ordre de grandeur que les montants trouvés ci-dessus pour les impédances.

L'amplification M.F. dépend non seulement de l'impédance du filtre de bande M.F., mais aussi du couplage relatif entre les deux circuits. La tension du côté secondaire du filtre de bande est en effet :

$$V_2 = I_a \frac{K Q}{1 + K^2 Q^2} Z \dots \dots \dots (I B 16)$$

Dans cette expression,  $Z$  est l'impédance moyenne déjà calculé et  $K Q$  le couplage relatif. La fig. 13 donne les variations de l'expression  $\frac{1 + K^2 Q^2}{K Q}$

en fonction de  $K Q$ . Pour  $K Q = 1$  (couplage critique), l'amplification est maximum et varie relativement peu avec  $Q$ . Cependant, pour améliorer la sélectivité,  $Q$  est souvent choisi plus petit que 1 et dans ce cas, l'amortissement exerce aussi par cette voie une influence sur l'amplification.

Le facteur de qualité moyen est :

$$Q = \sqrt{Q_1 Q_2} = \sqrt{\frac{\omega L_1}{r_1} \frac{\omega L_2}{r_2}}$$

Pour le  $Q$  de chaque circuit séparé, on peut écrire :

$$Q_1 = \frac{\omega L_1}{r_1} = \frac{L_1}{r_1 C_1} \times \omega C_1 = Z_1 \omega C_1$$

Il en résulte que  $Q$  moyen est proportionnel à l'impédance moyenne du filtre de bande. Un certain pourcentage d'écart de l'impédance moyenne provoque donc un même pourcentage d'écart du couplage relatif.

Revenons une fois de plus au cas où l'amortissement provoqué par la diode est fixé à  $\frac{1}{2} R$  et où le transformateur M.F. est réalisé de manière que, pour cet amortissement, le couplage soit critique. Ce résultat peut s'obtenir lorsque le transformateur M.F. est réglé par exemple à l'aide d'un modulateur de fréquence et que le signal de mesure est suffisamment intense. Or, il s'avère que l'impédance moyenne  $Z$  diminue de 25 % environ lorsqu'on ramène le signal à 200 mV. Le couplage relatif diminue alors aussi de 25 %.

La fig. 13 montre que l'amplification provoquée par le facteur  $\frac{K Q}{1 + K^2 Q^2}$

diminue de 6 % environ, indépendamment de la diminution provoquée par l'impédance plus faible  $Z$ . Cette diminution devient plus grande encore lorsque, dans le cas d'un signal intense, le couplage relatif est de 0,5 par exemple. Dans ce cas, une même variation de 25 % du couplage provoque une diminution d'environ 20 % de l'amplification. Les tolérances admises pour les diverses diodes, ou les différences entre les diodes-batteries et les diodes pour courant alternatif peuvent provoquer des écarts de ce genre. Si initialement le couplage était supercritique, lorsque l'amortissement augmente, le facteur donné par la fig. 13 augmente aussi. Ceci compense partiellement la diminution d'amplification résultant de la plus petite valeur de l'impédance moyenne.

§ 10. Diode à chauffage direct

Les calculs précédents sont basés sur l'équation du courant dit d'amorçage :

$$i = A \varepsilon \frac{v_a}{V_T} \dots \dots \dots (V B 1)$$

Nous avons déjà attiré l'attention (paragraphe B 1 et B 5) sur le fait que cette équation n'est valable que pour des courants dont l'intensité est inférieure à une limite déterminée. Au-delà de cette limite, la courbe  $v_a$ , en passant par une zone de transition, vers la zone de tension de grille positive, dans laquelle, par suite de l'influence croissante de la charge spatiale, on a :

$$i = k v_a^{3/2}$$

Dans certains cas, la zone de transition précitée, éventuellement prolongée jusque dans la zone de charge spatiale, joue un rôle plus important que la zone d'amorçage. C'était le cas par exemple au paragraphe B 5. Un autre exemple est donné par la plupart des diodes à chauffage direct. Dans ces tubes, la zone de transition débute déjà à des intensités de

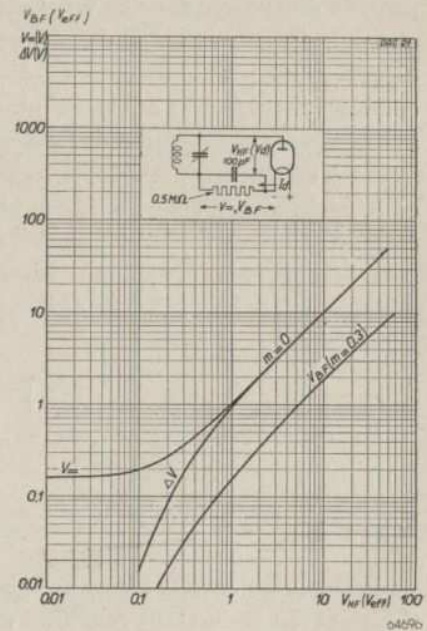


Fig. 235. Tension continue  $V_{=}$  et accroissement de la tension continue  $\Delta V$  aux bornes de la résistance de charge  $R (= 0,5 M\Omega)$  d'une diode-batterie à chauffage direct en fonction de la tension alternative H.F. non modulée  $V_{HF}$  ainsi que la tension alternative basse fréquence  $V_{BF}$  en fonction de la tension H.F. modulée jusqu'à 30%.

courant assez faibles par le fait qu'au tour de la cathode très mince, la charge spatiale exerce plus rapidement son influence que dans les cathodes à chauffage indirect plus épaisses. Il en résulte une détection moins efficace. Pour des signaux d'une certaine intensité, on parcourt rapidement une partie de la caractéristique de la diode qui se représente au mieux par l'équation déjà donnée :

$$i = \frac{v_a}{R_i} \dots \dots \dots (V B 17)$$

En partant de cette caractéristique, on peut calculer  $\Delta V$  en fonction de  $V_{HF}$  (voir II B § 9); on trouve alors entre ces deux grandeurs un rapport, indépendant de  $R_i/R$ , qui, dans les conditions envisagées, est inférieur à la valeur  $\sqrt{2}$  trouvée pour la détection de crête calculée à l'aide du courant d'amorçage. Pour les tubes-batteries, la courbe publiée (fig. 235) donne un rapport  $\Delta V/V_{HF} = 1$ . Dans la zone où la formule V B 1 pour le courant d'amorçage est valable pour les diodes-batteries, il peut se produire des différences entre la diode-batterie et la diode pour courant alternatif par suite de différences dans les constantes A et  $V_T$ . La grandeur A dépend du courant de saturation et du potentiel de contact; par suite de ces deux causes, A est plus petit dans les diodes-batteries que dans les diodes pour courant alternatif. La valeur plus faible de A se traduit pratiquement par une plus faible tension de polarisation en l'absence de signal et est aussi la cause que, même pour des signaux faibles, la détection est moins efficace et la résistance d'amortissement plus grande. La tension thermique  $V_T$  est pratiquement la même pour les deux types de diode. Aussi les cathodes sont-elles portées approximativement à la même température. L'égalité de  $V_T$  se constate immédiatement lorsqu'on trace la caractéristique de courant

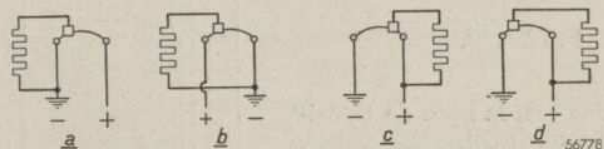


Fig. 236. Quatre possibilités de connexion du filament d'une diode-batterie à chauffage direct, eu égard à la détection optimum le montage a est le plus favorable.

de la diode à l'échelle logarithmique. La partie d'amorçage doit alors être droite et son inclinaison constitue une mesure de  $V_T$ . On trouve en effet, pour les deux types de diode, la même inclinaison de la partie droite. Une différence éventuelle pourrait être provoquée par la chute de tension dans la cathode à chauffage direct. Dans les diodes modernes, cette différence est pratiquement nulle; l'anode n'entoure qu'une partie assez petite

du filament, de sorte que la chute de tension dans ce filament n'exerce guère d'influence. Cependant, l'alimentation du filament en courant continu permet quelques possibilités de montage (fig. 236a à 236d) qui valent la peine d'être étudiées. Le montage normal (et recommandé) est celui représenté fig. 236a. Il assure la plus grande tension B.F. et permet de disposer une seconde diode pour le système de C.A.V. à l'autre extrémité du filament. Cette diode a alors automatiquement une tension de retardement égale à la chute de tension dans le filament.

Dans la fig. 236b, la mauvaise extrémité du filament est reliée à la terre et au pôle négatif, de sorte que la diode a une tension de polarisation négative égale à la tension de chauffage. Ce montage ne présente pas le moindre avantage et donne une plus faible tension B.F.

Dans la fig. 236c, la diode a une faible tension de polarisation positive égale à la chute de tension dans le filament entre l'anode et le pincement du filament. Comme on travaille dans une partie plus incurvée de la caractéristique de la diode, la détection de signaux faibles est plus efficace. Cependant, par suite de l'accroissement du courant de la diode, l'amortissement augmente, de sorte que finalement le résultat est moins bon que celui donné par le montage représenté fig. 236a. Les considérations émises pour le montage de la fig. 236c s'appliquent aussi à celui de la fig. 236d, avec cette différence cependant, que, dans ce dernier, l'accroissement d'amortissement est encore plus grand.

Pour les quatre montages examinés, on a mesuré, dans un récepteur normal, la tension B.F. correspondant au même signal M.F. Ces mesures ont donné les résultats suivants :

- a) 34,5 mV B.F.
- b) 19,0 mV B.F.
- c) 21,5 mV B.F.
- d) 15,0 mV B.F.

Pour permettre la comparaison avec les diodes pour courant alternatif, les fig. 235 et 237 donnent, pour les diodes-batteries à chauffage direct, les courbes correspondant à celles représentées aux fig. 227 et 232.

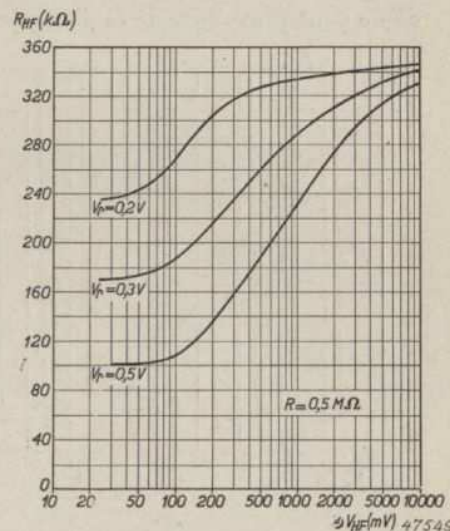


Fig. 237. Résistance d'amortissement du montage diode à diode-batterie à chauffage direct  $R_{HF}$  en fonction de la tension d'onde porteuse d'amplitude  $V_{HF}$  pour trois valeurs de la tension continue de repos  $V_r$ , et pour une résistance de charge de 0,5 MΩ.

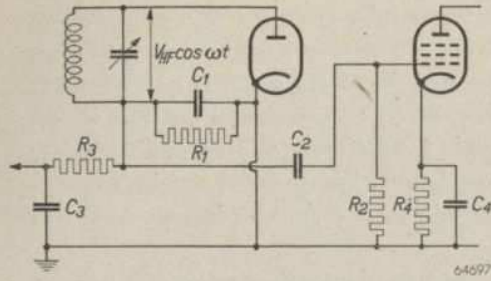


Fig. 238. Montage diode et étage B.F. qui le suit. Par suite de son shuntage par la résistance de fuite  $R_2$ , (et éventuellement la résistance de filtrage  $R_3$ ) la charge en courant alternatif  $R_{ie}$  de la diode diminue, et pour les grands taux de modulation, il peut se produire de la distorsion.

de la résistance de fuite  $R_2$  du tube suivant et de  $R_g (= R_1)$ , et éventuellement aussi par la résistance de filtrage  $R_3$  du régulateur automatique du volume (voir fig. 238). Enfin, au paragraphe B 5, nous avons déjà mentionné que le condensateur de filtrage fait partie de la charge basse fréquence. La différence entre l'impédance et la résistance ohmique dans le circuit de la diode peut provoquer de la distorsion. Pour nous en rendre compte, consi-

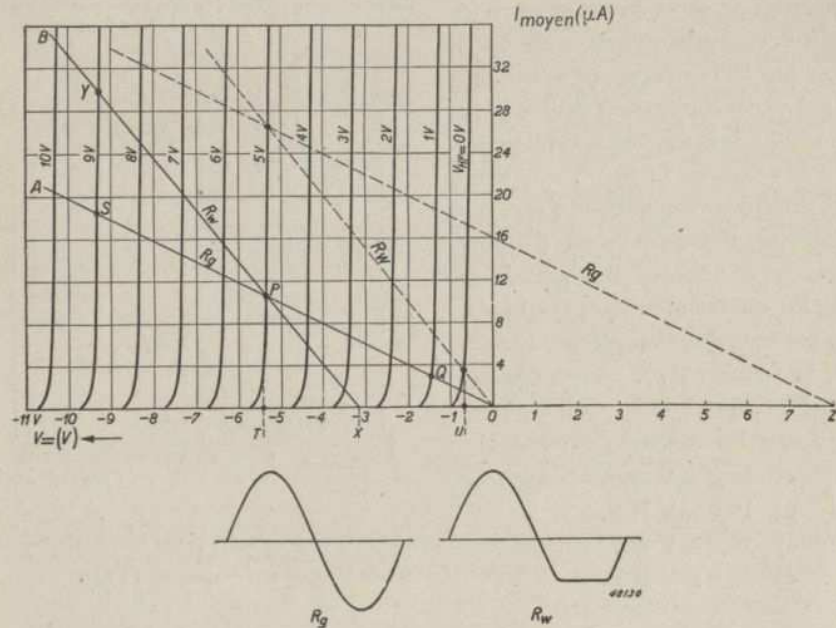


Fig. 239. Intensité moyenne  $I_{moyen}$  du courant diode en fonction de la tension continue  $V =$ , la tension alternative H.F. (amplitude)  $V_{HF}$  servant de paramètre. La droite  $R_g$  représente la résistance de fuite, qui constitue en même temps la résistance ohmique (résistance en courant continu). La droite  $R_{10}$  représente l'impédance (résistance en courant alternatif). Dès que l'amplitude B.F. dépasse PX, il se produit une forte distorsion provoquée par le sectionnement des sommets de la modulation.

dérons la fig. 239 qui correspond à la fig. 228. Si la tension H.F. est de 5 V par exemple, et que nous posons la résistance ohmique  $R_g = 0,5 \text{ M}\Omega$ , le point de fonctionnement se trouve en P. Si la résistance B.F. est uniquement constituée par la résistance de fuite  $R_1 = R_g$ , le point de fonctionnement se déplace sur la droite  $R_g$  entre les points S et Q pour un taux de modulation de 80%. Comme entre ces points, les lignes pour  $V_{HF}$  constant sont équidistantes, la tension alternative obtenue aux bornes de la résistance de fuite dans le cas d'une modulation sinusoïdale, est aussi sinusoïdale. Cependant, si l'impédance n'est pas égale à  $R_g$ , la relation entre  $\Delta V$  et  $I_{moyen}$  doit être représentée par la droite  $R_w$ , qui passe aussi par le point de fonctionnement P (voir aussi paragraphe B 4). Pendant la modulation, le point de fonctionnement balaie la droite  $R_w$ . Pour un taux de modulation déterminé, le point de fonctionnement arrive jusqu'au point X et il va de soi que, pour un plus grand taux de modulation, la distorsion sera notable puisque la crête de la tension B.F. est coupée de ce côté.

