

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE  
DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

P. DAVID

COURS DE  
**RADIOÉLECTRICITÉ  
GÉNÉRALE**

**3**

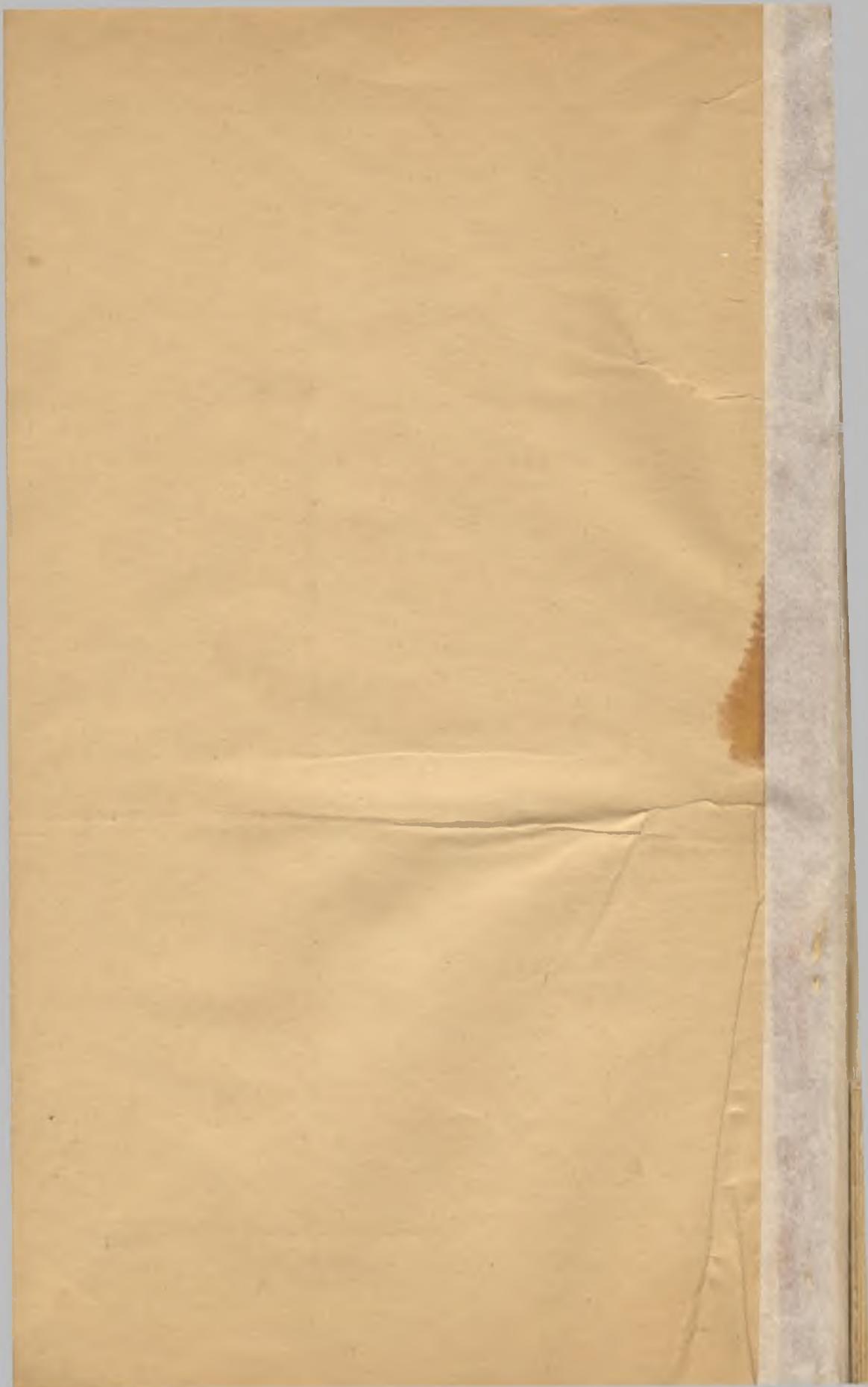
LIVRE II

**LA RÉCEPTION**



*Eyrolles*

ÉDITEUR, PARIS



Panich

COURS  
DE  
RADIOÉLECTRICITÉ  
GÉNÉRALE



## NOTE DE L'ÉDITEUR

*Le Tome III du Cours de Radioélectricité Générale, proposé à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, devait initialement comporter à la fois l'Emission et la Réception.*

*Le développement donné par les auteurs à ces deux parties a nécessité une modification de ce plan. Pour ne pas donner à l'ouvrage un volume excessif, il a fallu le scinder en deux livres.*

*Le premier est consacré par R. Rigal à l'étude de l'Emission.*

*Dans celui-ci, P. David étudie la Réception. Après quelques chapitres généraux sur les propriétés des récepteurs, il passe en revue les différentes opérations et les organes correspondants : aérien, étages amplificateurs, détecteurs, changeurs de fréquence, régulateurs, etc...*

*Nous rappelons que ces deux livres, constituant le tome III, complètent le Cours de Radioélectricité Générale dont les tomes suivants ont déjà paru :*