Si nous négligeons les courbures de la partie inférieure des caractéristiques, le taux de modulation admissible pour éviter la distorsion précitée est égal à :

$$m_{max} = \frac{(XT)}{(UT)}$$

Pour faciliter l'exposé, introduisons une condition quelque peu plus sévère et posons :

$$m_{max} = \frac{(XT)}{(OT)}$$

On a dès lors, par approximation :

$$(XT) = (PT) R_w \text{ et } (OT) = (PT) R_g;$$

donc :

$$m_{max} = \frac{R_w}{R_g} \dots \dots \dots \text{ (V B 38)}$$

En réalité,  $m_{max}$  est légèrement plus grand, car les caractéristiques ne sont pas parallèles à la coordonnée du courant et le point O ne coïncide pas avec B. Pour des signaux faibles, on peut admettre un taux de modulation notablement plus élevé; il peut même être égal à 1; on s'en rend le mieux compte en traçant la figure à une autre échelle (fig. 240). En effet, pour des signaux faibles, il ne se produira pas de coupure de la crête. Nous voyons cependant que  $PY \neq PX$  et  $PS \neq PQ$  de sorte que, quel que soit le rapport  $R_w/R_g$ ,



il se produit néanmoins de la distorsion; en effet, pour de faibles signaux, la détection est quadratique.

L'équation V B 13 donne, pour de faibles signaux:

$$\Delta V = k V_{HF}^2.$$

Dans le cas d'un signal modulé,  $V_{HF}$  doit être remplacé par  $V_{HF} (1 + m \cos pt)$ , de sorte que:

$$\Delta V = k V_{HF}^2 (1 + m \cos pt)^2,$$

ou:

$$\Delta V = k V_{HF}^2 (1 + \frac{1}{2} m^2 + 2 m \cos pt + \frac{1}{2} m^2 \cos 2 pt). \dots (V B 39)$$

la tension basse fréquence comporte donc, outre la fréquence  $p$ , la fréquence  $2p$ ; la distorsion est donnée par:

$$d_2 = \frac{\frac{1}{2} m^2}{2m} = \frac{1}{4} m \dots \dots \dots (V B 40)$$

c'est-à-dire que, pour un taux de modulation de 80%, le seconde harmonique provoque déjà une distorsion de 20%.

De ce qui précède, nous pouvons conclure que la détection n'est exempte

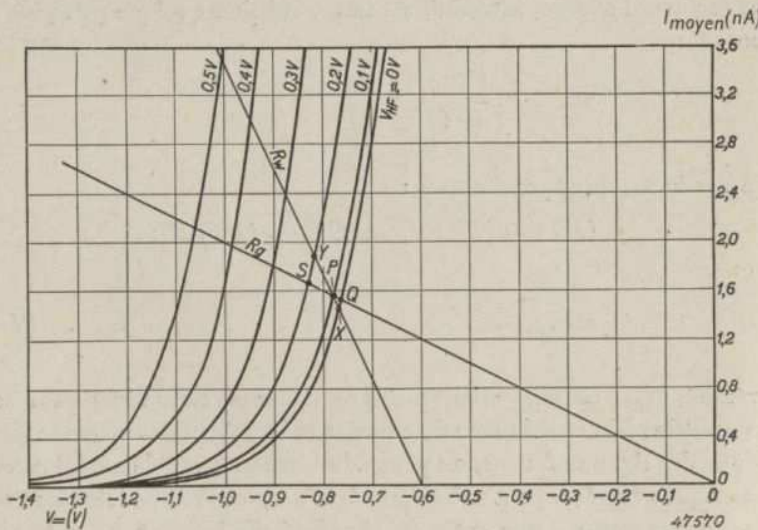


Fig. 240. Intensité moyenne  $I_{moyen}$  du courant diode en fonction de la tension continue  $V=$ , la tension H.F. (faible amplitude)  $V_{HF}$  servant de paramètre. L'intensité du signal est faible, de sorte que la détection est quadratique; cependant, dans le cas d'un grand taux de modulation, les sommets de la modulation ne sont pas sectionnés.

de distorsion que dans le cas où le redressement est linéaire et que l'impédance B.F. de la diode diffère peu de la résistance ohmique  $R_g$ .

Comme le montrent les pointillés dans la fig. 239, dans le cas où  $R_w$  diffère notablement de  $R_g$ , on peut éviter la coupure des sommets de la modulation, en reliant la résistance de fuite non pas à la cathode, mais à un point qui, par rapport à la cathode, se trouve à une tension positive.

Cependant, dans ce cas, la charge du circuit précédent augmente notablement et d'après l'équation V B 30, elle devient:

$$R_{HF} = \frac{1}{2} \frac{V_{HF}}{I_{moyen}} \frac{1}{X}$$

En effet, la tension de polarisation positive provoque une augmentation de  $I_{moyen}$ , de sorte que la valeur de  $R_{HF}$  diminue.

De l'équation V B 38 il résulte que, dans le cas d'une détection linéaire, la résistance de la diode ne doit pas être choisie trop élevée, tandis que la résistance de fuite du tube R.F. suivant doit être aussi grande que possible.

Cette dernière résistance est cependant toujours limitée et, dans le cas d'une tension de polarisation négative de grille automatique, elle est plus grande que dans le cas d'une tension de polarisation négative fixe. Il y a donc avantage à donner au tube B.F. qui suit la diode, une tension de polarisation négative automatique. Cependant, par suite de l'amortissement du circuit précédant la diode, la résistance de la diode ne doit pas être choisie trop faible, de sorte que, dans chaque cas, il faudra se contenter d'un compromis. Si l'on admet que la résistance de la diode est de 0,5 MΩ et que la résistance

de fuite du tube suivant est de 1 MΩ,  $R_w = \frac{0,5 \times 1,0}{0,5 + 1,0}$

$= 0,33/0,5 = 0,66$ . Dans ce cas, le taux de modulation maximum est donc de 66%.

Par contre, si l'on choisit une résistance de fuite de la diode de 0,3 MΩ, le taux de modulation maximum est de 77%, donc plus favorable. Si l'on augmente en outre la résistance de fuite jusqu'à 1,5 MΩ par exemple, le taux de modulation maximum atteint 83%.

En général, ces résultats deviennent plus favorables par le fait que la résistance de charge de la diode fait en même temps office de potentiomètre pour le réglage du volume (fig. 241). On pourrait aussi utiliser à cet effet la résistance de fuite de grille du tube suivant (fig. 242). La première méthode est cependant toujours préférable, ce qui

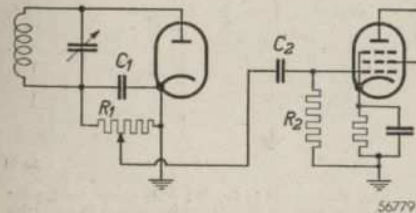


Fig. 241. Montage diode et étage B.F. qui le suit, dans lequel la résistance de charge de la diode fait en même temps office de potentiomètre pour le réglage du volume.

s'explique très facilement de la manière suivante: dans la fig. 241, la résistance de la partie insérée entre le curseur du potentiomètre et la terre, est égale à  $pR_1$ . L'impédance B.F. du circuit détecteur est alors:

$$R_w = (1 - p) R_1 + \frac{pR_1 R_2}{pR_1 + R_2} \dots \dots \dots \text{(V B 41)}$$

La résistance ohmique  $R_g$  est égale à  $R_1$  et le taux de modulation maximum admissible est donc:

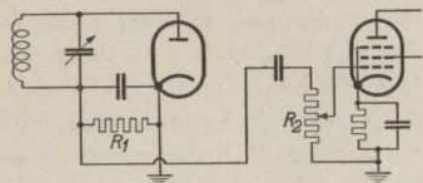
$$\frac{R_w}{R_g} = (1 - p) + \frac{pR_2}{pR_1 + R_2} \dots \dots \dots \text{(V B 42)}$$

Si  $p = 1$  (volume maximum),  $R_w/R_g = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ , tandis que, pour des valeurs de  $p$  inférieures à 1,  $R_w/R_g$  tend rapidement vers 1.

Par contre, dans le montage représenté fig. 242,  $R_w/R_g$  est constamment égal à  $\frac{R_2}{R_1 + R_2}$ , donc indépendant de la position du régulateur du volume.

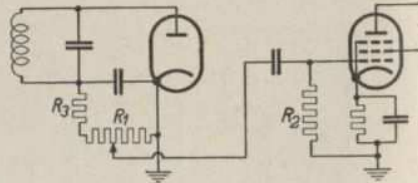
Dans le premier cas, lorsque le volume diminue, le taux de modulation admissible augmente, circonstance qui est précisément favorable, car c'est uniquement dans le cas d'un faible taux de modulation que l'on désire régler à volume maximum.

Pour empêcher que, dans le montage représenté fig. 241, la résistance  $R_1$  soit entièrement insérée et diminue ainsi d'une façon exagérée le taux de modulation admissible, on se sert bien souvent en pratique du montage de la fig. 243. Dans ce cas, une résistance  $R_3$ , de 0,1 MΩ par exemple, reste toujours en circuit. Il va de soi que, dans ce cas, la tension B.F. maximum n'atteint plus la valeur qu'elle aurait en l'absence de la résistance  $R_3$ . Dans le cas d'une résistance  $R_1$  de 0,5 MΩ, la tension B.F. maximum diminue au



56780

Fig. 242. Montage diode et étage B.F. qui le suit, dans lequel la résistance de fuite de l'amplificateur B.F. fait office de potentiomètre pour le réglage du volume. Cette méthode n'est pas aussi avantageuse que celle que représente la fig. 241 en ce qui concerne la rapport  $R_w/R_g$ .



56781

Fig. 243. Montage de la fig. 241 mais comportant, pour améliorer le rapport  $R_w/R_g$ , en série avec le potentiomètre  $R_1$ , une résistance fixe  $R_3$ .

maximum d'environ 16%. La résistance  $R_3$  assume encore deux autres fonctions. Tout d'abord, elle diminue l'influence des capacités de dispersion dans le dernier transformateur M.F. (voir chapitre X), ensuite elle empêche un trop grand amortissement par la diode lorsqu'on branche un phonocapteur sur le régulateur de volume  $R_1$ . Si la diode est montée directement devant le tube de sortie, la résistance qui shunte la résistance de fuite de la diode est beaucoup plus petite, de sorte qu'il est recommandable de réduire la charge de la diode. Vu la préférence actuellement accordée aux grands taux de modulation des émetteurs, il est certainement recommandable de tenir compte de ce fait.

§ 12. Effet alternatif entre le circuit accordé et la charge B.F.

Dans les conditions émises ci-dessus, il n'a pas encore été tenu compte de la résistance de fuite du réglage automatique du volume, résistance qui, par suite de la constante de temps de ce réglage, ne doit pas être choisie trop grande. Si la résistance fait aussi partie du circuit détecteur, on peut facilement calculer la réduction du taux de modulation maximum précité. Ces considérations incitent à utiliser, pour le réglage automatique du volume, une diode séparée, avec ou sans tension de retardement.

Dans ce qui précède, nous sommes partis d'une tension alternative donnée, modulée ou non, qui n'est pas affectée par ce qui se passe dans le circuit redresseur. Ni la grandeur de l'onde porteuse, ni le taux de modulation sont affectés par les propriétés de la diode ou par la charge B.F. Cette situation se présente par exemple lorsque la tension alternative provient d'un hétérodyne de mesure dont la résistance est très faible par rapport à la résistance équivalente du montage diode. Le nombre de paramètres qui se rencontrent dans les résultats n'était pas très grand.

Dans l'appareil récepteur, la tension alternative provient d'un circuit accordé ou d'un filtre de bande dans lequel on lance un courant. On ajoute donc au montage un nouveau paramètre à savoir l'impédance de ce circuit. Quelle influence ce paramètre exercera-t-il sur les résultats précédents? Il s'avérera qu'il ne suffit pas de calculer l'onde porteuse  $V_{HF}$  au circuit et d'utiliser ensuite les équations établies précédemment. Contrairement à ce qui précède, la charge B.F. exerce effectivement une certaine influence; la grandeur de cette influence dépend de l'impédance du circuit, en d'autres termes „vu du point de vue de la charge B.F.” le montage a acquis une certaine résistance interne, variable avec l'impédance du circuit.

D'autre part, l'amortissement du circuit par le montage diode est évidemment important. Il faudra cependant distinguer ici l'amortissement de l'onde porteuse et celui des bandes latérales. Ces amortissements sont en effet

différents et de plus, ils varient avec la charge B.F.; en d'autres termes, le circuit ou le filtre de bande constituant la source de tension, est chargé par la résistance de charge B.F., la diode servant de maillon intermédiaire. Ce maillon fait en sorte que la charge réelle du circuit n'est pas égale à la résistance B.F. mais qu'elle se trouve en relation étroite avec cette dernière.

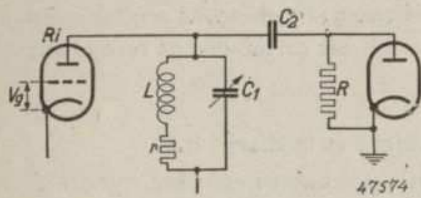


Fig. 244. Diode et étage H.F. qui la précède.

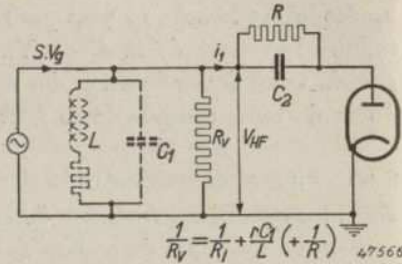


Fig. 245a. Schéma équivalent du montage représenté fig. 244, dans lequel l'étage H.F. est remplacé par une source de courant  $SV_g$ .

Aussi, dans les paragraphes suivants, reprendrons-nous les considérations émises précédemment.

§ 13. Caractéristiques de redressement derrière un circuit accordé

La fig. 244 représente le montage simple d'une diode précédée d'un étage amplificateur à un seul circuit. Dans ce schéma, le tube peut être supposé remplacé par une source de courant  $SV_g$  et la résistance interne  $R_i$  du tube est censée être incorporée au circuit. On peut se représenter cette résistance  $R_i$ , la résistance équivalente du circuit et éventuellement l'amortissement parallèle provoqué par la résistance de la diode concentrés en une seule résistance  $R_v$  qui shunte le circuit  $L-C$  exempt de pertes (fig. 245a). La résistance équivalente  $R_v$  ne comporte alors pas la résistance des pertes  $R_{HF}$

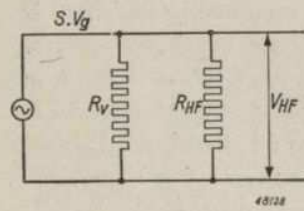


Fig. 245b. Schéma équivalent de la fig. a, dans lequel tout est ramené à une source de courant  $SV_g$  et au montage en parallèle de  $R_v$ , la charge vue de la diode, et de  $R_{HF}$ , l'amortissement H.F. du montage diode.

provoquée par le courant dans la diode même. L'amortissement total du circuit est donc scindé en une résistance équivalente  $R_v$ , dont la grandeur est indépendante de l'amplitude, et une résistance d'amortissement  $R_{HF}$  variable avec l'amplitude du courant dans le circuit (fig. 245b). La tension alternative aux bornes du circuit, donc aux bornes de la diode, se calcule à l'aide de l'équation:

$$V_{HF} = S V_g \frac{R_v R_{HF}}{R_v + R_{HF}} \dots \dots \dots (V B 43)$$

Cette formule permettrait facilement de calculer l'effet redresseur en fonction de  $SV_g$  au lieu de le calculer en fonction de  $V_{HF}$  si  $R_{HF}$  ne variait pas avec  $V_{HF}$ . Il faut donc éliminer  $R_{HF}$ . Par définition:

$$R_{HF} = \frac{V_{HF}}{I_{HF}} \dots \dots \dots (V B 44)$$

Pour des signaux supérieurs à 1 V, d'après l'équation (V B 26)  $I_{HF}$  est égal, à  $2 I_{moyen}$  ( $X = 1$ ).

En substituant (V B 44) dans (V B 43), on obtient alors:

$$V_{HF} = R_v (S V_g - 2 I_{moyen}) \dots \dots \dots (V B 45)$$

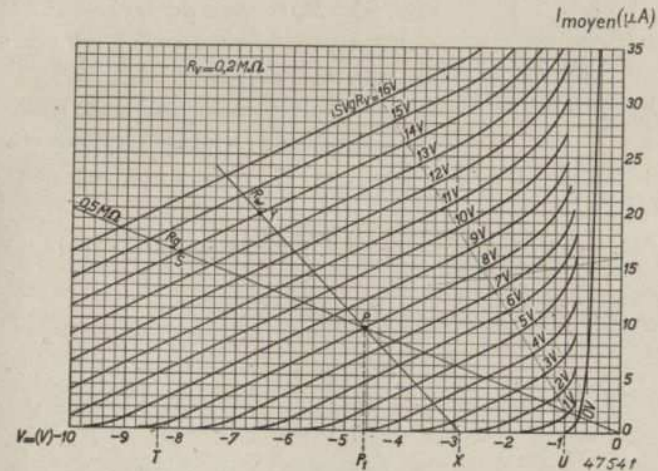


Fig. 246. Faisceau de courbes qui donnent la relation entre l'intensité moyenne  $I_{moyen}$  du courant diode, la tension continue  $V =$  aux bornes de la résistance de charge et la tension alternative H.F.,  $SV_g R_v$  fournie par le tube précédent pour  $R_v = 0.2 M\Omega$ .

Si, pour calculer la détection, nous partons de l'équation (V B 4) et que nous substituons à  $B_0$  la valeur tirée de l'équation (V B 6), (pour des signaux de grande intensité, on a :

$$I_{moyen} = \frac{A}{\sqrt{2\pi} \frac{V_{HF}}{V_T}} \epsilon \frac{V_{HF}}{V_T} + \frac{V}{V_T} \dots \dots \dots (V B 46)$$

En substituant dans cette équation, l'équation (V B 45), on trouve:

$$I_{moyen} = \frac{A}{\sqrt{2\pi} \frac{(SV_g - 2I_{moyen})R_v}{V_T}} + \frac{V_{\equiv}}{V_T} \quad (V B 47)$$

Au lieu d'une relation entre  $V_{HF}$ ,  $I_{moyen}$  et  $V_{\equiv}$ , telle que la représente les fig. 226 en 228, on trouve maintenant une relation analogue entre  $SV_g$ ,  $I_{moyen}$  et  $V_{\equiv}$  ou, analogue à  $V_{HF}$ , entre  $SV_g R_v$ ,  $I_{moyen}$  et  $V_{\equiv}$ . Dans ce dernier cas, la tension aux bornes du circuit, que l'on obtiendrait sans am-

tissement diode, a pris la place de  $V_{HF}$ . La fig. 246 donne les courbes, calculées suivant l'équation (V B 47), en considérant une résistance des pertes totale  $R_v = 200 \text{ k}\Omega$ , le montant  $SV_g R_v$  servant de paramètre. De telles courbes pourraient aussi se relever à l'aide du montage représenté fig. 247.

D'une manière analogue à celle utilisée dans le paragraphe 3 ( $V_{HF} > 1 \text{ V}$ ) pour établir que

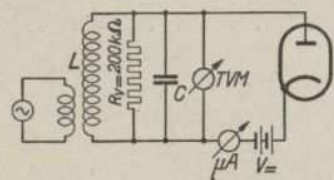


Fig. 247. Schéma de principe pour le relevé des courbes de la fig. 246.

la tension redressée  $\Delta V = -V_{HF}$ , on trouve maintenant, pour la tension détectée:

$$\Delta V \approx V_{\equiv} = -(SV_g - 2I_{moyen}) R_v \quad (V B 48)$$

Comme  $I_{moyen} = \frac{V_{\equiv}}{R}$ , l'équation (V B 48) devient:

$$V_{\equiv} = -\frac{SV_g R_v}{1 + 2 \frac{R_v}{R}}$$

ou: 
$$V_{\equiv} = -SV_g R_v \frac{R}{R + 2R_v} \quad (V B 49)$$

Cette dernière relation peut aussi se trouver directement en remplaçant dans l'équation (V B 43)  $R_{HF}$  par  $\frac{1}{2} R$ . Le raisonnement précédent est cependant nécessaire pour permettre le tracé des courbes de la fig. 246.

Si nous appliquons les mêmes considérations à une diode placée derrière un filtre de bande, il faut écrire, pour (V B 43):

$$V_{HF} = f S V_g \sqrt{R_v \frac{R_{HF}}{R_v + R_{HF}}} \quad (V B 50)$$

Dans cette équation, il est alors supposé que l'impédance totale de chaque

circuit est égale à  $R_v$ . En général,  $f$  est de l'ordre de  $\frac{1}{2}$  (voir chapitre I B, paragraphe 2). Si l'on substitue de nouveau à  $R_{HF}$  la valeur:

$$R_{HF} = \frac{V_{HF}}{I_{HF}} = \frac{V_{HF}}{2 I_{moyen}}$$

on obtient cette fois pour  $V_{HF}$  une équation du second ordre, dont la solution est, avec une certaine approximation\*:

$$V_{HF} = R_v (f S V_g - I_{moyen}) \quad (V B 51)$$

Cette équation se substitue donc à l'équation (V B 45). Ceci conduit de nouveau à une équation analogue à (V B 47), dans laquelle  $SV_g$  est remplacé par  $f SV_g$  et  $2 I_{moyen}$  par  $I_{moyen}$ . De cette manière on trouve, pour une diode montée derrière un filtre de bande, un faisceau de courbes analogues à celles de la fig. 246, mais à pente deux fois plus forte,  $f SV_g R_v$  servant de paramètre.

Enfin, au lieu de (V B 49), on trouve:

$$V_{\equiv} = -f S V_g R_v \frac{R}{R + R_v} \quad (V B 52)$$

Comme  $f S V_g R_v$  représente la tension induite dans le circuit en l'absence d'amortissement par la diode (dans le cas d'un seul circuit  $f = 1$ ), il résulte des expressions (V B 49) et (V B 52) que la variation de la tension redressée avec la résistance de fuite est tout comme si la résistance interne du montage diode était égale à  $2 R_v$ , dans le cas d'un seul circuit, et à  $R_v$ , dans le cas d'un filtre de bande.

Si la tension alternative appliquée est modulée, il faut de nouveau tenir compte du fait que la charge du montage redresseur pour la tension alternative B.F. ne doit pas nécessairement être égale à la charge  $R_g$  pour la tension continue. Dans le faisceau de caractéristiques de la fig. 246, il faut donc tracer, par le point de fonctionnement  $P$ , une nouvelle droite de charge

$XY$  correspondant à l'impédance  $R_{ie}$ . En comparant cette figure avec la fig. 228 ou la fig. 239, on constate que l'influence de  $R_{ie}$  sur la tension alternative B.F. à obtenir est beaucoup plus grande, ce qui est attribuable à la pente plus faible des caractéristiques.

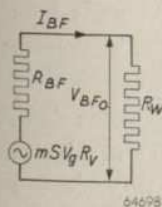


Fig. 248. Schéma équivalent de la fig. 245a, en ce qui concerne la tension B.F. La diode et l'étage H.F. qui la précède, sont sensés constituer un générateur B.F., à tension aux bornes  $mSV_g R_v$ , et à résistance interne  $R_{BF}$ .

\* Dans cette approximation, on tiré parti du fait que  $I_{moyen} \ll f S V_g$ .

Le montage diode précédé d'un circuit ou d'un filtre de bande doit donc être considéré comme une source de tension B.F., à résistance interne  $R_{BF}$  fig. (248.) Ceci résultait d'ailleurs déjà de l'exposé des pages précédentes où les équations (V B 48) et (V B 52) nous ont amenés, pour la tension continue, à la même conclusion.

Bien que, pour un cas déterminé, la tension B.F. puisse se déterminer graphiquement à l'aide d'un faisceau de caractéristiques (fig. 246), en général, il suffit de connaître la résistance interne B.F. du montage, c'est-à-dire  $R_{BF}$ ; la tension B.F. externe  $V_{BF_o}$  se calcule alors à l'aide de l'équation:

$$V_{BF_o} = V_{BF_i} \frac{R_w}{R_w + R_{BF}} \dots \dots \dots (V B 53)$$

Dans cette équation,  $V_{LF_i}$  est la tension B.F. interne du montage, ou bien, la „tension à vide” obtenue lorsque la charge est constituée par une résistance infiniment grande. Comme dans le cas où  $R_g$  est infiniment grand, on obtient une tension continue égale respectivement à  $S V_g R_v$  et à  $f S V_g R_g$ ; la tension alternative „à vide”, comportera respectivement  $m S V_g R_v$ , et  $m f S V_g R_v$ :

$$\left. \begin{aligned} V_{BF_o} &= m S V_g R_v \frac{R_w}{R_{BF} + R_w} \\ V_{BF_o} &= m f S V_g R_v \frac{R_w}{R_{BF} + R_w} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (V B 54)$$

Le schéma équivalent (fig. 248) prouve que la résistance interne  $R_{LF}$  peut aussi se définir:

$$R_{BF} = - \frac{\partial V_{BF_o}}{\partial I_{BF}} \dots \dots \dots (V B 55)$$

pour une tension constante  $m S V_g R_v$ .

En effet, lorsque, par suite d'une variation de  $R_w$ , l'intensité du courant dans le circuit augmente légèrement, il se produit aux bornes de  $R_{BF}$  une chute de tension proportionnellement plus grande, de sorte que  $V_{BF_o}$  diminue.

Considérons encore ce fait à l'aide de la fig. 246. A cet effet, partons de la charge  $R_g$  et d'une modulation correspondant au segment  $PS$  de la droite de charge  $R_g$ . La charge devient  $R_w$ ; de ce fait, la modulation s'étend jusqu'au point  $Y$ . La variation d'amplitude  $-\partial V_{BF_o}$  est alors égale à la distance horizontale comprise entre les points  $S$  et  $Y$ , distance que l'on peut appeler dans cette figure  $\partial V_{\equiv}$ . En même temps, l'amplitude du courant

alternatif croît d'un montant égal à la distance verticale comprise entre les points  $S$  et  $Y$ , donc d'un montant  $\partial I_{moyen}$ . L'équation (V B 55) peut donc s'écrire:

$$R_{BF} = \frac{\partial V_{\equiv}}{\partial I_{moyen}} \dots \dots \dots (V B 56)$$

Ce quotient différentiel peut se calculer à l'aide de l'équation (V B 47) pour les courbes d'un circuit simple ou à l'aide de l'équation valable pour les courbes d'un filtre de bande.

En différentiant l'équation (V B 47) on trouve:

$$R_{BF} = \frac{\partial V_{\equiv}}{\partial I_{moyen}} = \frac{V_T}{I_{moyen}} + 2 R_v \left\{ 1 - \frac{V_T}{2 (S V_g - 2 I_{moyen}) R_v} \right\} (V B 57)$$

Pour une valeur  $S V_g R_v > 1 V$ , ce résultat est approximativement:

$$R_{BF} = \frac{V_T}{I_{moyen}} + 2 R_v \dots \dots \dots (V B 58)$$

Dans la plupart des cas, l'impédance du circuit est grande par rapport à  $V_T / I_{moyen}$ , de sorte que:

$$R_{BF} = 2 R_v, \dots \dots \dots (V B 59)$$

expression que permettait déjà de prévoir l'équation (V B 49).

De manière analogue, les équations (V B 47) et (V B 52) donnent, pour un montage diode après un filtre de bande:

$$R_{BF} = \frac{\partial V_{\equiv}}{\partial I_{moyen}} = \frac{V_T}{I_{moyen}} + R_v \left\{ 1 - \frac{V_T}{2 (S f V_g - I_{moyen}) R_v} \right\} \dots (V B 60)$$

ou, par approximation:

$$R_{BF} = R_v \dots \dots \dots (V B 61)$$

Nous avons donc obtenu provisoirement le résultat suivant. L'amortissement qu'exerce le détecteur de l'onde porteuse sur le circuit précédent est essentiellement déterminé par la charge en courant continu du montage diode, tandis que la résistance interne du montage redresseur pour les fréquences basses est essentiellement déterminée par l'impédance du circuit H.F. ou du filtre de bande précédents.

Comme  $R_{BF} = \frac{\partial V_{\equiv}}{\partial I_{moyen}}$  a été calculé avec  $V_g =$  constante, la résistance interne du montage diode aux fréquences basses est également donnée par l'inclinaison des courbes de la fig. 246.

§ 14. Distorsion de la modulation lorsque  $R_w \neq R_g$  (derrière un circuit accordé)

Dans le paragraphe 11, nous avons établi que le taux de modulation maximum (c'est-à-dire le taux de modulation pour lequel la crête de la tension B.F. correspondante n'est pas encore coupée) est déterminé par :

$$m_{max} = \frac{R_w}{R_g} \dots \dots \dots (V B 38)$$

Actuellement, nous devons considérer le tout par rapport au signal appliqué à la grille du tube précédent. Si on néglige la courbure des caractéristiques, la fig. 246 donne :

$$m_{max} = \frac{(XT)}{(UT)}$$

Pour simplifier l'exposé, introduisons d'abord une condition plus sévère, à savoir :

$$m_{max} = \frac{(XT)}{(OT)}$$

Nous obtenons dès lors :

$$\begin{aligned} (XP_1) &= (PP_1) R_w, \\ (OP_1) &= (PP_1) R_g, \\ (TP_1) &= (PP_1) R_{LF}. \end{aligned}$$

donc :

$$m_{max} = \frac{R_{BF} + R_w}{R_{BF} + R_g} \dots \dots \dots (V B 62)$$

condition à laquelle la plupart des cas permettent de satisfaire plus facilement qu'à l'équation précédemment établie (V B 48).

Le paragraphe précédent prouve en effet que le montage diode (pour lequel  $R_w < R_g$ ) provoque une réduction du taux de modulation au détecteur.

§ 15. Amortissement provoqué par la diode lorsque  $R_w \neq R_g$  (derrière un circuit accordé)

Au paragraphe 13, partant de l'amortissement qu'exerce le montage diode sur le circuit précédent, nous avons d'abord calculé la tension alternative non modulée aux bornes du circuit et de là, la tension redressée aux bornes de  $R_g$ . Ensuite, il s'avéra possible d'aller plus loin encore et de calculer aussi les caractéristiques qui permettent de déterminer la tension alternative B.F. dans le cas où se produit une modulation. Cependant, si nous retournons

au point de départ, nous constatons que l'amortissement de l'onde porteuse modulée peut aussi se calculer directement et en déduire l'onde porteuse et le taux de modulation trouvés au circuit.

Pour des signaux H.F. supérieurs à 1 V, l'amortissement que provoque la diode sur le circuit précédent est égal à :

$$R_{HF} = \frac{1}{2} R \frac{V_{HF}}{V_{=}} \dots \dots \dots (V B 34)$$

Si l'onde porteuse n'est pas modulée, le shuntage produit par la résistance  $R_2$  par l'intermédiaire du condensateur de couplage  $C_2$  n'exerce aucun effet (fig. 238). L'amortissement pour l'onde porteuse a donc la même valeur que dans le montage simple dans lequel  $R_w = R_g$ . Cependant, si l'onde porteuse est modulée, il se dissipe dans la résistance  $R_2$  de l'énergie que doivent fournir les bandes latérales de l'onde porteuse. Dans le cas de modulation d'une onde porteuse suffisamment grande (c'est-à-dire  $V_{HF}/V_T \gg 1$ ), il se produit aux bornes de la résistance de fuite une tension  $V_{=} + m V_{HF} \cos pt$ . De ce fait, l'intensité du courant dans la diode est :

$$I_{moyen} = \frac{V_{=}}{R_g} + \frac{m V_{HF} \cos pt}{R_w} \dots \dots \dots (V B 63)$$

expression dans laquelle  $p$  est la fréquence de modulation.