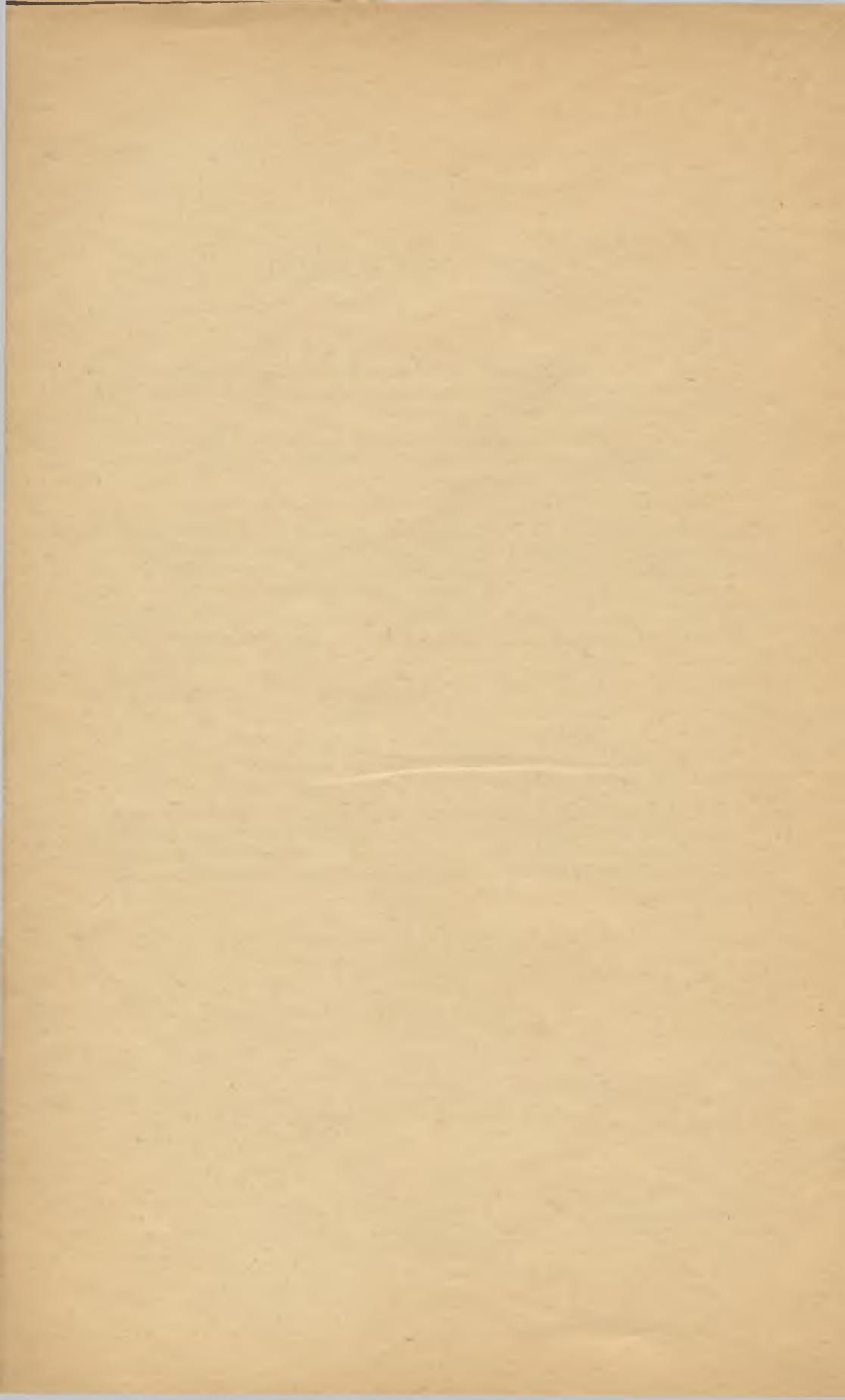
*Tome I. : Circuits fermés — Rayonnement — Circuits ouverts, par R. RIGAL.*

*Tome II. : Les lampes amplificatrices, par P. DAVID.*

*Tome IV. : Propagation des ondes, par P. DAVID.*

*L'ouvrage sur les hyperfréquences (circuits et propagation des ondes) de R. Rigal, paru dans la collection du Centre National d'Etudes des Télécommunication, et édité chez Eyrolles, correspond également à un enseignement donné à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications.*

---



## INTRODUCTION

6.0. — Un récepteur est un assemblage d'éléments de trois types :

- collecteurs d'ondes (aériens, antennes...) ;
- circuits (self-inductions, capacités, transformateurs..) ;
- lampes.

Son étude ne peut être entreprise avec fruit, si l'on ne connaît pas d'abord à fond les propriétés de ces constituants. Nous supposons ces données de base acquises dans d'autres parties du cours, et nous n'en ferons ici que de brefs rappels (pour éviter des reports incessants et des divergences de notations).

Même dans ces conditions, un projet de récepteur est délicat.

D'une part, l'ingéniosité des radiotechniciens a créé tant de montages, de schémas, de variantes... que le choix entre toutes les combinaisons possibles exige une connaissance parfaite des avantages et inconvénients de chacune et un jugement très sûr.

D'autre part, l'association des éléments fait apparaître des problèmes nouveaux, souvent parmi les plus ardues : régimes transitoires d'ensembles complexes, réactions parasites, effet nuisible des distorsions de phase et d'amplitude, des organes non-linéaires, bruits de fond et leur superposition, etc. Nous en traiterons quelques-uns, mais nous devrons seulement en résumer certains autres, dont le traitement rigoureux complet nous ferait sortir des limites de ce cours.



Pour cette nouvelle rédaction, nous avons d'abord puisé dans le fonds traditionnel d'enseignement radiotechnique : nous devons rendre hommage à la RADIO ÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE de M. MESNY et à la RÉCEPTION de M. VARRET (E.S.E. RADIO, LYON 1943). Nous avons également repris certaines pages de nos conférences antérieures à l'École Supérieure des P.T.T. et à l'École Supérieure d'Electricité, Section RADIO.

Mais nous avons aussi largement tenu compte des récents progrès : nouvelles lampes, ondes ultra-courtes, télévision, radar, en faisant un choix dans l'immense documentation britannique et américaine (Compte-rendus de la RADIOLOCATION CONVENTION, collection des ouvrages du M.I.T., etc.).

Nous nous sommes demandé dans quelle mesure la « vieille » technique devait s'effacer pour faire place à la « nouvelle ». Y avait-il bouleversement, contradiction ? Pour apprendre le « radar », fallait-il, comme certains l'affirment, désapprendre d'abord la radio ?

Nous ne le pensons pas.

Certes, la « jeune » technique représente une notable extension, un embellissement de l'ancienne. Mais on y retrouve l'application des mêmes principes, solides, immuables.

L'apparence des circuits a changé. L'augmentation de la fréquence a rendu prépondérants des termes jadis négligeables. Les résonateurs « à constantes localisées » sont remplacés, dans certains cas, par des lignes, des tubes, des guides et des cavités..., etc. Mais les règles d'association de ces éléments ; les lois de l'amplification, de la sélectivité et de la fidélité — à condition d'être correctement énoncées sous une forme assez générale — n'en gardent pas moins toute leur valeur.

Nous avons donc cherché, non à opposer, mais à concilier et à harmoniser l'« ancienne » et la « nouvelle » techniques.

Nous avons voulu montrer comment les mêmes formules de base s'appliquent aux exemples les plus divers, dans toute l'étendue des bandes de fréquence actuellement utilisées.

Sans prétendre former directement, des spécialistes de radio-diffusion, de télévision ou de radar (prétention illusoire, car de tels spécialistes devront chercher ailleurs un complément d'informations pratiques, et surtout une expérience personnelle), nous espérons faire comprendre la nature et la diversité des problèmes posés par la réception radio-électrique et guider les ingénieurs vers les meilleures réalisations.

(Septembre 1950).

## CHAPITRE PREMIER

# GÉNÉRALITÉS SUR LA RÉCEPTION

6.1. — Chacun sait, plus ou moins, ce qu'est un « récepteur de T. S. F. », et il peut sembler ridicule de définir un objet aussi répandu.

Mais autre chose est une connaissance vague du principe d'un appareil compliqué, autre chose est la connaissance précise indispensable à un ingénieur pour utiliser parfaitement, au besoin réparer, construire et même perfectionner cet appareil.

Aussi commencerons-nous ce Cours par quelques généralités sur la nature des signaux que l'on veut recevoir ; la puissance de sortie dont on a besoin ; les qualités désirables du récepteur et ses principaux organes constitutifs.

### SIGNAUX A RECEVOIR.

6.11. — Les « signaux » que l'on se propose de recevoir sont des ondes électromagnétiques à haute fréquence, transportant certaines modulations ou manipulations.