La puissance fournie au redresseur pendant une période H.F. est :

$$w = \frac{1}{2} I_{HF} V_{HF} (1 + m \cos pt) \dots \dots \dots (V B 64)$$

ou, en y substituant la valeur de  $I_{HF}$  tirée de l'équation (V B 26) :

$$w = I_{moyen} V_{HF} (1 + m \cos pt) \dots \dots \dots (V B 65)$$

En substituant dans cette dernière équation la valeur de  $I_{moyen}$  tirée de l'équation (V B 63), on trouve :

$$w = \frac{V_{=} V_{HF} (1 + m \cos pt)}{R_g} + \frac{m V_{HF}^2 \cos pt}{R_w} + \frac{m^2 V_{HF}^2 \cos^2 pt}{R_w} \dots \dots \dots (V B 66)$$

L'énergie, pour toute une période B.F., est donc :

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} w \, dpt, \\ W &= \frac{V_{=} V_{HF}}{R_g} + \frac{1}{2} \frac{m^2 V_{HF}^2}{R_w}, \text{ ou} \\ W &= \frac{V_{HF}^2}{2} \left\{ \frac{1}{\frac{1}{2} R_g \frac{V_{HF}}{V_{=}}} + \frac{1}{2} m^2 \frac{1}{\frac{1}{2} R_w} \right\} \dots (V B 67) \end{aligned}$$

Il en résulte que, pour l'onde porteuse, la charge est :

$$\frac{1}{2} R_g \frac{V_{HF}}{V} \dots \dots \dots (V B 68)$$

et pour les bandes latérales :

$$\frac{1}{2} R_w \dots \dots \dots (V B 69)$$

Une diode dans laquelle  $R_w < R_g$ , provoque donc une réduction du taux de modulation dans le circuit anodique du tube amplificateur précédent. Le taux de modulation initial varie en effet dans le rapport de l'impédance totale du circuit pour l'onde porteuse et pour les bandes latérales, donc dans le rapport :

$$m' = m \frac{(R_v // \frac{1}{2} R_w)}{(R_v // \frac{1}{2} R_g)} = m \frac{R_w (2 R_v + R_g)}{R_g (2 R_v + R_w)} \dots (V B 70)$$

Lorsque, pour ce nouveau taux de modulation, on pose la limitation de l'équation (V B 38), on obtient de nouveau pour le taux de modulation maximum initial, comme au paragraphe 13 :

$$m_{max} = \frac{2R_v + R_w}{2R_v + R_g} = \frac{R_{BF} + R_w}{R_{BF} + R_g} \dots \dots (V B 62)$$

Lorsque'on utilise un filtre de bande, l'influence des divers amortissements est donnée par l'équation (V B 50). Le taux de modulation initial varie maintenant dans le rapport :

$$m' = m \sqrt{\frac{\frac{\frac{1}{2} R_w}{R_v + \frac{1}{2} R_w}}{\frac{\frac{1}{2} R_g}{R_v + \frac{1}{2} R_g}}} = m \sqrt{\frac{1 + \frac{2 R_v}{R_g}}{1 + \frac{2 R_v}{R_w}}}$$

Comme, en général,  $R_w$  et  $R_g$  sont grands par rapport à  $R_v$ , on peut écrire, par approximation :

$$m' = m \frac{1 + R_v/R_g}{1 + R_v/R_w} = m \frac{R_w R_v + R_g}{R_g R_v + R_w} \dots \dots (V B 71)$$

Tout comme dans l'équation (V B 52), dans le cas d'un circuit simple,  $R_v$  se substitue à  $2 R_v$ .

Des paragraphes 13 et 15, relatifs à l'influence du circuit H.F. ou du filtre de bande précédents, nous pouvons conclure ce qui suit :

1. L'amplification de l'étage précédent est apparemment réduite. Cette amplification se trouve en général sous la forme du quotient des tensions alternatives mesurées sur la diode et sur la grille du tube préamplificateur. Cependant, par suite de la faible résistance interne du générateur, pendant la mesure effectuée sur la diode, il ne se produit pas de diminution de l'amortissement, de sorte que l'amplification mesurée ainsi à l'étage précédent est diminuée du montant de cette réduction de modulation.
2. Un autre résultat de la diminution du taux de modulation est qu'un taux de modulation supérieur à  $R_w/R_g$  peut encore être reçu sans distorsion, tandis qu'un taux de modulation de  $R_w/R_g$  sur la diode correspond à un plus grand taux de modulation sur la grille du tube précédent.
3. Pour des fréquences de modulation élevées, l'impédance du circuit H.F. est inférieure à  $R_v$ ; elle acquiert en outre une composante de réaction. L'amortissement des bandes latérales, égal à  $\frac{1}{2} R_w$ , a donc moins d'influence pour les fréquences de modulation élevées que pour les basses, de sorte que la perte en notes aiguës est compensée partiellement par la sélectivité du circuit précédent.

Enfin, il y a lieu de noter que, pour des signaux faibles, les équations (V B 70) et (V B 71) ne sont plus applicables. Pour des signaux inférieurs à 1 V, il peut même se produire un léger accroissement du taux de modulation, qui peut atteindre environ 10 % du taux de modulation initial. Les signaux pour lesquels le taux de modulation ne varie pas, sont approximativement de 1 V.

**§ 16. Exemple numérique**

Nous illustrerons à l'aide d'un exemple les résultats trouvés : Soit un filtre de bande M.F. dont l'impédance de circuit  $R_v = 400 \text{ k}\Omega$  (la résistance interne du tube précédent inclus); la charge ohmique du détecteur  $R_g = 0,5 \text{ M}\Omega$ , l'impédance  $R_w = 0,33 \text{ M}\Omega$ , la pente du tube précédent  $S = 1,8 \text{ mA/V}$ , l'amplitude de l'onde porteuse non modulée sur la grille du tube précédent  $V_g = 50 \text{ mV}$ . On demande :

- 1) la tension continue  $V_{\text{--}}$  aux bornes de la résistance de charge de la diode;
- 2) l'amplitude de la tension alternative basse fréquence  $V_{BF}$ , obtenue après la détection, pour un taux de modulation de 30 %;
- 3) le taux de modulation maximum de  $V_g$ , que l'on peut encore admettre sans distorsion par coupure des sommets.

(1) En supposant que le couplage du filtre de bande est critique, on peut

écrire pour (V B 52):

$$V_{\text{--}} = \frac{1}{2} \times 0,0018 \times 0,05 \times 400.000 \times \frac{0,5}{0,5 + 0,4} = 10V.$$

Si on veut calculer d'une façon moins générale, mais en utilisant les caractéristiques publiées, on pourrait d'abord calculer la tension alternative appliquée au montage diode. Vu la tension élevée, l'amortissement  $R_d = \frac{1}{2} \times 500\,000 = 250\,000 \Omega$ . L'impédance du second circuit du filtre de bande est:

$$400.000 // 250.000 = 154.000 \Omega$$

et l'amplitude de la tension engendrée aux bornes de ce circuit est:

$$V_{HF} = 0,05 \times 0,0018 \times \frac{1}{2} \sqrt{400.000 \times 154.000} = 11,1$$

(valeur de crête) =  $8 V_{\text{eff}}$ .

Avec cette tension, une diode pour courant alternatif de la fig. 227 donne une tension continue de 11 V, tandis qu'une diode-batterie de la fig. 235 donne 10 V. Il en résulte que, par suite des approximations utilisées, on ne peut pas imposer de trop sévères exigences en ce qui concerne la précision.

(2) D'après la fig. 248 et l'équation (V B 54), pour un taux de modulation de 30%, l'amplitude de la tension alternative B.F. est:

$$V_{BF} = m f S V_g R_v \frac{R_w}{R_v + R_w} =$$

$$0,3 \times 0,5 \times 0,0018 \times 0,05 \times 400.000 \times \frac{0,33}{0,33 + 0,4} = 2,45 V.$$

On pourrait d'abord calculer la diminution du taux de modulation de l'onde porteuse sur la diode et utiliser alors la caractéristique diode (fig. 227). D'après l'équation (V B 71):

$$m' = 0,3 \frac{0,33}{0,5} \times \frac{0,4 + 0,5}{0,4 + 0,33} = 0,243.$$

La fig. 227 donne pour  $m = 0,3$  et  $V_{HF} = 8 V_{\text{eff}}$  une tension B.F. de  $2,3 V_{\text{eff}}$ . Pour  $m = 0,243$ , l'amplitude de la tension B.F. devient donc:

$$V_{BF} = 2,3 \sqrt{2} \times \frac{0,243}{0,3} = 2,6 V.$$

(3) Le taux de modulation maximum admissible au tube amplificateur est donné par les équations (V B 61) et (V B 62):

$$m_{\text{max}} = \frac{0,4 + 0,33}{0,4 + 0,5} = 0,81 = 81\%.$$

### § 17. Mesures à l'étage détecteur

Dans les paragraphes précédents sont traités les points essentiels dont il faut tenir compte dans l'étude d'un étage détecteur. De temps en temps, il s'avère cependant que les mesures effectuées à l'étage détecteur ou mieux à l'étage détecteur précédé d'un circuit M.F. nécessitent des dispositions spéciales.

La méthode classique employée pour mesurer l'amplification d'un étage déterminé d'un récepteur consiste à appliquer un signal modulé fourni par un générateur de mesure aux bornes de sortie de l'étage considéré, à mesurer le signal de sortie de l'appareil et à régler ensuite le générateur de mesure relié aux bornes de sortie de l'étage, sur le même signal de sortie. Le rapport des deux signaux appliqués donne l'amplification.

La mesure à puissance de sortie constante a pour but d'utiliser toujours le détecteur dans le même état, ce qui est nécessaire puisque le fonctionnement dépend de l'intensité du signal. Comme le prouveront les considérations suivantes, par elle-même cette disposition ne suffit cependant pas pour éviter des erreurs.

- a) Lorsque le signal appliqué au détecteur a une intensité telle que le taux de modulation varie (voir paragraphe 13), cette variation se constate lorsque le signal de mesure est appliqué par l'intermédiaire de l'étage M.F., mais non lorsque l'émetteur de mesure est relié directement à la diode. Lorsqu'on applique le signal de mesure au tube M.F., on obtient non seulement l'amplification M.F. mais aussi une suppression de la modulation dans le cas de signaux intenses et une augmentation du taux de modulation dans le cas de signaux faibles. Dans le cas de signaux intenses, on mesure donc une valeur trop faible pour l'amplification M.F. et dans le cas de signaux faibles, une valeur trop grande. En pratique, il serait indubitablement exact de mesurer ainsi l'amplification réelle telle qu'elle se manifeste lors de la réception de signaux de radiodiffusion. Ce chiffre de l'amplification n'est cependant pas utilisable ainsi pour établir le projet du circuit M.F. On commettrait ainsi une erreur de 10% environ. C'est pourquoi il est plus exact de mesurer l'amplification M.F. de manière que le taux de modulation ne puisse pas y jouer un certain rôle, donc avec un signal non modulé. Cependant, on ne peut pas utiliser alors



comme indicateur le signal de sortie B.F., mais il faudrait plutôt mesurer le courant continu dans la résistance de fuite de la diode. En général, l'accroissement de ce courant par rapport au courant de repos est si faible que cette mesure est trop imprécise. On obtient une notable amélioration en utilisant un second appareil du même type et en employant le second étage M.F. de cet appareil comme amplificateur de mesure. On mesure le courant de la diode de cet appareil auxiliaire tandis que la grille du tube M.F. est couplée, par l'intermédiaire d'une capacité de 1 pF, à l'anode de la diode de l'appareil à mesurer. De préférence, ce couplage est rendu variable car aux signaux intenses le tube M.F. du récepteur auxiliaire ne doit pas être surchargé.

Lorsqu'on mesure de cette manière l'amplification M.F., correspondant à une onde porteuse constante sur la diode, il est très facile de déterminer simultanément les variations du taux de modulation.

A cet effet, il suffit de moduler le signal à mesurer et de relever simultanément le signal de sortie B.F. à la diode, l'onde porteuse étant maintenue constante. En général, ce signal varie lorsqu'on déplace le signal de mesure de la diode vers le tube M.F. Le rapport des deux tensions B.F. fournit la variation du taux de modulation. Ce montage convient particulièrement bien pour une détermination expérimentale de l'amortissement de la diode suivant une méthode de substitution. Lorsque le signal de mesure sur le tube M.F. est maintenu constant, on remplace la diode par une résistance choisie de manière qu'on lise sur le récepteur auxiliaire la même intensité du courant continu qu'avec la diode. Lorsqu'on remplace la diode par une résistance, le circuit secondaire M.F. de l'appareil à mesurer doit rester bien accordé\*.

b) La capacité propre de la diode provoque une erreur de mesure, difficile

à éviter. Au paragraphe B 5, nous avons mentionné que la tension appliquée est diminuée de la chute de tension aux bornes du condensateur qui shunte la résistance. Lorsqu'on déplace le signal de mesure du tube M.F. vers la diode, cette réduction disparaît (voir fig. 249). Alors qu'il serait logique d'appliquer le signal de

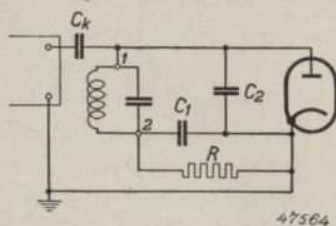


Fig. 249. Schéma pour la mesure de la sensibilité de l'étage détecteur.

\* La nouveau trimmage, généralement nécessaire, présente encore un danger; dans les transformateurs M.F. modernes, ce trimmage s'effectue souvent par l'introduction d'un noyau de fer. Ceci modifie non seulement l'accord du circuit mais aussi le facteur de qualité  $\frac{r}{L}$  de la bobine. Il en résulte une variation de l'amplification, variation qui, bien qu'elle ne soit pas grande, n'est cependant pas négligeable, surtout, lorsqu'il faut déterminer une grande résistance d'amortissement. C'est ainsi que, pour une bobine à noyau de fer déterminée,  $r/L$  varia de 16 800 à 22 000 pour les positions entièrement entré et entièrement sorti.

mesure entre les points 1 et 2 auxquels est relié en général le secondaire du transformateur M.F., ceci n'est pas possible, car d'un côté le générateur de mesure est presque toujours mis à la terre. De ce fait, il ne se produit pas une division de tension par  $C_1$  et  $C_2$ , mais par  $C_k$ , le condensateur de couplage avec le générateur de signal et  $C_2$  (shunté par l'impédance très élevée du circuit M.F.).

Or, en général  $C_k$  est beaucoup plus grand que  $C_1$ , de sorte qu'une diminution de la tension appliquée peut être négligée. On pourrait maintenant proposer de choisir le condensateur de couplage  $C_k$  plus petit, de sorte qu'aussi dans le cas de la mesure directe sur la diode il se produise la même diminution de tension. Ceci introduit cependant dans la mesure un grand facteur d'incertitude, car il suffit d'un faible désaccord du circuit M.F., entre autres par la connexion vers  $C_k$ , pour entraîner une variation importante de la grandeur de la capacité totale  $C_2$ . Aussi est-il préférable de faire en sorte que  $C_k$  soit grand. On peut cependant court-circuiter le circuit entre les points 1 et 2, ce qui donne alors la division de tension par  $C_k$  et  $(C_1 + C_2)$ . Cette division est déterminée par de plus grandes capacités, de sorte qu'elle est moins incertaine. On peut choisir  $C_k$  par rapport à  $C_1 + C_2$  de façon qu'on obtienne la même réduction que dans le cas où l'on effectue la mesure par l'intermédiaire du tube M.F.

La réduction peut se déterminer en utilisant une fois, pendant la mesure, par l'intermédiaire d'un tube M.F. une valeur assez grande de  $C_1$ . Cependant, cette valeur ne doit pas être assez grande pour modifier notablement la charge B.F. de la diode (une valeur utilisable est, par exemple,  $C_1 = 200$  pF). Dans ce cas, la réduction est supprimée et elle est donc égale à l'accroissement de sensibilité résultant de l'augmentation de  $C_1$ .

c) La mesure directe sur la diode nécessite un condensateur de blocage  $C_k$  (fig. 249), sinon la résistance de fuite  $R$  serait court-circuitée par l'intermédiaire du transformateur M.F. et du générateur de mesure. Alors qu'en b, nous avons recommandé de ne pas choisir  $C_k$  trop petit, il ne faut pas non plus que  $C_k$  soit trop grand car, pour la tension alternative B.F.,  $C_k$  shunte directement  $R$  et contribue donc à déterminer la charge en courant alternatif B.F. de la diode.

Au paragraphe B 4, nous avons mentionné que le signal B.F. diminue lorsque  $R_w$  est plus petit que  $R_g$ . Dans les diodes pour courant alternatif, cette influence n'est pas bien grande mais, dans les diodes-batterie, elle peut jouer un certain rôle. Comme, pour les mesures, la fréquence de modulation est en général de 400 à 500 c/s, aucune difficulté ne peut résulter du fait que l'impédance  $C_k$  est grande par rapport à  $0,3 \text{ M}\Omega$ ,

c'est-à-dire à la valeur usuelle de  $R_w$ . Si  $C_k = 200$  pF, cette impédance est, à 500 c/s :

$$\frac{1}{\omega C_k} = 1,6 \text{ M}\Omega,$$

ce qui, pratiquement, est suffisamment élevé.

- d) En a), nous avons exposé comment l'amortissement de la diode pouvait se déterminer par une méthode de substitution. Cependant, de temps à autre, on préfère déterminer directement l'amortissement par des mesures de sélectivité effectuées sur le circuit M.F. Comme on le sait, ces mesures consistent à déterminer le montant dont il faut désaccorder l'émetteur de mesure pour que l'amplification diminue dans le rapport de  $1:1/\sqrt{2}$  par rapport à celle obtenue à l'état de résonance. Cependant, cette méthode n'est exacte que lorsqu'on fait en sorte que le signal sur la diode reste constant; l'amortissement de la diode dépend en effet de l'intensité du signal. On détermine donc le montant dont il faut désaccorder l'émetteur de mesure pour que, le signal de mesure étant  $\sqrt{2}$  fois plus grand, le signal détecté reste constant.

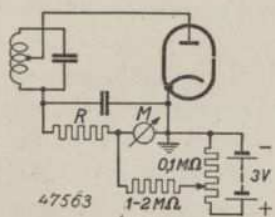


Fig. 250. Montage de compensation pour la mesure de l'accroissement de tension  $\Delta V$  à la diode détectrice.

De la fig. 232 il résulte par exemple que, si l'on mesurait l'affaiblissement de la diode pour un signal de 0,3 V, en réduisant le signal de  $1/\sqrt{2}$ , c'est-à-dire jusqu'à 0,2 V environ, l'amortissement serait tombé entretemps de 130 k $\Omega$  à 110 k $\Omega$ .

- e) De temps à autre on désirera mesurer la valeur réelle de la tension continue détectée. Dans le cas de faibles signaux M.F., la difficulté consiste dans le fait que cette tension est petite par rapport à la tension continue

obtenue au repos, de sorte qu'il est impossible d'arriver à une détermination précise. Cependant, dans de tels cas, il est possible de compenser la tension obtenue à l'état de repos, ce qui permet d'utiliser un appareil plus sensible pour mesurer la tension désirée. La fig. 250 montre un montage approprié à ce genre de mesures.

L'appareil de mesure  $M$  se règle à l'aide du potentiomètre à une intensité de signal nulle, pour 1 ou 2  $\mu$ A. La lecture de  $M$  et la valeur de  $R$  fournissent le montant  $\Delta V$  pour diverses intensités du signal.

## C. Détection diode dans diverses conditions

### § 1. Introduction

Dans ce qui précède, nous avons d'abord considéré la détection d'une onde porteuse et ensuite celle d'une onde porteuse modulée en amplitude. Or, dans l'amplificateur sélectif il peut se produire, avant la détection, une distorsion particulière de l'onde porteuse modulée et cette distorsion peut influencer le signal détecté. Cette distorsion consiste en une amplification inégale des trois composantes de l'ondulation modulée: onde porteuse plus les deux bandes latérales.

Si la transmission des deux dernières est la même, mais diffère de celle de l'onde porteuse, il se produit une variation du taux de modulation. Si la transmission de l'une des bandes latérales n'est pas égale à celle de l'autre, il se produit une déformation de l'enveloppe initiale de l'oscillation modulée; ceci provoque aussi une distorsion du produit de la détection. Bien que cette distorsion se soit en fait produite avant le détecteur, elle se traite cependant au mieux dans le chapitre relatif à la détection. C'est la solution la plus pratique parce qu'on part de l'oscillation modulée considérée comme la somme de plusieurs composantes de fréquence différente. Les mêmes calculs peuvent servir dans le cas où deux signaux, mais cette fois un signal désiré et un signal perturbateur, agissent simultanément sur le détecteur. Dans ce cas, on trouvera que, dans le cas d'une détection linéaire, le plus intense des deux exerce un effet démodulateur sur le plus faible.

### § 2. Onde porteuse avec bandes latérales inégales

En fait, dans chaque système sélectif, les deux bandes latérales sont atténuées par rapport à l'onde porteuse. Au chapitre I, nous avons déjà mentionné que, pour limiter cette atténuation, on s'efforce d'obtenir des moyens sélectifs dont la crête de résonance est en palier.

Une reproduction dissymétrique des bandes latérales peut être voulue ou accidentelle. Parfois, dans l'émetteur, on supprime intentionnellement une bande latérale de façon à occuper une partie plus petite du spectre des fréquences. Parfois, on procède de même dans la partie H.F. et dans la partie M.F. d'un récepteur de télévision. L'amplification dans les circuits d'accord est déterminée entre autre par la largeur de la bande à transmettre. Une réduction de moitié de la largeur de bande assure un notable gain de l'amplification.

Une suppression partielle d'une bande latérale se produit accidentellement dans les récepteurs superhétérodynes lorsque, par suite du glissement de fréquence de l'oscillateur, la fréquence du signal M.F. n'est plus égale à la fréquence de résonance de l'amplificateur M.F. et que, de ce fait, l'une des bandes latérales coïncide plus ou moins avec le sommet de la courbe de résonance et l'autre bande latérale, avec la base de cette courbe. Ce fait peut aussi se produire lorsqu'on désaccorde légèrement le récepteur de manière à affaiblir la réception d'un poste perturbateur dont la fréquence est voisine de celle de l'émetteur désiré.

Considérons d'abord, d'une façon plus claire, comment il faut se représenter l'onde porteuse avec bandes latérales dissymétriques; nous donnerons ensuite un calcul approximatif des effets produits.

La formule d'une onde porteuse, à modulation d'amplitude purement sinusoïdale, est:

$$v = V \{ 1 + m \cos (pt + \varphi) \} \cos \omega t \dots \dots \dots (V C 1)$$

Dans cette expression,  $\omega$  est la pulsation (fréquence angulaire) de l'onde porteuse et  $p$ , celle de la modulation. (Dans cette formule, on utilise souvent le cosinus et non le sinus, car ainsi, les divers calculs ne comportent que des signes plus, ce qui réduit les risques d'erreurs).

Cette équation peut aussi s'écrire sous la forme suivante:

$$v = V \cos \omega t + \frac{1}{2} m V \cos \{ (\omega + p) t + \varphi \} + \frac{1}{2} m V \cos \{ (\omega - p) t - \varphi \} \dots \dots \dots (V C 2)$$

Dans cette expression, on reconnaît immédiatement l'onde porteuse de pulsation  $\omega$  et les deux bandes latérales de pulsation  $\omega + p$  et  $\omega - p$ .

De l'équation (V C 1) il résulte que, pour  $\cos \omega t = 0$ ,  $v$  est nul, c'est-à-dire que les points zéro de l'oscillation H.F. modulée coïncident avec les points zéro de l'onde porteuse, de sorte que, dans l'onde porteuse modulée, on retrouve immédiatement la pulsation  $\omega$ . Dans l'équation (V C 2), ceci implique qu'aux points zéro de l'onde porteuse les amplitudes des composantes des bandes latérales sont égales mais dirigées en sens opposé. La signification de l'angle  $\varphi$  se perçoit mieux lorsqu'on considère la situation au temps  $t = 0$ . D'après l'équation (V C 2), au temps  $t = 0$ , l'onde porteuse a sa valeur maximum  $V$ . A ce moment, les composantes des bandes latérales sont égales et ont le même sens; leur grandeur est donnée par  $\frac{1}{2} m V \cos \varphi$ . D'autre part, l'équation (V C 1) montre qu'au temps  $t = 0$ , le membre de la modulation a une valeur  $1 + m \cos \varphi$ . En outre, on voit que chaque fois que l'onde porteuse a atteint sa valeur maximum, les composantes des bandes latérales sont égales et ont le même sens.

La fig. 251 montre une oscillation constituée de cette manière par l'onde porteuse et par les composantes de la bande latérale correspondantes.

La courbe  $a$  représente l'onde porteuse de fréquence  $\omega$  et d'amplitude  $V$ . La courbe  $b$  est une bande latérale de fréquence  $\omega + p$  et d'amplitude  $\frac{1}{2} m V$ ; la courbe  $c$  est l'autre composante de la bande latérale de fréquence  $\omega - p$  et aussi d'amplitude  $\frac{1}{2} m V$ . Dans l'exemple considéré,  $m = 0,8$  et pour augmenter la clarté du dessin,  $p = \frac{1}{4} \omega$ . Les temps d'oscillation de  $c$ ,  $a$  et  $b$  sont entre eux comme:

$$T_c : T_a : T_b = \frac{1}{\omega - p} : \frac{1}{\omega} : \frac{1}{\omega + p} = \frac{1}{3/4 \omega} : \frac{1}{\omega} : \frac{1}{5/4 \omega} = 20 : 15 : 12.$$

En pratique,  $\omega$  sera évidemment beaucoup plus grand que  $p$ . Nous reviendrons sur cette question par la suite. Dans l'exemple considéré  $\varphi = 30^\circ$ ; la résultante  $d$  de l'onde porteuse  $a$  et des bandes latérales  $b$  et  $c$  s'obtient en additionnant les distances correspondantes de  $a$ ,  $b$  et  $c$  à l'axe. Ceci montre nettement comment est constituée une onde porteuse à modulation d'amplitude sinusoïdale. La figure montre nettement les propriétés mentionnées dans ce qui précède.

La détection du signal H.F. fournit le signal B.F. Comme nous l'avons déjà

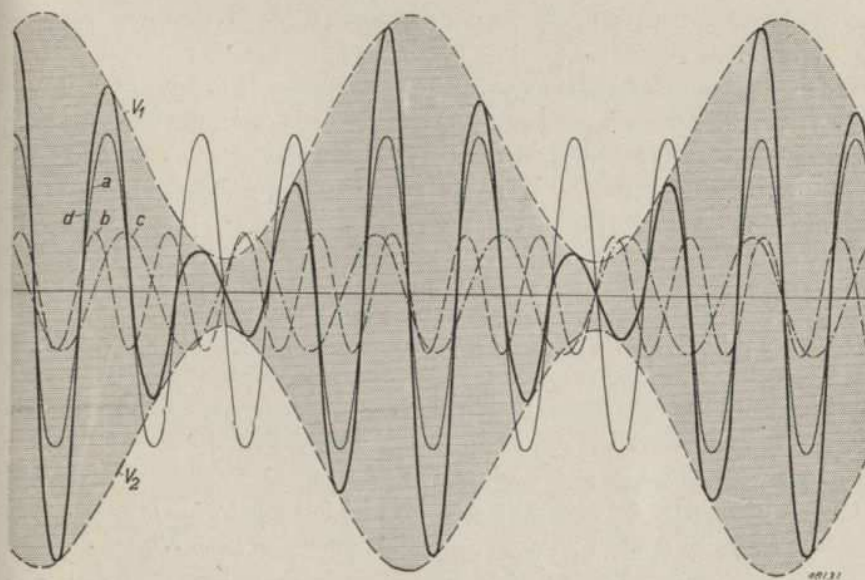


Fig. 251. Représentation graphique d'une oscillation H.F. modulée qui est constituée par l'onde porteuse  $a$  et par les composantes de bandes latérales  $b$  et  $c$ . La courbe en gros traits  $d$  représente la résultante.

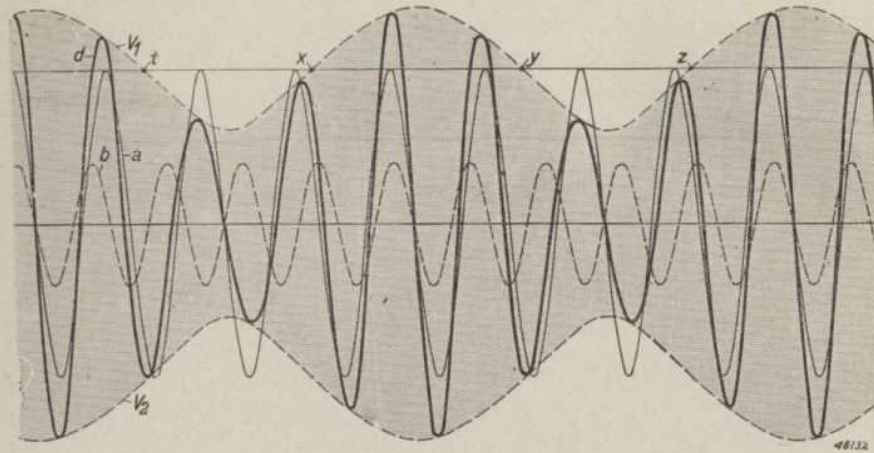


Fig. 252. Représentation graphique d'une oscillation H.F. modulée qui est constituée par une onde porteuse  $a$  et par une seule composante de bande latérale  $b$ . La courbe en gros traits  $d$  représente la résultante.

mentionné, on utilise essentiellement la détection diode, dans laquelle la détection s'obtient en chargeant un condensateur jusqu'à la valeur de crête de la résultante  $d$ . Ces crêtes se trouvent sur la courbe  $v_1$ , et si elles se suivent rapidement, comme c'est généralement le cas ( $\omega \gg p$ ), la tension aux bornes du condensateur suivra la courbe des sommets. Cette enveloppe est sinusoïdale (voir, dans l'équation (V C 1), le facteur  $1 + m \cos(pt + \varphi)$ ).

En outre, il y a lieu de noter que la valeur moyenne de la tension continue fournie par la détection est donnée par l'amplitude de l'onde porteuse  $a$ . Que se passera-t-il lorsque, dans la fig. 251, on supprimera une bande latérale? Dans ce cas, la tension H.F. peut se représenter par la formule:

$$v = V \cos \omega t + \alpha V \cos \{ (\omega + p)t + \varphi \}. \quad \dots \quad (\text{V C } 3)$$

La grandeur  $\alpha$  représente le rapport de l'amplitude de l'une des bandes latérales à celle de l'onde porteuse et remplace la grandeur  $\frac{1}{2} m$  dans l'équation (V C 2). La fig. 252 représente graphiquement l'équation (V C 3). Dans cette figure,  $a$  est de nouveau l'onde porteuse de fréquence  $\omega$  et d'amplitude  $V$ , tandis que  $b$  est l'une des composantes de bande latérale de fréquence  $\omega + p$  et d'amplitude  $\alpha V$ . L'angle  $\varphi$  est égal à  $30^\circ$ . La résultante  $d$  s'obtient en additionnant les ordonnées de  $a$  et de  $b$ . La formule (V C 3) montre déjà nettement qu'en général pour  $\cos \omega = 0$ , l'oscillation H.F. n'est pas nulle. Dans ce cas, les points zéro de  $d$  ne coïncident donc pas avec ceux de l'onde porteuse  $a$ .