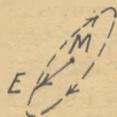
#### *Ondes porteuses*

L'onde se manifeste simultanément par un *champ électrique* et un *champ magnétique*, tous deux sensiblement sinusoïdaux dans le temps. On peut raisonner à volonté sur l'un ou l'autre ; en radio-technique on considère plus volontiers le champ électrique. C'est un vecteur  $\vec{E}$  dont l'extrémité peut décrire une courbe quelconque dans les trois dimensions (fig. 1.), sous l'effet combiné du rayon

Quelconque



Elliptique



Rectiligne

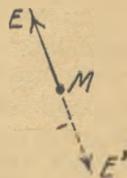


Fig. 1. — Polarisation du champ électrique reçu.

« direct » venu au ras du sol, du rayon « indirect » réfléchi par la haute atmosphère, enfin du rayon « secondaire » réfléchi par le sol et les obstacles environnants. Si la variation de l'intensité d'émission est quasiment sinusoïdale, les projections du champ le sont aussi, et la courbe, lieu de l'extrémité du vecteur  $\vec{E}$ , est une ellipse (parfois à axes égaux, c'est-à-dire un cercle). Il peut enfin arriver que le petit axe de l'ellipse tende vers zéro (projections en concordance de phase) et la polarisation est alors *rectiligne*, tantôt dans le plan vertical de la propagation (elle est alors dite « *verticale* »), tantôt perpendiculaire à ce plan (donc « *horizontale* »).

Cette situation compliquée pourrait faire craindre qu'il ne faille commencer l'étude d'une réception par une discussion approfondie de la polarisation du champ, en vue de déterminer le choix de l'antenne et son orientation. Heureusement, cette discussion se simplifie beaucoup, d'après les considérations suivantes :

1° *En ondes longues*, le sol, étant relativement bon conducteur, annule, à son voisinage, tout champ horizontal, à l'exclusion d'une petite composante dans le sens de la propagation. Le champ électrique à recevoir est donc sensiblement *vertical*.

2° *En ondes ultra-courtes* (métriques et au-dessous), les postes sont généralement situés, au-dessus du sol, à une hauteur grande par rapport à la longueur d'onde, et la propagation se fait principalement loin du sol, et sans être influencée par l'ionosphère. Dans ces conditions, la polarisation se conserve ; le champ électrique sera vertical, horizontal ou oblique, suivant que l'aérien d'émission le sera lui-même.

3° *En ondes moyennes*, surtout la nuit, et *en ondes courtes* (tout le temps), il y a prépondérance du rayon indirect, réfléchi par l'ionosphère et redescendant avec une inclinaison et une polarisation variables ; d'autre part, la réflexion sur le sol ajoute un champ secondaire fonction de la conductibilité du sol, de la fréquence, des obstacles... La situation est donc changeante et confuse, et il semble illusoire de chercher à la préciser. La pratique a montré que, *dans la plupart des cas*, on avait encore avantage à émettre *en polarisation verticale* et à utiliser aussi des antennes réceptrices verticales ; mais il faut bien reconnaître que des antennes de forme quelconque donnent aussi des résultats acceptables et qu'en arrivant *aux ondes décamétriques*, on peut indifféremment employer des aériens récepteurs sensibles à la composante *horizontale* (losange, par exemple) — même si l'émission est polarisée dans le plan perpendiculaire (ce qui est assez paradoxal).

Quelle que soit, d'ailleurs, la forme d'aérien adoptée, il arrivera par moments que la projection totale du champ le long de cet aérien sera quasiment nulle, c'est-à-dire que la f.e.m. recueillie tombera à une valeur beaucoup plus faible que sa moyenne : c'est l'« *évanouissement* » ou « *fading* », contre lequel nous verrons certains

moyens de lutte (régulation automatique de gain, réception « diversité »).

## TRANSMISSION DE L' « INFORMATION ».

6.12 — Mais l'onde entretenue quasi-sinusoidale, d'amplitude constante,  $E \cos \Omega t$ , ne constitue ordinairement pas un « signal », car elle ne transporte aucune « information » (1). Il faut lui appliquer des variations, qui constitueront le « message » proprement dit, ces variations provenant d'un « signal modulateur » : courant d'un manipulateur, d'un télétype, d'un microphone, d'un iconoscope, etc. Elles peuvent être de formes très différentes ; les progrès de la technique les compliquent tous les jours, et l'on n'a pas hésité à baptiser d'un nom nouveau, « cybernétique », l'art de mettre l'« information » sous la forme la plus avantageuse à cette transmission. Sans nous arrêter à toutes les discussions qui peuvent en résulter, indiquons simplement en quoi le choix du type d'« information » transportée influe sur la construction du récepteur.

6.121. — Comme la liaison radio-électrique est toujours affectée de fluctuations, de bruits, de brouillages, il peut arriver que le niveau moyen de ces parasites, B, soit trop voisin du niveau d'énergie du signal, S, pour que l'on puisse distinguer autre chose que la présence ou l'absence de celui-ci (à certains moments du moins).

On sera alors obligé de découper le message en un code télégraphique binaire, alternant des instants de silence (notés du chiffre zéro) avec des instants de transmission (notés du chiffre un). L'intervalle élémentaire de base, de durée T, transportera alors un « élément d'information » : zéro ou un (« bit »). Si nous transmettons N éléments successifs indépendants, avec le libre choix de toutes les combinaisons, nous pourrions former  $2^N$  messages distincts.

La vitesse d'information débitée par une telle transmission sera alors uniquement proportionnelle au nombre N d'éléments écoulés par seconde (« bauds »), c'est-à-dire, comme on le verra plus loin, à la largeur de bande occupée. Dans les liaisons difficiles on est obligé de ne pas dépasser une vingtaine, avec lecture au son. Si la liaison est meilleure on peut employer des télégraphes automatiques, téléimprimeurs, etc... et la vitesse atteint 100 ou 200 bauds. On a proposé ou essayé des systèmes encore plus rapides, mais qui ne se justifient guère dans la pratique.

Dans une liaison de ce genre, où le niveau saute brusquement de la valeur « zéro » à la valeur « un », les amplitudes intermé-

(1) Cependant, la simple position des vecteurs E et M donne une « information » suffisante pour la goniométrie, et la phase (comparée à une autre) donne une information utilisable dans certains guidages (DECCA). On traitera aisément ces cas limites, s'il y a lieu.

diaires n'ont aucun intérêt, le récepteur n'est pas tenu de les respecter. Ses seules qualités sont :

- le nombre d'éléments qu'il peut capter par seconde ;
- le niveau de bruit, déterminant le niveau minimum de signal nécessaire.

C'est la forme la plus ancienne des radiocommunications. Elle a été modernisée par l'invention des « impulsions », qui découpent l'onde en intervalles beaucoup plus courts : millième, dix-millième.. millionième de seconde ; le « code » consiste à en varier la durée, la fréquence, l'espacement... Le N est alors très augmenté, ainsi que la largeur de bande. Mais, tant que le récepteur n'a pas autre chose à faire, à un instant donné, que de « dire si l'impulsion passe ou ne passe pas », le principe n'est pas changé.