Ceci ressort nettement de la fig. 252, dans laquelle les distances entre les points zéro ne sont même plus égales; il se produit donc aussi de la modulation de fréquence, ce qui est inévitable lorsqu'on supprime l'une des bandes latérales.

Après la détection, on obtient de nouveau la tension B.F. Si nous admettons de nouveau que  $\omega$  est grand par rapport à  $p$ , nous savons que l'enveloppe des crêtes donne la tension B.F. Les enveloppes  $V_1$  et  $V_2$  représentées fig. 252 ont été tracées à l'aide des résultats de calculs qui seront exposés par la suite. Ces courbes sont de nouveau des lignes ondulées. A cet effet, l'enveloppe déformée est tracée une fois de plus fig. 253 et ce, de manière que les surfaces obtenues de part et d'autre de l'axe sont égales. En outre, on a tracé dans cette figure une sinusoïde pure  $f$ , dont l'amplitude est prise

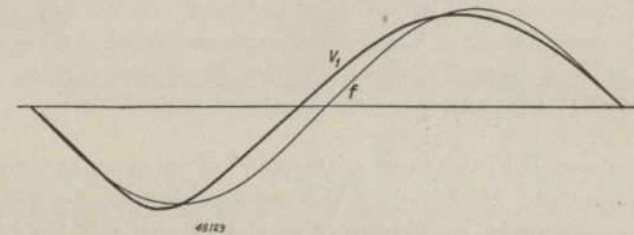


Fig. 253. Une période de la courbe déformée,  $V_1$ , de la fig. 252 et à titre de comparaison, une courbe purement sinusoïdale  $f$ .

égale à celle de  $v_1$  pour permettre une comparaison facile. Il s'avère que la distorsion est essentiellement constituée par un second harmonique.

Si l'on supprime une bande latérale d'une onde porteuse normalement modulée, l'amplitude de la tension B.F. est réduite de moitié environ. La fig. 252 montre nettement que la collaboration des deux bandes latérales ne se produit plus.

Si l'on admet que l'onde porteuse et l'une des bandes latérales ont la même amplitude ( $\alpha = 1$ ), on obtient le résultat représenté fig. 254. Dans ce cas, l'oscillation M.F. est égale à:

$$v = V \cos \omega t + V \cos (\omega + p)t = 2V \cos \frac{pt}{2} \cos \left( \omega + \frac{p}{2} \right) t \quad \dots \quad (\text{V C } 4)$$

L'angle de phase  $\varphi$  est ici choisi égal à zéro et n'a pas plus d'importance que dans le cas précédent. La tension B.F. obtenue après la détection a la valeur positive  $\cos pt/2$ . Les branches séparées de la tension B.F. sont constituées par des demi-sinusoïdes de fréquences  $p/2$ .

La valeur minimum de la tension B.F. atteint maintenant l'axe. On obtient

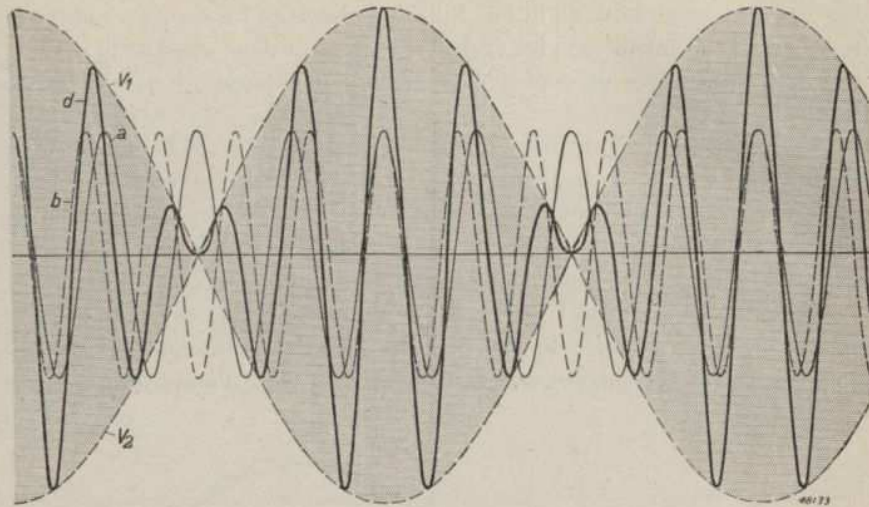


Fig. 254. Représentation graphique d'une oscillation H.F. modulée constituée par une onde porteuse *a* et une composante de bande latérale *b* de même amplitude. La courbe en gros traits *d* représente la résultante.

donc une tension B.F. fortement déformée qui contient environ 15% de second harmonique et 3% de troisième harmonique. Ce résultat peut s'obtenir pratiquement en partant d'une onde porteuse à deux bandes latérales, lorsqu'on supprime l'une de ces bandes latérales, tandis que l'onde porteuse est affaiblie par rapport à l'autre composante de bande latérale. En téléphonie H.F. commerciale, on va parfois si loin que l'on n'émet que l'une des bandes latérales (onde porteuse totalement supprimée).

Dans les récepteurs, on introduit alors de nouveau l'onde porteuse pour éviter une trop grande distorsion de la tension B.F. obtenue après la détection.

Pour une onde porteuse à une seule bande latérale, nous arrivons donc aux conclusions suivantes:

- 1°) l'oscillation H.F. résultante est modulée en fréquence;
- 2°) l'amplitude de la tension B.F. obtenue après la détection est égale à environ la moitié de celle obtenue dans le cas de l'onde porteuse avec deux bandes latérales;
- 3°) la tension détectée affecte un caractère sinusoïdal et comporte un peu de distorsion (essentiellement le second harmonique).

On peut émettre des considérations analogues pour une onde porteuse avec deux bandes latérales inégales. Celles-ci peuvent être caractérisées par deux

nombres  $\alpha$  et  $\beta$ , qui donnent le rapport de l'amplitude des bandes latérales à celle de l'onde porteuse, donc:

$$v = V \cos \omega t + \alpha V \cos \{(\omega + p)t + \varphi\} + \beta V \cos \{(\omega - p)t - \varphi\} \quad (\text{V C } 5)$$

Nous attirons l'attention sur le fait que, dans les considérations qui vont suivre, nous n'avons pas tenu compte de ce que, pendant le passage de l'onde porteuse et de ses bandes latérales dans la partie amplificatrice, l'angle  $\varphi$  peut aussi varier différemment pour les fréquences  $\omega + p$  et  $\omega - p$ . Aussi l'angle  $\varphi$  ne joue-t-il pas de rôle dans les considérations qui vont suivre; pour la facilité, nous traiterons uniquement le cas particulier  $\varphi = 0$ . On peut en effet toujours trouver un moment initial pour lequel les trois composantes sont en phase. Que donne maintenant l'équation (V C 5) après la détection?

Pour faciliter l'exposé mathématique, nous supposons que la détection est purement linéaire, donc que la tension redressée (tension B.F.) est toujours égale à la valeur de crête instantanée de l'oscillation H.F. On s'efforcera de réaliser ce genre de détection, car la distorsion est alors minimum. Les tensions de crête instantanées peuvent se calculer de la manière suivante.

L'analogie entre les fig. 252 et 254 incite à chercher pour l'équation (V C 5) une forme dans laquelle se retrouve une onde porteuse multipliée par un facteur périodiquement variable, donc un élément de modulation. La fig. 254 montre que cet élément modulateur n'est plus purement sinusoïdal. Or, l'équation (V C 5) peut s'écrire sous la forme suivante:

$$v = V [ \cos \omega t \{ 1 + (\alpha + \beta) \cos pt \} + \sin \omega t \{ (\beta - \alpha) \sin pt \} ]. \quad (\text{V C } 6)$$

Dans cette équation,  $v$  est constitué par deux composantes de fréquence  $\omega$ , décalées de  $90^\circ$ . La tension totale se trouve donc par l'addition géométrique de ces composantes. L'amplitude est:

$$v_{\max} = V \sqrt{ \{ 1 + (\alpha + \beta) \cos pt \}^2 + \{ (\beta - \alpha) \sin pt \}^2 } \quad \dots \quad (\text{V C } 7)$$

Après quelques transformations, cette équation peut s'écrire sous la forme:

$$v_{\max} = V \sqrt{ 1 + (\alpha - \beta)^2 + 2(\alpha + \beta) \cos pt + 4\alpha\beta \cos^2 pt } \quad \dots \quad (\text{V C } 8)$$

Les formules (V C 7) et (V C 8) donnent donc la tension redressée en fonction du temps. Lorsqu'on substitue à  $\alpha = \beta$  la valeur  $\frac{1}{2} am$ , l'équation (V C 7) donne directement la tension B.F. normale obtenue dans le cas de bandes latérales égales. L'équation (V C 7) devient alors:

$$v_{\max} = V(1 + am \cos pt).$$

La tension B.F. donnée par la formule (V C 8) peut être développée en une série de Fourier avec les fréquences  $p, 2p, 3p, \dots$ . On obtient alors finalement une solution comportant des intégrales elliptiques. Aussi utiliserons-nous, pour ce développement, une solution plus simple qui nous permettra aussi d'atteindre le but visé sans de trop grandes erreurs. Développons l'expression (V C 8) en une série exponentielle de  $\cos pt$ . Si nous extrayons de cette série les composantes qui fournissent les fréquences  $p, 2p, 3p, \dots$ , nous obtenons finalement la distorsion à calculer. Nous calculerons la distorsion jusque et y compris le quatrième harmonique, c'est-à-dire que nous développerons la série jusqu'à et y compris les termes comprenant  $\cos 4pt$ . Voici d'abord un procédé très simple d'extraire les harmoniques  $\cos pt, \cos 2pt$  etc. d'une série exponentielle de  $\cos pt$ .

Supposons que le développement de la série exponentielle pour (V C 8) puisse se représenter par :

$$v_{max} = V \{ f_0 + f_1 \cos pt + f_2 \cos^2 pt + f_3 \cos^3 pt + f_4 \cos^4 pt + \dots \} \quad (V C 9)$$

Cherchons dans cette série les harmoniques  $\cos pt, \cos 2pt, \dots$ . Si nous supposons que (V C 9) est développé de la manière suivante :

$$v_{max} = V \{ g_0 + g_1 \cos pt + g_2 \cos 2pt + g_3 \cos 3pt + g_4 \cos 4pt + \dots \} \quad (V C 10)$$

il s'agit de déterminer  $g_0, g_1$  etc. en fonction de  $f_0, f_1, \dots$ .

On dispose des équations connues suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \cos pt &= \cos pt \\ \cos^2 pt &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2pt \\ \cos^3 pt &= \frac{3}{4} \cos pt + \frac{1}{4} \cos 3pt \\ \cos^4 pt &= \frac{5}{8} + \frac{1}{2} \cos 2pt + \frac{1}{8} \cos 4pt \end{aligned} \right\} \dots \quad (V C 11)$$

En substituant dans l'équation (V C 9), les valeurs de l'équation (V C 11), la série (V C 8) prend la forme (V C 10). Il est vrai que l'on commet ainsi une légère erreur, car un terme tel que  $\cos 6pt$  contient aussi des termes en  $\cos 4pt$  et en  $\cos 2pt$ . Ces derniers termes sont cependant petits par rapport aux termes provenant des puissances plus petites. L'équation (V C 10) peut donc s'écrire sous la forme :

$$v_{max} = V \left\{ \left( f_0 + \frac{1}{2} f_2 + \frac{5}{8} f_4 + \dots \right) + \left( f_1 + \frac{3}{4} f_3 + \dots \right) \cos pt + \right. \\ \left. + \left( \frac{1}{2} f_2 + \frac{1}{2} f_4 + \dots \right) \cos 2pt + \left( \frac{1}{4} f_3 + \dots \right) \cos 3pt + \right. \\ \left. + \left( \frac{1}{8} f_4 + \dots \right) \cos 4pt + \dots \right\} \dots \dots \dots (V C 12)$$

Il en résulte que :

$$\left. \begin{aligned} g_0 &= f_0 + \frac{1}{2} f_2 + \frac{5}{8} f_4 \\ g_1 &= f_1 + \frac{3}{4} f_3 \\ g_2 &= \frac{1}{2} f_2 + \frac{1}{2} f_4 \\ g_3 &= \frac{1}{4} f_3 \\ g_4 &= \frac{1}{8} f_4 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (V C 13)$$

Effectuons d'abord le calcul dans le cas de la suppression totale d'une bande latérale. Dans l'équation (V C 8), posons donc  $\beta = 0$  (en posant  $\alpha = 0$ , on obtiendrait évidemment les mêmes résultats), de sorte que :

$$v_{max} = V \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos pt} = \\ = V \sqrt{(1 + \alpha^2) \left( 1 + \frac{2\alpha}{1 + \alpha^2} \cos pt \right)^{\frac{1}{2}}} \dots \dots (V C 14)$$

Utilisons le développement en série suivant connu (utilisable pour  $x < 1$ )

$$(1 + x)^n = 1 + \frac{n}{1} x + \frac{n(n-1)}{1.2} x^2 + \frac{n(n-1)(n-2)}{1.2.3} x^3 + \dots \\ + \frac{n}{1} x^{n-1} + x^n,$$

et substituons à  $x$  la valeur

$$\frac{2\alpha}{1 + \alpha^2} \cos pt$$

(Il est vrai que la condition  $x < 1$  n'est plus satisfaite lorsque  $\alpha = 1$  et  $\cos pt = 1$ . On peut cependant obvier à cette difficulté en faisant abstraction du cas où  $\alpha = 1$ . D'ailleurs on peut se rapprocher aussi près que l'on veut de ce cas). Pour  $n = \frac{1}{2}$ , le développement en série devient donc:

$$(1+x)^{1/2} = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \frac{1}{16}x^3 - \frac{5}{128}x^4 \dots$$

Nous interrompons la série exponentielle au terme  $\cos 4pt$ , car, pour nous, les harmoniques plus élevés n'ont pas d'importance. En appliquant ce développement à l'équation (V C 14), on obtient:

$$v_{max} = V \left\{ (1 + \alpha^2)^{1/2} + \frac{\alpha}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} \cos pt - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{(1 + \alpha^2)^{3/2}} \cos^2 pt + \frac{1}{2} \frac{\alpha^3}{(1 + \alpha^2)^{5/2}} \cos^3 pt - \frac{5}{8} \frac{\alpha^4}{(1 + \alpha^2)^{7/2}} \cos^4 pt \dots \right\} \dots \dots \dots \text{(V C 15)}$$

Les équations (V C 15) et (V C 13) donnent, dans le cas où  $\alpha$  est assez petit par rapport à 1:

$$\left. \begin{aligned} g_1 &= \frac{1}{8}f_4 = -\frac{5}{64} \frac{\alpha^4}{(1 + \alpha^2)^{7/2}} \approx \frac{5}{64} \alpha^4; \\ g_3 &= \frac{1}{4}f_3 = \frac{1}{8} \frac{\alpha^3}{(1 + \alpha^2)^{5/2}} \approx \frac{1}{8} \alpha^3; \\ g_2 &= \frac{1}{2}f_2 + \frac{1}{2}f_4 = -\frac{1}{4} \frac{\alpha^2}{(1 + \alpha^2)^{3/2}} - \frac{5}{16} \frac{\alpha^4}{(1 + \alpha^2)^{7/2}} \approx -\frac{1}{4} \alpha^2; \\ g_1 &= f_1 + \frac{3}{4}f_3 = \frac{\alpha}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} + \frac{3}{8} \frac{\alpha^3}{(1 + \alpha^2)^{5/2}} \approx \alpha; \\ g_0 &= f_0 + \frac{1}{2}f_2 + \frac{5}{8}f_4 = (1 + \alpha^2)^{1/2} - \frac{1}{4} \frac{\alpha^2}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} \approx (1 + \alpha^2)^{1/2} \end{aligned} \right\} \text{(V C 16)}$$