6.122. — Les progrès techniques et l'emploi d'ondes plus favorables rendent parfois — surtout à faible distance — la situation meilleure : l'énergie du signal est de beaucoup supérieure à celle des bruits,  $S/B \gg 1$ .

On peut alors faire transporter à chaque élément de signal, une « information » complémentaire, en faisant varier son *amplitude* suivant un nouveau code.

L'amplitude maximum atteinte sous l'effet du signal étant proportionnelle à  $\sqrt{S + B}$ , alors que le bruit introduit une fluctuation ou une incertitude dont l'amplitude est de l'ordre de  $\sqrt{B}$ , le nombre de « paliers » différents que l'on pourra distinguer dans l'amplitude sera de l'ordre de :

$$k = \sqrt{\frac{S + B}{B}} \quad (1).$$

Et s'il y a, par seconde, N éléments successifs, le nombre de combinaisons possibles deviendra :  $k^N$  (comme avec N chiffres dans une numération  $k^{\text{aire}}$ ).

La vitesse de transport de l'information sera donc la même que celle de M bits/seconde, si :

$$2^M = k^N.$$

$$(1) \quad M = \frac{N}{2} \log_2 \left( \frac{S + B}{B} \right).$$

Dans ce cas, il sera donc intéressant, non seulement que le récepteur ait un bruit faible (pour diminuer B) et une large bande passante (pour accommoder une valeur élevée de N), mais aussi qu'il reproduise fidèlement toutes les  $k$  valeurs d'amplitudes intermédiaires du signal.

(1) Ce résultat, présenté ici comme intuitif, a été démontré rigoureusement par les théoriciens de l'information.

En fait, les signaux modulateurs (courants d'un microphone, d'une cellule...) ne se présentent pas généralement sous forme de paliers discrets, mais de variations continues. Mais on les ramène à cette forme de deux manières :

a) Les sources de modulation présentent une certaine inertie, les circuits qui les transportent présentent une certaine bande passante, de sorte que la *vitesse de variation* du courant modulateur est finie ; dans ces conditions, on démontre que la quantité d'information par intervalle de temps est également finie ; le nombre  $k$  de combinaisons transmis par intervalle joue le même rôle que le nombre  $k$  de paliers.

Cela revient à dire, si l'on veut, que nul appareil d'utilisation (oreille, œil, enregistreur) ne peut apprécier des variations de valeur relative infiniment petite, dans un temps limité et en présence de fluctuations parasites.

b) On a d'ailleurs trouvé moyen de transformer réellement une variation continue en une variation par paliers : c'est le système à « impulsions codées », dont le principal avantage est que si l'on effectue plusieurs amplifications ou transmissions successives, chacune entachée d'un certain bruit, mais si ce bruit est inférieur à la différence des paliers, de manière à ne jamais causer d'« erreur de palier », alors ces distorsions successives ne s'ajoutent pas.

### Analyse des signaux modulateurs.

6.123. — Pour pouvoir déterminer si un récepteur est capable de capter fidèlement l'« information » transportée par une modulation — c'est-à-dire de reproduire  $N$  éléments par seconde, chacun avec  $k$  degrés différents — il faut savoir calculer la « réponse » de ses différents circuits aux variations qui lui sont appliquées.

Or, la réponse la mieux connue est celle « en régime permanent » sous l'effet d'une excitation sinusoïdale  $E \cos \Omega t$ .

Le cas le plus simple est donc celui où la modulation peut se décomposer en une somme limitée de telles excitations, c'est-à-dire en série ou en intégrale de FOURIER, limitée à une certaine pulsation maximum  $\omega_m$ . Nous rappelons que c'est le cas pour :

— La « téléphonie » commerciale, dont le spectre est limité par l'appareillage, la pupinisation, etc..., à environ 2,5 ou 3 Kc/s ;

— La radio-diffusion de haute qualité, qui va jusqu'à 5 10 et même parfois 12 à 15 Kc/s pour accroître le « naturel » de la voix et respecter le timbre des sons ;

— La télévision, dont la fréquence supérieure est proportionnelle au nombre de points transmis par seconde, c'est-à-dire au carré du nombre de lignes : environ 3 Mc/s pour 450 lignes et 10 Mc/s pour la « haute définition » à 819 lignes.

On a donc un « spectre » à trois composantes (fig. 2, a) occupant une largeur totale de  $2 \omega$ .

Partant de là, si l'on remplace la modulation sinusoïdale pure, par une modulation — ou même une manipulation — complexe quelconque, il suffit de développer celle-ci en série ou intégrale de FOURIER, pour obtenir :

$$E \left[ 1 \pm \int_0^{\infty} m \cdot \cos \omega t \cdot d\omega \right] \cos \omega t$$

l'intégrale pouvant toujours être considérée comme ayant une limite supérieure  $\omega_m$ , comme il a été observé ci-dessus, et une amplitude très faible au-delà.

Dès lors, chaque composante  $\omega$ , par la transformation précédente, donne lieu à deux fréquences « latérales » écartées de  $\pm \omega$  de part et d'autre de la porteuse. L'ensemble des composantes donnera donc lieu à un « cortège » de bandes latérales, le « spectre » reproduisant, du côté +, le spectre de la modulation même, translaté de  $\Omega$ , et, du côté —, son image dymétrique (fig. 2, b).

Si la limite supérieure de la pulsation de modulation est  $\omega_m$ , les bandes seront elles aussi limitées à  $\pm \omega_m$ , et la largeur totale sera  $2 \omega_m$ ; elle se déduit donc aussitôt des chiffres précédents (1).

Pour une onde modulée en fréquence (MdF) avec l'« excursion » ou « swing »  $\delta\Omega$  :

$$E \cdot \cos [(\Omega + \delta\Omega \cdot \cos \omega t) \cdot t].$$

La décomposition est plus difficile et se fait en séries de fonctions de BESSEL ; on a vu dans d'autres parties du cours (chap. I, V) que :

— si l'« excursion »  $\delta\Omega$  est inférieure à la pulsation maximum de modulation  $\omega_m$ , le spectre est défini par cette dernière et un peu plus large que  $2 \omega_m$  (ce cas est rare) ;

— si, au contraire,  $\delta\Omega \gg \omega_m$ , le spectre est limité par  $\delta\Omega$  et dépasse de peu son double ; on trouve, par exemple, des formules telles que :

$$[2 \delta\Omega + (2 \text{ à } 4) \omega_m]$$

c'est le cas normal pour bénéficier des avantages de la MdF.

(1) On en déduit que, pour une manipulation à vitesse  $b$  bauds, la largeur de bande totale h. f., occupée à l'émission, serait de  $3 b$ . C'est en effet l'avis de la Conférence Internationale d'Atlantic-City. Mais cela ne veut pas dire 1° que le brouillage de l'émetteur ne se fait pas sentir sur des récepteurs voisins, même avec des écarts beaucoup plus grands (en effet cette limite est très floue et concerne seulement « la plus grande partie de l'énergie », mais la faible partie résiduelle peut parfaitement suffire à troubler des récepteurs voisins), 2° ni, par contre, que le récepteur doit avoir une bande passante aussi large : nous verrons au chap. III qu'il peut fonctionner correctement avec une bande de  $1,5 b$  et moins.

Le spectre de la MdF est donc, en principe, plus large que celui de la MdA, généralement même *beaucoup* plus : en radio-diffusion, on prend ordinairement  $\delta\Omega = 5 \omega_m$  et on admet que le spectre total couvre au moins 75 Kc/s. ; en télégraphie, une méthode très à la mode consiste à faire « sauter » ou déplacer la fréquence porteuse de F (pour représenter le point) à F' (pour représenter le silence) (« shift »), sans que l'amplitude change. L'écart  $|F' - F|$  est nettement plus grand que la fréquence de manipulation : il atteint, par exemple, 400 à 800 c/s ; le spectre total H. F. occupe donc forcément une largeur plus grande. Mais, comme la discontinuité d'amplitude a disparu, on observe qu'au-delà de cette bande, les composantes résiduelles parasites décroissent beaucoup plus vite qu'avec une MdA ; le brouillage produit par un émetteur sur des récepteurs voisins, peut donc être moindre.

Enfin, la modulation dite « d'impulsions » (MdI) est d'abord une modulation d'amplitude, consistant à découper l'onde porteuse en impulsions brèves (de durée  $\Theta$  pouvant descendre à moins d'une micro-seconde) ; le spectre couvre donc une largeur totale d'au moins  $3/\Theta$  et le premier devoir du récepteur est de restituer correctement ces impulsions, ce qui lui impose une largeur de bande supérieure à  $1/\Theta$ . Ensuite, ces impulsions sont elles-mêmes modulées en amplitude, en durée, en phase, etc..., mais à des fréquences nettement inférieures à leur fréquence de répétition (en général, du  $1/3$  au plus). Cela change la répartition de l'énergie dans le spectre, mais guère sa largeur totale. Et le récepteur, après avoir isolé ces impulsions, devra, par des artifices convenables, faire reparaitre la variation qu'elles transportent : si c'est une durée ou une phase, la linéarité d'amplitude n'aura aucune importance.

## NIVEAUX DE SORTIE.

6.13. — L'appareil récepteur se termine par un « organe d'utilisation » dont il existe trois types :

-- Pour les *signaux télégraphiques enregistrés*, les *télécommandes* et *l'asservissement des radars*, il faut actionner des relais ou autres organes électromécaniques analogues.

Certains de ces relais sont très sensibles, surtout dans le modèle sélectif ; on en a réalisé qui fonctionnent à moins d'un microwatt.

Cependant, si le mouvement doit être rapide, si le réglage doit être facile et si la sécurité doit être absolue, on est amené à préférer des modèles plus robustes ; on a généralement satisfaction avec une résistance de quelques milliers d'ohms et un courant de l'ordre de 10 milliampères, soit une puissance de l'ordre du watt.

— Pour les *signaux téléphoniques* ou autres, reçus à l'oreille, l'organe d'utilisation est un « casque » ou un « haut-parleur ». La

fantastique sensibilité de l'oreille humaine (quand elle n'est pas troublée par les bruits extérieurs) permet d'écouter, au casque, avec des puissances très faibles ; la télégraphie modulée était couramment reçue, du temps où les amplificateurs n'existaient pas, avec moins d'un microwatt ; toutefois c'était pénible, et les opérateurs étaient à la merci du bruit. Aussi, dès que l'amplification est devenue courante, a-t-on beaucoup élevé ce niveau : actuellement on reçoit volontiers *au casque avec 1 à 100 milliwatts*. La même tendance est visible avec les haut-parleurs : la puissance autrefois normalisée, de 50 milliwatts, a été portée récemment à 500 *milliwatts* pour le récepteur « d'appartement ». Dans une grande salle, quelques watts s'imposent. Avec 50 à 100 watts, on fait du « public address » en plein air sur un champ de courses.

— Le troisième type d'organe de sortie est l'*oscilloscope cathodique*, utilisé pour la télévision et le radar. Il est difficile de chiffrer la puissance nécessaire, car certains modèles « à déviation électrostatique » exigent quelques centaines de volts, mais ne consomment guère de courant. Même avec les tubes « à déviation magnétique », en tous cas, il semble que l'on puisse travailler commodément avec une puissance d'excitation de l'ordre *du watt*.

Nous n'entrerons pas dans le détail de ces organes et nous contenterons d'étudier ici les récepteurs de manière à leur fournir le courant et la puissance nécessaires.

Il faut cependant encore ajouter une réserve : fréquemment, malgré les efforts faits pour assurer la réception très pure du signal, il arrive que ce signal se trouve, à la sortie d'un récepteur, mélangé d'un certain nombre d'impuretés auxquelles on donne souvent le nom de *bruits*, même si elles ne se manifestent pas acoustiquement (p. ex. sur un oscilloscope, elles se traduiront par une fluctuation de la ligne de repos, ou une luminosité diffuse). Dans ces conditions, la réception satisfaisante exigera une limite supplémentaire : le maximum relatif de ces impuretés, ou, si l'on veut, le *minimum du rapport signal/bruit* (évalué soit en amplitude, soit en énergie ou, mieux, en unités logarithmiques de type convenu, p. ex. en décibels).

Ce rapport *signal/bruit minimum* dépend, bien entendu, beaucoup du type de transmission envisagé :

Il part des *environs de 1* (c'est-à-dire zéro décibel) pour une télégraphie lue au son par un observateur exercé, à condition que le signal ait une fréquence musicale différente de celles de brouilleurs, et aussi dans certaines réceptions visuelles à l'oscilloscope rémanent, pour distinguer dans l'« herbe » ou la « scintillation » du bruit de fond, une trace périodiquement répétée. Mais c'est une limite extrême, un peu « acrobatique » et fatigante pour les opérateurs.

Il est préférable d'avoir un *rapport signal/bruit de quelques décibels* pour un service de longue durée ; avec 10 à 20 dB, on

commence aussi à pouvoir faire de la télégraphie automatique et de la téléphonie.

Mais, pour un fonctionnement sûr des relais, une diaphonie faible, etc., les exploitants demandent ordinairement 30 à 40 dB ; les radiodiffuseurs, pour une réception de haute qualité sans bruit perceptible, et les téléviseurs, pour une image sans aucun « grain », revendiquent même plus de 40 dB.

## QUALITÉS FONDAMENTALES D'UN RECEPTEUR.

6.14. — Enumérons maintenant — en attendant, pour certaines, une discussion ultérieure approfondie — les différentes qualités que nous devons nous efforcer de réaliser dans un récepteur :

1° Sensibilité ; c'est l'aptitude à recevoir des signaux aussi faibles que possible ou, plus précisément, la valeur du champ, de la f.e.m. d'entrée, ou de la puissance d'entrée (en ondes ultra-courtes), nécessaire pour obtenir le niveau normal de sortie.