Pour la distorsion nous calculons:

$$\left. \begin{aligned} 2e \text{ harmonique: } d_2 &= \frac{|g_2|}{|g_1|} = \frac{1}{4} \alpha \\ 3e \text{ harmonique: } d_3 &= \frac{|g_3|}{|g_1|} = \frac{1}{8} \alpha^2 \dots \dots \dots \text{(V C 17)} \\ 4e \text{ harmonique: } d_4 &= \frac{|g_4|}{|g_1|} = \frac{5}{64} \alpha^3 \end{aligned} \right\}$$

Pour  $\alpha = 0,15$  on trouve donc:

$$d_2 = 3,75\%; d_3 = 0,3\%; d_4 = \text{extrêmement petit}$$

Pour  $\alpha = 0,4$ :

$$d_2 = 10\%; d_3 = 2\%; d_4 = 0,5\%.$$

Dans le cas où  $\alpha = 1$ , qui pourrait se présenter lorsque l'amplitude de l'onde porteuse et celle des bandes latérales sont rendues égales par voie artificielle, on ne doit pas utiliser la valeur approximative de la distorsion. Dans ce cas,  $d_2, d_3$  et  $d_4$  doivent se calculer à l'aide des équations complètes pour  $g_2, g_3$  et  $g_4$ . On trouve alors:

$$d_2 = 15\%; d_3 = 3\%; d_4 = 1\%.$$

La fig. 255 donne, en fonction de  $\alpha$ , les distorsions provoquées par le deuxième et par le troisième harmonique. Cette distorsion peut évidemment se calculer aussi pour une onde porteuse et deux bandes latérales dissymétriques. Ce calcul est assez long et nous nous contenterons donc d'en mentionner les résultats:

$$\left. \begin{aligned} 2e \text{ harmonique: } d_2 &= \frac{1}{2} \frac{(\alpha - \beta)^2}{(\alpha + \beta)}; \\ 3e \text{ harmonique: } d_3 &= \frac{1}{8} (\alpha - \beta)^2; \\ 4e \text{ harmonique: } d_4 &= \frac{1}{64} \frac{(\alpha - \beta)^2 (5\alpha^2 + 6\alpha\beta + 5\beta^2)}{(\alpha + \beta)} \end{aligned} \right\} \dots \text{(V C 18)}$$

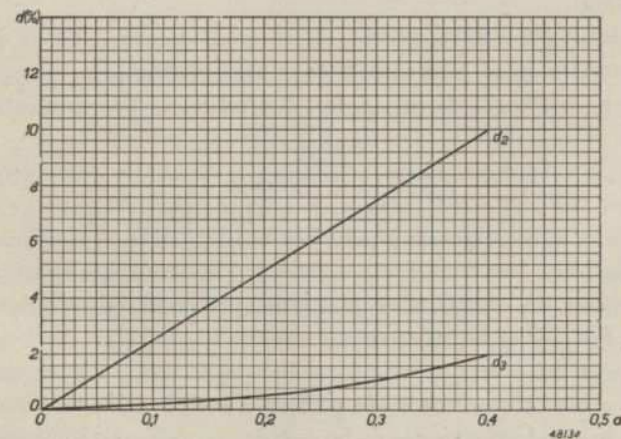


Fig. 255. Distorsion par le second harmonique et le troisième en fonction du facteur  $\alpha$ , le rapport de la composante de bande latérale à l'onde porteuse.

On obtient alors pour :

$$\alpha = 0,15 \text{ et } \beta = 0,05: d_2 = 1,25\%;$$

$$d_3 = 0,1\%;$$

$$d_4 = \text{extrêmement petit.}$$

$$\alpha = 0,4 \text{ et } \beta = 0,1: d_2 = 4,5\%;$$

$$d_3 = 1,1\%;$$

$$d_4 = 0,3\%.$$

Ces résultats suscitent les remarques suivantes :

1. la distorsion est constituée essentiellement par un deuxième harmonique ;
2. lorsque la seconde bande latérale n'est pas entièrement supprimée, la distorsion est beaucoup plus petite.

La fig. 252 représente l'oscillation H.F. résultante dans le cas d'une onde porteuse avec une seule composante de bande latérale ( $\alpha = 0,4$  et  $\varphi = 30^\circ$ ). Dans cette figure, les enveloppes  $v_1$  et  $v_2$  sont tracées à l'aide des résultats des calculs ci-dessus. Comme nous l'avons déjà mentionné (et comme le montre nettement cette figure), l'amplitude de la tension B.F. obtenue après la détection est approximativement égale à la moitié de celle obtenue dans le cas d'une onde porteuse avec deux bandes latérales.

Nous avons déjà mentionné aussi l'existence de modulation de fréquence (dans la fig. 252, les distances comprises entre les points zéro de l'oscillation H.F. résultante ne sont plus égales). Cette particularité ressort aussi nettement du calcul.

Dans l'équation (V C 5), la tension H.F. a été décomposée en une composante sinusoïdale et en une composante cosinusoidale.

On en tire, pour l'angle de phase de l'oscillation H.F. résultante :

$$t_g \varphi = \frac{(\beta - \alpha) \sin pt}{\{ 1 + (\beta + \alpha) \cos pt \}} \dots \dots \dots \text{ (V C 19)}$$

Cette équation montre que la phase de l'oscillation H.F. résultante dépend de la modulation. Considéré sous cet aspect, il faudrait donc parler de modulation de phase. La variation de phase est évidemment accompagnée d'un glissement des passages par zéro.

Enfin, on peut prouver, par voie mathématique, que, tout comme dans les autres cas, dans celui d'une onde porteuse avec bandes latérales dissymétriques, il se produit, en plus de la distorsion, des sons combinés dès que la modulation est constituée par diverses fréquences  $p$ ,  $q$ , etc.

### § 3. Effet de démodulation

Lorsque deux signaux  $V_1$  et  $V_2$  sont appliqués simultanément au détecteur, la somme de ces deux tensions peut de nouveau être représentée par l'équation (V C 5), dans laquelle  $V = V_1$ ,  $\alpha V_1 = V_2$  et  $\beta = 0$ . Les fréquences des deux signaux sont alors  $\omega$  et  $\omega + p$ . Pour les considérations ultérieures relatives à la détection de ces signaux, on peut donc se servir des résultats obtenus dans ce qui précède.

Par  $V_2 = \alpha V_1$ , nous indiquons un émetteur perturbateur assez faible et par  $V_1$ , l'émetteur désiré, beaucoup plus puissant. Provisoirement aucun des deux n'est modulé. Dans ce cas,  $V_2$  pourrait se manifester sous forme d'un son d'interférence de fréquence  $p$ . Cependant, si l'on admet que cette fréquence se trouve hors de la gamme audible, ce qui est très possible,  $V_2$  ne sera pas gênant. Cependant, il est à prévoir que, dès que l'émetteur perturbateur  $V_2$  est modulé, cette modulation deviendra perceptible après la détection et sera donc gênante. Quel signal B.F. faut-il attendre de la modulation de  $V_2$ ? Si seule la tension perturbatrice  $V_2$  existe, dans le cas de détection linéaire et d'un taux de modulation  $m$ , on obtiendra un signal B.F. égal à  $mV_2$ . Fait étrange et très avantageux, ce signal perturbateur B.F. diminue notablement lorsque le signal désiré  $V_1$  existe. C'est donc une sélection additionnelle, autre que la sélectivité des circuits. Dans le cas d'une détection quadratique, cet effet ne se manifeste pas.

Au paragraphe 2, nous avons établi comment la somme des tensions donnée par l'équation (V C 5) peut aussi s'écrire sous forme d'une tension de fréquence déterminée (mais de phase variable) modulée d'après (V C 3). Dans le cas envisagé ici ( $\beta = 0$ ), on obtiendrait :

$$V_{max} = V_1 \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos pt} \dots \dots \dots \text{ (V C 20)}$$

ou, développé comme l'équation (V C 10) :

$$V_{max} = V_1 (g_0 + g_1 \cos pt + g_2 \cos 2pt + \dots) \text{ (V C 21)}$$

Les valeurs de  $g_0$ ,  $g_1$ ,  $g_2$ , etc., peuvent se tirer des données du paragraphe 2 pour des valeurs déterminées de  $\alpha$  et pour  $\beta = 0$  (voir (V C 16)).

Dans l'équation (V C 21), la combinaison du signal désiré et du signal perturbateur se perçoit donc comme une oscillation dont l'enveloppe est modifiée par l'expression entre parenthèses. Dans le cas de détection linéaire, la tension B.F. aux bornes de la résistance de la diode est égale à  $V_{max}$ . D'après l'équation (V C 21), cette tension comporte donc aussi des composantes de fréquence  $p$ ,  $2p$ ,  $3p$ , etc. Cependant, comme nous avons supposé que  $p$  est inaudible, ces composantes ne nous intéressent pas. Il subsiste donc la tension redressée  $V_1 g_0$ . Tant que  $V_2$  n'est pas modulé, donc tant



qu'il est constant, cette tension continue est inoffensive, mais dès que  $V_2$  est modulé, elle varie et, par conséquent  $g_o$  varie aussi. Dans ce cas  $V_1 g_o$  devient une grandeur variable qui est amplifiée sous forme de tension perturbatrice B.F.

Lorsque  $V_2$  varie, on peut donc écrire, par approximation, pour cette composante:

$$\Delta V_{max} = V_1 \frac{dg_o}{dV_2} \Delta V_2 \dots \dots \dots \quad (V C 22)$$

Alors qu'une variation  $\Delta V_2$  de la tension  $V_2$  ferait prévoir une tension B.F. égale à ce montant, on obtient  $\Delta V_{max}$ , un montant qui s'avérera plus petit. Le facteur de démodulation peut donc se définir par le rapport:

$$D = \frac{\Delta V_{max}}{\Delta V_2} = V_1 \frac{dg_o}{dV_2} \dots \dots \dots \quad (V C 23)$$

Pour calculer ce facteur de démodulation, il faut donc déterminer d'abord la valeur de  $g_o$  de l'équation (V C 16):

$$g_o \approx (1 + \alpha^2)^{1/2} - \frac{1}{4} \frac{\alpha^2}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} \dots \dots \dots \quad (V C 16)$$

On obtient alors:

$$D = V_1 \frac{dg_o}{dV_2} = V_1 \frac{dg_o}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dV_2} \dots \dots \dots \quad (V C 24)$$

et comme  $\alpha = \frac{V_2}{V_1}$ :

$$D = \frac{dg_o}{d\alpha} \dots \dots \dots \quad (V C 25)$$

En différentiant la valeur de  $g_o$  trouvée ci-dessus, on obtient:

$$D = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{V_1 + \alpha^2} + \frac{1}{4} \frac{\alpha^3}{V_1(1 + \alpha^2)^3} \dots \dots \dots \quad (V C 26)$$

Cette relation entre le facteur de démodulation  $D$  et le rapport  $\alpha$  des deux ondes porteuses est représentée fig. 256. Pour de petites valeurs de  $\alpha$ , c'est-à-dire dans le cas d'un émetteur perturbateur faible, le facteur de démodulation est approximativement égal à la moitié du rapport des ondes porteuses. Ceci se déduit facilement de l'équation (V. C. 26); pour de petites valeurs de  $\alpha$ , le second terme est négligeable par rapport au premier et le radical peut être posé égal à 1.

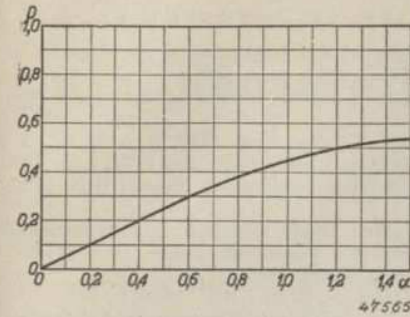


Fig. 256. Facteur de démodulation D en fonction du facteur  $\alpha$  qui est maintenant le rapport de l'onde porteuse de l'émetteur désiré à celle d'un émetteur perturbateur.

Une autre conclusion hâtive, à savoir que pour de très grandes valeurs de  $\alpha$ , le facteur de démodulation serait égal à  $\frac{1}{2}$ , est erronée. En effet, dans ce cas, l'approximation admise pour  $g_o$  n'est plus utilisable. La supposition que, pour de très grandes valeurs de  $\alpha$  (perturbation plus forte que le signal reçu) il ne se produit pas de démodulation par la perturbation, donc  $D = 1$ , est donc logique. Un calcul exact prouve qu'il en est réellement ainsi; pour  $\alpha = 0,8$ , la courbe de la fig. 256 s'écarte notablement de la réalité.

La fig. 256 montre donc que, si l'émetteur perturbateur est ramené à 1/10e du niveau de l'émetteur désiré par les moyens sélectifs, l'effet de démodulation de la tension perturbatrice B.F. est encore réduit de 1/20e, ce qui constitue une participation non négligeable à la sélectivité. Le fait que cet effet de démodulation ne se produit pas dans le cas de la détection quadratique s'explique très facilement. Dans ce cas, la tension redressée est:

$$V = k V_{max}^2$$

En substituant à  $V_{max}$  la valeur tirée de l'équation (V C 20), on trouve:

$$V = k V_1^2 (1 + \alpha^2 + 2 \alpha \cos pt),$$

ou:

$$V = k (V_1^2 + V_2^2 + 2 V_1 V_2 \cos pt) \dots \dots \quad (V C 27)$$

Si l'on néglige de nouveau le son d'interférence  $2 k V_1 V_2 \cos pt$ , il subsiste donc:

$$V = k V_1^2 + k V_2^2$$

alors qu'en l'absence du signal désiré  $V_1$ , on aurait trouvé:

$$V = k V_2^2.$$

On voit que maintenant, dans les deux cas, des variations de  $V_2$  provoquées par la modulation ont le même effet sur  $V$ , de sorte qu'il ne peut être question d'effet de démodulation.

Entre les deux formes de détection se trouve une zone de transition de signaux d'intensité modérée, dans laquelle on relève une certaine démodulation, inférieure cependant à la valeur calculée pour la détection linéaire.

## BIBLIOGRAPHIE RELATIVE AU CHAPITRE V

1. *Chaffee, E. L. and G. H. Browning.* A theoretical and experimental investigation of detection for small signals, Proc. I.R.E. Febr. 1927, page 113.
2. *Colebrook, F. M.* The apparent demodulation of a weak station by a stronger one, Wireless Eng. 1931, p. 409.
3. *Court, W. P. N.* Diode operating conditions, Wireless Eng. 1939, p. 548.
4. *David, P.* Quelques remarques sur les détecteurs, L'onde électrique 1934, page 403.
5. *Nelson, J. R.* Some notes on grid circuit and diode rectification, Proc. I.R.E. 1932, p. 989.
6. *Roder, H.* Ueber die Wechselwirkung zwischen Diode und H.F.-Spannungsquelle bei der Gleichrichtung modulierter Hochfrequenz, Telefunken-Röhre, Dec. 1942.
7. *Weeden, W. N.* New detector circuit, Wireless World 1937, p. 6.
8. *Wheeler, H. A.* Design formulas for diode detectors, Proc. I.R.E. 1938, p. 745.
9. *Wilhelm, K.* Die Röhre im Rundfunkempfänger — Diode-Gleichrichtung, Telefunken Röhre 1936, p. 196.
10. *Williams, F. C.* The modulation response and selectivity curves of a resonant circuit, loaded by a diode rectifier, Wireless Eng. 1938, p. 189.
11. Mutual demodulation and allied problems, Wireless Eng. 1931, p. 405.

## INTRODUCTION DES VOLUMES V ET VI

Comme suite à ce volume (tome IV), voici un aperçu de la matière qui sera traitée dans les tomes V et VI.