Lorsque le signal comporte une modulation à fréquence et taux variables, il conviendra, dans cette définition, de préciser cette fréquence et ce taux. Par exemple, en radiophonie, les essais ont généralement lieu avec modulation à 400 c/s, taux 30 %.

Lorsque le signal de sortie est mélangé de bruits parasites, la sensibilité « absolue » ainsi définie perd son intérêt ; on la remplace alors souvent par la « sensibilité utilisable », c'est-à-dire avec la restriction que le rapport signal/bruit reste supérieur au minimum normalisé.

Pour un rapport signal/bruit de 10 à 20 dB, on atteint par exemple des sensibilités de 0,1 à 1 microvolt, ou, en hyperfréquences avec bande large (radar) de  $10^{-14}$  à  $10^{-13}$  watt.

Enfin, lorsque la gamme couverte est étendue, il est rare que la sensibilité (absolue ou utilisable) y reste constante : elle devra alors être définie, non par une valeur, mais par une courbe en fonction de la fréquence.

2° Protection contre les brouilleurs et parasites. — Sélectivité. — Le signal désiré n'étant jamais le seul qui atteigne le collecteur d'ondes, une seconde qualité fondamentale du récepteur est son aptitude à séparer le signal désiré d'avec tous les brouilleurs et parasites.

Cette séparation peut faire appel à trois procédés différents :

a) utiliser la différence de *direction d'arrivée* entre le signal désiré et les autres, au moyen d'un aérien directif ;

b) utiliser la différence de fréquences, ou plutôt de *spectre de fréquences*, au moyen de couplages et d'étages sélectifs, qua-

5° Stabilité. — C'est l'aptitude du récepteur à conserver son réglage sur une fréquence fixe, soit dans le temps, soit malgré des variations déterminées (de tension d'alimentation, de température, etc...). Cette qualité est peu importante pour un usager n'utilisant à la fois qu'un seul récepteur et pouvant le retoucher de temps en temps (auditeur de radio-diffusion) ; elle devient plus nécessaire dans les grands centres de trafic professionnel où le même opérateur doit assurer la surveillance d'un grand nombre de récepteurs en marche continue prolongée.

6° Facilité de manœuvre. — Il est évident que l'usager a toujours intérêt à effectuer le moins possible de manœuvres. En particulier, la tendance actuelle, très marquée, exige presque toujours la « *commande unique* » (de l'accord), c'est-à-dire que l'exploration de la sous-gamme et le réglage à la sensibilité maximum sur l'émission choisie doivent se faire par la manœuvre d'un seul bouton. Nous verrons que cette seule exigence a soulevé des difficultés considérables et influé profondément sur la construction des récepteurs.

7° Absence de rayonnement. — Il faut que les oscillateurs locaux (hétérodynes) contenus dans le récepteur ne troublent pas les récepteurs voisins (par induction directe, ou par l'intermédiaire du secteur d'alimentation et surtout *de l'antenne*).

Certains usagers professionnels sont extrêmement difficiles sur ce point, et pour leur donner satisfaction, les constructeurs doivent parfois adopter un type spécial de construction avec blindages et découplages énergiques.

8° Qualités diverses. — Nous ne parlerons guère, dans ce cours, de certaines autres qualités qui ne se prêtent guère à des considérations techniques, mais que nous ne pouvons passer sous silence, car elles jouent un grand rôle dans les préoccupations des constructeurs et des usagers : tels sont :

- *le mode d'alimentation et la consommation* (secteur ou batteries, piles, etc.),
- l'aptitude à supporter de *grands écarts de température*, (— 50° à + 60°, par exemple), l'humidité, les variations de pression, etc...,
- *l'encombrement*,
- *le poids*.

tous ces facteurs essentiels dans certaines applications, notamment militaires ; on sait les efforts accomplis pendant la der-

nière guerre mondiale pour la « miniaturisation » et la « tropicalisation » des matériels,

- enfin, la *présentation*,
- et le *prix*,

prépondérants dans le matériel pour auditeurs incompetents, mais toujours de réelle importance ; le choix d'un professionnel exercé peut parfaitement tenir à des détails d'apparence secondaire, comme la lisibilité et l'éclairage des cadrans.

## ELEMENTS CONSTITUTIFS D'UN RECEPTEUR.

6.15. — A la lumière des considérations précédentes, et avant d'entreprendre l'étude détaillée du récepteur, nous voudrions encore énumérer rapidement ses organes constitutifs (fig. 3).

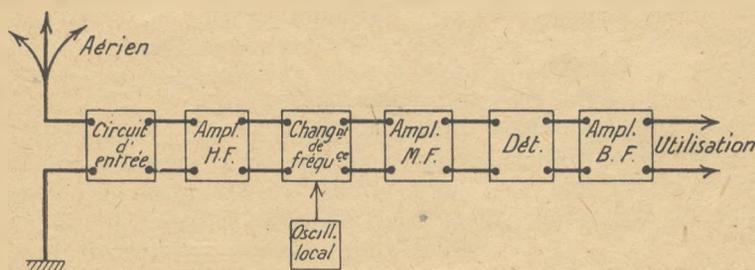


Fig. 3. — Eléments constitutifs d'un Récepteur.

1° Le champ sera capté par un « *collecteur d'ondes* » ou « *aérien récepteur* », soit du type « *ouvert* » (antenne), soit du type « *fermé* » (cadre).

2° Il sera *trié* d'avec les brouilleurs et parasites, dans un ou plusieurs systèmes sélectifs.

3° Il sera envoyé dans un organe « *détecteur* » ou « *discriminateur* » chargé de faire disparaître l'onde porteuse « *haute fréquence* » et reparaître la modulation transportée.

4° Le niveau de sortie ainsi obtenu étant généralement tout à fait insuffisant, le signal subira une *amplification notable*, soit avant, soit après détection, soit les deux.

Cette amplification sera naturellement réalisée au moyen de lampes à vide (ou tubes) à plusieurs électrodes. Elle pourra être combinée avec la sélection.

5° Il arrive souvent que l'amplification et la sélection nécessaires sont difficiles à obtenir directement sur l'onde reçue. Dans

ce cas on effectuera un « *changement de fréquence* », avec amplification et sélection supplémentaires.

6° On pourra ajouter au récepteur divers organes de réglage, manuels ou automatiques, notamment pour l'amplification et la sélectivité, ainsi que divers perfectionnements rendant son usage plus sûr ou plus agréable.

7° Enfin, le récepteur se terminera par son « appareil d'utilisation » (relais, écouteur, haut-parleur, tube oscilloscope) (que nous n'étudierons pas ici).

Nous allons passer en revue ces organes et leur fonctionnement. Mais, auparavant, il est nécessaire de discuter plus à fond les deux qualités fondamentales : sensibilité et sélectivité.

---

## CHAPITRE II

# LA SENSIBILITÉ ET LA LIMITATION PAR LES BRUITS PARASITES

6.20. --- Depuis que l'on dispose de lampes à plusieurs électrodes, c'est-à-dire que l'on sait amplifier presque indéfiniment — disons  $10^6$  à  $10^8$  fois en tension — on s'est aperçu que la limite de portée des radiocommunications n'est pas imposée par le niveau absolu des signaux reçus : quelque faibles qu'ils soient, on arrive toujours à les rendre audibles. Mais, plus on augmente pour cela l'amplification, plus on voit apparaître certains bruits parasites inévitables : bruits « de souffle », parfois additionnés de grincements et de craquements variés. Plus le signal est initialement faible, plus le rapport signal/bruit est petit, et il arrive un moment où la transmission devient inutilisable.

Pour localiser l'origine de ces bruits, on peut séparer le récepteur de son antenne et substituer à celle-ci une antenne « fictive ». On constate alors en général une diminution de bruit, ce qui prouve que certaines sources de bruit sont *externes* et agissent par l'antenne. Mais elles ne sont pas les seules : si l'on augmente suffisamment l'amplification, même sur antenne fictive et avec un récepteur parfaitement blindé, on arrive toujours à retrouver le bruit de fond. Il y a donc aussi des causes *internes*.

L'analyse de ces causes est difficile, compliquée et non encore parfaitement satisfaisante ; en outre, la comparaison de ces bruits entre eux est malaisée : les uns apparaissent naturellement comme des champs ou des f.e.m. comparables au signal ou, dans le cas des ondes courtes où les tensions varient vite le long des circuits, comme des énergies ; d'autres sont comparables aux bruits des résistances, considérés comme étalons et fonctions de la température : ce qui amène à parler de « résistances équivalentes de bruit », de « températures équivalentes de bruit » et des rapports de celles-ci à certaines autres, que l'on nommera des « facteurs de bruit ». Enfin, l'importance relative de ces diverses sources de bruit varie beaucoup avec la fréquence, de telle sorte que, suivant la gamme considérée, l'une ou l'autre sera prépondérante ou négligeable.

Dans ce chapitre, nous examinerons d'abord la nature de ces bruits, puis leurs différentes origines et la manière dont leurs effets se combinent. Nous pourrions ainsi, dans les chapitres suivants, à propos de chaque opération, discuter la manière de rendre le bruit minimum ou, plus exactement, de *rendre maximum le rapport signal/bruit* : ce qui est souvent plus important que de rendre le signal maximum.

## NATURE DES BRUITS DE FOND.

6.21. — Mentionnons d'abord quelques caractéristiques communes aux différents « bruits ».

Tout d'abord ils sont tous de forme très confuse : juxtaposition de perturbations très brèves, d'amplitude, de durée et de phase extrêmement variables ; ils n'ont pas de fréquence propre ; sur une figure qui les représenterait, on peut dire que « toutes les échelles des temps sont également probables » (au moins dans une large mesure).

On ne peut donc pas leur définir de valeur instantanée : il faut faire appel aux notions de probabilité et de statistique et donner, pour un temps assez long (par rapport à la durée de nos signaux), les valeurs moyennes quadratiques de leurs tensions, f.e.m. ou énergies :

$$\overline{v}, \overline{e}, \overline{w}.$$

Il en résulte que leur « spectre de fréquences » (dans la décomposition en série ou intégrale de FOURIER) est très étalé ; et, par suite, tant que l'on s'en tient aux largeurs de bande relativement faibles des récepteurs, *l'énergie de bruit est proportionnelle à la largeur de bande reçue* :

$$w = K. \Delta F.$$

Il revient au même de dire que la tension ou la f.e.m. de bruit, ou encore la tension ou la f.e.m. du signal, nécessaires pour dominer le bruit, sont proportionnelles à la racine carrée de la largeur de bande.

Ce n'est d'ailleurs qu'une première approximation : quand on explore des bandes de plusieurs octaves, comme celles utilisées en radiotechnique, on trouve toujours des régions où le spectre des différents types de parasites varie notablement : cela résulte de la constitution même des sources.

## ORIGINE DES BRUITS.

6.22. — Nous avons déjà mentionné des bruits « externes » et « internes » ; mais une analyse plus poussée amène à d'autres distinctions.

## BRUITS EXTERNES.

Les sources de bruits externes sont multiples :

## 1. — Parasites atmosphériques.

6.221. — Dès le début des radiocommunications (et peut-être même avant d'avoir réellement transmis des signaux), on s'est aperçu que les orages et les décharges atmosphériques produisaient de violentes perturbations dans les récepteurs.

Cette observation a été à la fois confirmée et élargie par les nombreuses études ultérieures. Il y a bien, en effet, des « parasites atmosphériques », en provenance de foyers orageux ; leur portée est même considérable ; on a pu en déceler, en goniométrer, en télémétrer, à des milliers de kilomètres et, de cette manière, suivre la marche de ces foyers au-dessus des océans ou des déserts et s'en servir pour les prévisions météorologiques.

Mais il y a aussi des parasites plus locaux, causés par des échanges électriques entre nuages, ou mouvements des « fronts d'air » chauds ou froids, sans aucune manifestation directement visible ou audible.

Ces « atmosphériques » ont un niveau très variable avec l'heure, la saison, la latitude, suivant des lois très complexes, dans lesquelles interviennent à la fois leur production et leur propagation. On vient seulement de commencer à pouvoir tracer des « courbes de niveau » de ces atmosphériques sur toute la surface du globe, et à faire à ce sujet des prévisions raisonnables.

Cette question sera reprise avec la « Propagation » et nous en extrairons seulement ici les données de base nécessaires à l'étude des récepteurs.

Le niveau maximum des parasites atmosphériques (hors le cas d'orage local intense) est donné, pour les latitudes tempérées de l'hémisphère Nord — donc, en particulier, pour la France — par les courbes 1, 2, et 2' de la fig. 1 : la première valable de nuit, les secondes constituant les limites probables de jour, dans l'après-midi. On a porté en abscisses les fréquences (ou longueurs d'onde, à échelle logarithmique inverse), en ordonnées, le niveau de champ juste nécessaire pour dominer les parasites, avec une largeur de bande de 6 Kc. (Pour une autre largeur, rectifier proportionnellement à  $\sqrt{\Delta F}$  et pour un autre type de trafic, tenir compte, en outre, de la variation autorisée du rapport signal/bruit (chap. I, § 6.13) (1).