Les oscillations B.F. obtenues après la détection sont transmises à l'étage de sortie par l'intermédiaire d'éléments de couplage qui, d'une façon générale, ne transmettent pas les diverses fréquences dans une même mesure. C'est ce qui produit la distorsion dite linéaire du signal B.F.; cette distorsion est illustrée par la courbe dite de fidélité ou de reproduction de l'appareil. Cette distorsion linéaire ainsi que les diverses possibilités de couplage et leurs propriétés sont exposées au chapitre VI. La troisième fonction de l'appareil récepteur est de rehausser le niveau d'énergie. Ceci s'effectue dans l'étage de sortie, c'est-à-dire dans le tube amplificateur de sortie et le haut-parleur y couplé. Toutefois, l'énergie acoustique réelle étant difficile à mesurer, on termine généralement au haut-parleur les considérations relatives à l'étage de sortie et l'on considère comme étalon la puissance fournie par le tube de sortie.

Etant donné que l'étage de sortie de l'appareil récepteur absorbe la plus grande puissance, on s'efforcera, dans de nombreux cas, de limiter cette consommation au minimum, par exemple par l'emploi de montages spéciaux tels que les montages push-pull régime A/B et régime B. Tous les problèmes y relatifs sont traités au chapitre VI.

Dans l'étage de sortie aussi se produit de la distorsion due surtout à la courbure de la caractéristique. Dans de nombreux cas, l'utilisation d'un couplage à contre-réaction permet de réduire tant la déformation linéaire que la déformation non linéaire du signal B.F. dont il vient d'être question. Une partie de la tension ou du courant de sortie est ramenée, en opposition de phase, au circuit d'entrée de l'étage B.F. A mesure que la tension ainsi ramenée augmente, la distorsion totale diminue; toutefois, cette amplification est alors d'autant moins influencée par les éléments de couplage et par la courbure de la caractéristique du tube. Ce couplage dit inverse ou à contre-réaction est décrit en détail au chapitre VIII.

La puissance nécessaire au fonctionnement du récepteur peut se prélever d'une batterie ou du secteur lumière; dans ce dernier cas, on peut avoir

affaire à un secteur à courant alternatif ou à un secteur à courant continu. Dans le cas d'emploi de batteries, l'alimentation ne suscitera guère de problèmes. Par contre, l'alimentation de récepteurs à brancher sur le secteur, et en particulier de ceux appropriés tant aux secteurs à courant continu qu'aux secteurs à courant alternatif (éventuellement aussi au fonctionnement sur batteries) soulève quelques problèmes intéressants qui sont traités en détail au chapitre IX, le dernier du volume II.

Le montage d'un récepteur moderne comporte divers raffinements; des réglages qui, au début, s'effectuaient à la main sont actuellement automatiques. C'est ainsi qu'il est indispensable d'adapter la sensibilité et donc l'amplification du récepteur à la tension que l'émetteur induit dans l'antenne; cette tension peut avoir une valeur comprise entre  $1 \mu\text{V}$  et  $1\text{V}$ . A cet effet, on utilise des tubes amplificateurs à caractéristique fortement incurvée, dont la pente est réglable à l'aide de la tension de polarisation négative de grille. Bien que ce réglage introduise de la distorsion (voir chapitre IV) on dispose ainsi d'une possibilité très simple de réglage automatique de l'amplification. En effet, la tension de polarisation de grille s'obtient alors par redressement de la tension amplifiée de l'onde porteuse. Ce principe est connu sous le nom de „réglage automatique du volume” ou de „compensation automatique du fading”.

Par suite du réglage automatique du volume, l'amplification est plus ou moins uniformisée, de sorte que, pour l'auditeur, il est moins facile d'obtenir l'accord précis. C'est pourquoi le réglage automatique du volume est bien souvent complété par un système d'indication visuelle de l'accord.

Outre le réglage automatique du volume, le récepteur comporte encore un régulateur de volume, actionné à la main, qui permet d'ajuster les différences de modulation ou, la modulation étant constante, le niveau d'intensité sonore désiré.

Un autre réglage automatique, utilisé dans les récepteurs superhétérodynes de luxe, est le réglage automatique de la fréquence. Ce réglage corrige les petites déviations de la fréquence de l'oscillateur, dues à des causes diverses. Ce montage étant assez compliqué, et le glissement de fréquence étant beaucoup moins gênant que le fading, ce réglage automatique est peu utilisé. On préfère en général éviter le défaut même, c'est-à-dire les variations de la fréquence de l'oscillateur. Toutefois, le réglage automatique de la fréquence soulevant des problèmes intéressants, qui peuvent aussi être d'importance pour d'autres applications, nous l'avons décrit en détail. Un troisième réglage corrige automatiquement, dans le récepteur, un défaut inévitable dans l'émission. Il s'agit de la compression intentionnelle des contrastes dans la musique et la parole. Les contrastes du signal B.F. transmis à

l'étage de sortie sont donc plus petits que ceux existant dans la musique originale. Bien que ce défaut ne soit pas directement gênant, sa correction améliore la qualité de la reproduction. Cette correction est appelée expansion des contrastes. Elle doit évidemment être automatique.

Dans certains cas, on utilise aussi, dans les récepteurs et les amplificateurs, le réglage inverse, donc la compression des contrastes, à savoir dans les cas où l'on désire obtenir une puissance de sortie maximum sans recourir à un étage de sortie si largement dimensionné que l'on dispose d'une réserve suffisante pour les pointes de tension, parfois de courte durée. Pour éviter la surmodulation et la forte distorsion qu'elle entraîne, les contrastes trop prononcés doivent être supprimés d'avance. En fait, ceci revient à une distorsion, mais celle-ci est moins gênante qu'une surmodulation de l'étage de sortie.

Les trois réglages précités font partie de ce que l'on appelle la „technique du réglage”; c'est ce qui nous a incités à les traiter au premier chapitre du tome VI (chapitre X).

Tous ces réglages reposent sur le fait qu'une tension ou un courant est ramené vers une autre partie du montage, de sorte que l'on crée intentionnellement un couplage entre ces diverses parties. Comme on le sait, c'est de la phase de la tension ou du courant ramenés que dépend la tendance à l'oscillation du montage, c'est-à-dire la stabilité ou l'instabilité du montage. Les moyens de contrôler ou de prédéterminer cette stabilité sont exposés au chapitre XI.

Dans le récepteur se produisent aussi, en certains endroits, des couplages et des réactions à caractère parasitaire. La cause principale en est la capacité anode-grille du tube électronique. Le chapitre XII traite des effets de ces réactions et de la manière dont on peut en tenir compte.

Enfin, dans l'appareil récepteur se produisent des phénomènes secondaires plus ou moins gênants. C'est ainsi que des fluctuations irrégulières de l'intensité du courant dans les résistances et dans les tubes électroniques provoquent des tensions qui se traduisent par du souffle dans le haut-parleur. D'autres causes de perturbations sont, par exemple, le ronflement, l'effet microphonique, et le signal résiduel, perturbations dont on doit et peut tenir compte dans le projet du récepteur. Tous ces phénomènes secondaires, plus ou moins gênants, sont traités au chapitre XIII.

Et, point final de l'ouvrage: calcul détaillé de divers projets de récepteurs et d'amplificateurs, basé sur la matière exposée aux chapitres précédents (Chapitre XIV).

## INDEX ALPHABÉTIQUE

- Accord variable, 21  
 Accord fixe, 21  
 Accroissement d'oscillation, 63, 73, 77, 78  
 Accroissement du taux de modulation, 332  
 Affaiblissement, 4, 5, 7, 16  
 Alimentation en parallèle, 11  
 Alimentation en parallèle du circuit anodique accordé d'oscillateur, 213, 225/243  
 Amortissement combiné, 7  
 Amortissement parallèle, 7, 9, 42, 5, 50/59  
 Amortissement série, 7  
 Amortissement de la diode, 27, 380, 397/402, 407  
 Amortissement de grille, 191, 199/208  
 Amortissement par l'antenne, 81  
 Amortissement du tube, 199/208  
 Amplification M.F., 1, 90/132  
 Amplification de conversion, 137, 146  
 Amplification haute fréquence, 1, 159/189  
 Amplification moyenne fréquence, 1  
 Angle de phase de la pente, 287  
 Angle d'ouverture, 146  
 Antenne artificielle, 81, 82
- Bande latérale, 1**  
 Bande de fréquence, 1  
 Bandes latérales inégales, 429/440  
 Bibliographie, 133, 294, 331, 376, 444  
 Binode, 383
- C.A.V., 106, 110  
 Capacité anode-grille de l'oscillatrice, 208/211  
 Capacité de charge spatiale, 276, 862  
 Capacité de dispersion, 1/271/273  
 Capacités en parallèle, 199, 200  
 Capacité de l'antenne, 60, 76  
 Capacité parasitaire, 33
- Caractéristique du courant de grille, 203  
 Caractéristique de détection, 380, 390, 405  
 Caractéristique de pente logarithmique, 348/353, 362  
 Cathode virtuelle, 152  
 Coefficient d'amplification d'un tube oscillateur, 232/234  
 Changement de fréquence, 134/295  
 Changement de fréquence par diode, 144/148  
 Changement de fréquence par heptode, 152  
 Changement de fréquence par hexode, 152/154  
 Charge spatiale, 275  
 Circuit de résonance, 218  
 Condensateur padding, 178/184  
 Condensateur de couplage, influence du, 213/217  
 Condition d'oscillation, 173/184  
 Condition d'oscillation du montage Colpitts, 185  
 Condition d'oscillation du montage Hartley, 197  
 Constantes du circuit, 296, 321  
 Couplage d'antenne, 60, 85  
 Couplage d'antenne capacitif, 62, 65, 72, 75  
 Couplage d'antenne inductif, 64, 66/67  
 Couplage d'antenne superinductif, 70, 79  
 Couplage capacitif à la base, 65, 85  
 Couplage capacitif de courant, 29, 35  
 Couplage capacitif de tension, 31  
 Couplage des circuits à l'aide de tubes, 119  
 Couplage complexe, 45  
 Couplage critique, 25, 38, 73  
 Couplage électronique, 289  
 Couplage hypercritique, 25, 34, 37  
 Couplage hypocritique, 25, 34  
 Couplage inductif à la base, 66

## Index alphabétique

449

- Couplage réglable, 96  
 Couplage de résistance, 35  
 Couplage de résonance, 12, 14  
 Couplage au sommet capacitif, 62, 75, 84/85, 334  
 Couplage au sommet inductif, 64  
 Couplage super-inductif, 88  
 Couplage de tension, 35  
 Courant d'amorçage, 405  
 Courant de confection, 280  
 Courant continu de grille, 211  
 Courant continu de grille d'oscillateur, 211  
 Courant de grille de l'oscillateur, variations de l'intensité du, 180/184  
 Courbe de la caractéristique, 332  
 Courbe padding, détermination de la, 296/330  
 Courbe padding, point de réglage, 298/302  
 Courbe de réglage, 110  
 Courbe de résonance asymétrique, 46  
 Courbe de résonance d'un circuit oscillant, 5, 15, 36  
 Courbe de résonance d'une combinaison de deux circuits à fréquences de résonance différentes, 17  
 Courbe de résonance du couplage d'antenne, 85  
 Courbe de résonance de filtres de bande, 34, 35, 36, 100, 104/108  
 Courbe de sensibilité de l'oreille, 337
- Densité de la charge, 275**  
 Déphasage, désaccord par, 329/330  
 Dérivation capacitive, 55  
 Désaccord par déphasage, 324/330  
 Désaccord relatif, 5, 46  
 Détection, 377/444  
 Détection par l'anode, 378, 383/386  
 Détection de crête, 378  
 Détection diode, 379, 387/443  
 Détection par la grille, 381/383  
 Détection linéaire par l'anode, 385  
 Détecteur de puissance, 383  
 Diode, 408/413, 204  
 Diode à chauffage direct, 405  
 Dispersion de la bobine oscillatrice, 210  
 Dissipation anodique de l'oscillateur, 238  
 Distorsion, 332
- Distorsion de modulation, 332, 338/343
- Effet de démodulation, 441/443  
 Effet d'induction, 270, 273/278  
 Effet du temps de transit des électrons, 279/284
- Facteur d'affaiblissement, 72  
 Facteur de couplage, 26, 47  
 Facteur de transmodulation, 245  
 Facteur de qualité, 4, 13  
 Fréquence-image, 84, 370  
 Filtres de bande, 19/49, 90/119  
 Filtres de bande d'amortissements inégaux, 39  
 Filtre de bande à amortissement parallèle, 43  
 Filtres de bande à circuits inégalement accordés, 44  
 Filtre de bande à couplage complexe, 45  
 Filtre de bande à couplage inductif, 21  
 Filtre de bande à couplage réglable, 96, 126/132  
 Filtre de bande, M.F., 90/132
- Glissement de fréquence, 222, 285/294  
 Graphique des sifflements, 373
- Heptode, 151**  
**Hexode auto-oscillatrice, 152**
- Impédance du circuit, 3, 5, 25
- Mesure de  $\left( - \frac{\partial I_g \text{ moyen}}{\partial V_g \text{ moyen}} \right) V_{gs}$   
 et  $V_{go} \left( \frac{\partial \tilde{S}_{eff}}{\partial V_g} \right) V_g \text{ moyen}$   
 de tubes oscillateurs.
- Mesures de l'augmentation du taux de modulation, 364  
 Mesure de la distorsion de la modulation, 364  
 Mesure à l'étage détecteur, 425/428  
 Mesure de l'intensité du courant de grille d'oscillateur en fonction de la fréquence, 240

- Mesure de l'intensité du courant d'oscillateur, 168  
 Mesure de modulation de ronflement, 365  
 Mesure de la pente de conversion, 143  
 Mesure de la pente efficace, 168  
 Mesure de la résistance interne d'un changeur de fréquence, 143  
 Mesure de la tension d'oscillateur, induite sur la grille d'entrée, 278  
 Mesure de la transmodulation, 366  
 Modulation de ronflement, 86, 332/338, 358  
 Montage en cascade, 14  
 Montages changeurs de fréquence, 144  
 Montage Colpitts, 185/197  
 Montage Hartley, 197/199  
 Montages oscillateurs, propriétés des 157/243  
 Montage d'un oscillateur à alimentation en série, 227
- O**  
 Octode, 154/156, 282/284  
 Onde porteuse, 1, 12
- P**  
 Pentagride, 154  
 Pente de conversion, 136/143  
 Pente de conversion, calcul de la 138/143  
 Pente de conversion, mesure de la 143/144  
 Pente efficace, 158, 160/172  
 Pente efficace, mesure de la 168
- R**  
 Rapport d'image, 370  
 Rayonnement, 270  
 Réaction dans tubes changeurs de fréquence, 270/278, 289  
 Réglage automatique de la largeur de bande, 126  
 Réglage de la tonalité, 118
- Rendement de courant**, 164  
**Résistance d'antenne**, 81  
**Résistance équivalente**, 11  
**Résistance de fuite de grille d'oscillateur**, 267  
**Résistance interne, mesure de la** 143  
**Résistance interne du tube changeur de fréquence**, 137  
**Résistance en parallèle**, 3  
**Résonance**, 3
- Sélectivité**, 1, 12, 13  
**Self-induction de l'antenne**, 83  
**Sifflements**, 368/375  
**Sifflements superhétérodynes**, 332  
**Stabilité d'un réglage**, 252  
 „Staggered circuits”, 18  
**Superhétérodyne**, 90, 134  
**Suroscillation**, 244/269  
**Suppression d'une bande latérale**, 430
- Techebycheff, méthode de** 299  
**Temps de transit des électrons**, 279/284  
**Tension alternative de l'oscillateur**, 139  
**Tension auxiliaire**, 139  
**Tension de blocage**, 160  
**Tension de grille-écran glissante** 353/355  
**Tension d'oscillateur, variations de la** 180/184  
**Tension thermique**, 387  
**Transformateur M.F.**, 37  
**Transmodulation**, 74, 332, 343, 349  
**Transmodulation, mesure de la** 366  
**Triode-heptode**, 151  
**Tube de couplage**, 128/133  
**Tube modulateur**, 136
- Variations des capacités des tubes**, 286