On notera une diminution très notable avec la longueur d'onde : régulièrement, de nuit ; avec, de jour, une irrégularité (due aux

(1) Bien que puisées aux meilleurs renseignements officiels, ces courbes nous paraissent un peu pessimistes en ondes longues ; le trafic télégraphique s'est toujours fait avec des champs de l'ordre de 50 microv/m. (largeur de bande 0,1 à 1 Kc).

phénomènes de propagation). Et l'on conclura que *les atmosphériques sont très gênants en ondes longues et deviennent pratiquement inexistants en ondes très courtes.*

En cas d'orages locaux, le niveau peut être encore notablement plus élevé (on a mesuré des champs de 300 v/m pour un éclair à 1 Km), mais en gardant toujours la même allure de diminution, vaguement proportionnelle à la longueur d'onde : ce qui s'explique aisément, puisque si ces parasites proviennent de décharges entre nuages, l'énergie de ces décharges décroît, en même

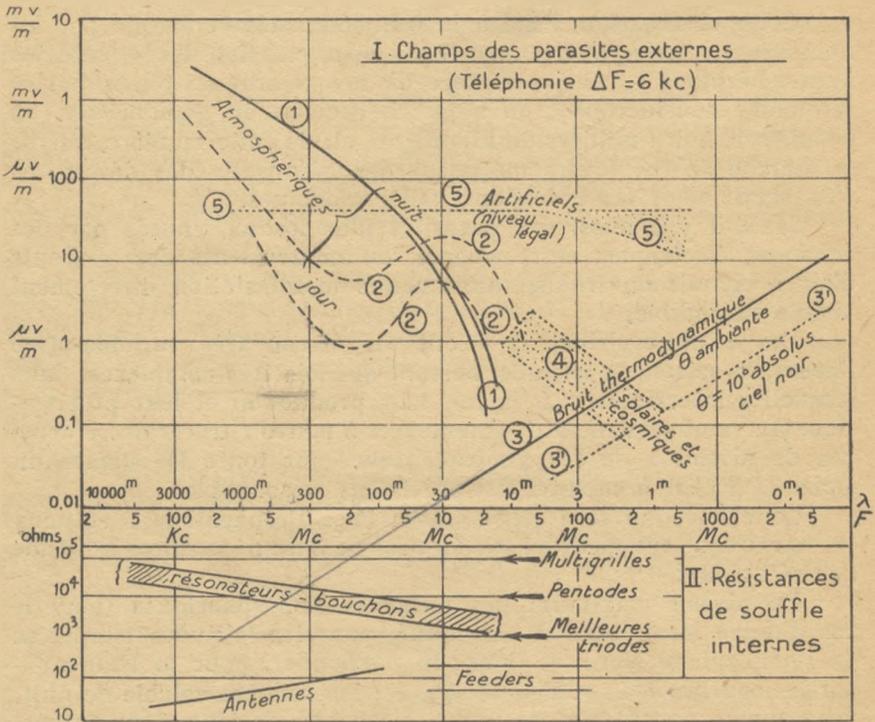


Fig. 1. Sources de bruit dans les récepteurs.

temps que leur longueur d'onde, avec les dimensions des nuages chargés.

## 2. — Parasites « thermodynamiques ».

6.222. — Indépendamment de ces atmosphériques accidentels, une antenne, même en cage de FARADAY, amène-t-elle du bruit au récepteur ?

Il faut répondre affirmativement à cette question. Une antenne reçoit toujours certaines forces électro-motrices, provenant de l'agitation thermique des conducteurs environnants. C'est un cas par-

ticulier de l'« équilibre thermodynamique » des corps à l'intérieur d'une enceinte, et l'on peut appliquer les formules de PLANCK, tout à fait générales. Avec la simplification convenant aux fréquences radio-électriques, on trouve qu'un élément de surface  $ds$  rayonne, dans l'angle solide  $d\omega$  et dans l'intervalle de longueurs d'onde  $\lambda$  à  $\lambda + d\lambda$ , l'énergie :

$$dW = \frac{2 c k T d\lambda}{4} ds. d\omega \quad (\text{U.E.M.})$$

en appelant : T la température absolue,

c la vitesse de la lumière,

k la constante de BOLTZMAN :  $1,23 \times 10^{-23}$ .

On peut en déduire (1) qu'un *doublet* radio-électrique élémentaire (non directionnel) échange avec le milieu ambiant, à la température ambiante  $T = 300^\circ$ , une énergie correspondant à l'action d'un « *champ thermodynamique* » :

$$E_{th} \left( \frac{\mu\text{V}}{\text{m}} \right) = a. \frac{\sqrt{\Delta F} (\text{Kc})}{\lambda (\text{m})}$$

le coefficient  $a$  ayant la valeur 0,113 si l'antenne est isolée dans l'espace, 0,16 si elle est mise au sol.

Le niveau correspondant, pour la largeur de bande  $\Delta F = 6 \text{ Kc}$ , est indiqué courbe 3, fig. 1.

Ce champ (négligeable en ondes longues et moyennes) augmentant avec la fréquence, on en déduit que, sur antenne omnidirectionnelle, il pourrait limiter la réception en ondes ultra-courtes. Mais, comme on le verra, dans cette gamme, on utilise toujours des aériens à pouvoir directif prononcé ; et pour une surface d'antenne donnée S, il en résulte une augmentation du niveau du signal, inversement proportionnelle à  $\lambda$ , tandis que cela ne change rien au bruit dans une enceinte à température uniforme (2). Donc la situation du rapport : (champ de signal)/(champ de bruit) n'est pas plus mauvaise quand la fréquence augmente.

Il reste d'ailleurs à discuter, dans quelle mesure une antenne normale peut être considérée comme faisant partie d'une enceinte en équilibre, et à quelle température ? C'est évidemment assez délicat. En ondes longues et moyennes, une bonne partie du champ capté provient du sol et des objets environnants ; de plus, vers le haut, l'ionosphère forme *écran* (Voir Cours Propagation). L'antenne est donc bien dans une sorte d'enceinte, dont les différentes parties ne sont pas à une température très éloignée de l'ambiante, et l'on

(1) Voir FRANZ, El. Nachr. Techn. avril 1939 ; LEHMANN, Note Techn. LMT N° 127.

(2) Le bruit venant de toutes les directions, l'augmentation dans la direction privilégiée est compensée par la diminution dans les autres. Cela se vérifie rigoureusement en intégrant le produit de l'énergie captée, par le gain dans chaque direction élémentaire.

peut espérer que le niveau du « champ thermodynamique » ne sera pas très différent de celui donné par la courbe 3.

Au contraire, en ondes très courtes, avec un projecteur à faisceau dirigé, il doit y avoir une différence appréciable suivant que ce faisceau est dirigé vers la Terre (température ambiante) ou braqué vers le ciel (température voisine du zéro absolu) ; un tel récepteur constitue une sorte de « thermomètre » et a d'ailleurs été employé comme tel, avec une grande précision.

On a constaté, en effet, que le pointage vers certaines régions « électriquement noires » du ciel, amène une réduction sensible du bruit de fond, la « température apparente » de l'enceinte tombant alors à l'ordre de  $10^\circ$  absolus : la courbe 3 est alors à remplacer par la courbe 3', située à  $\sqrt{\frac{10}{300}}$  au-dessous.

Par contre, d'autres régions du ciel ont ménagé des surprises, avec l'apparition de « parasites » d'un nouveau genre.

### 3. — Parasites solaires et « cosmiques ».

6.223. — On a découvert récemment, en braquant vers le ciel des récepteurs dirigés à ondes ultra-courtes, qu'il y existait des foyers de parasites extra-terrestres.

Le premier est le SOLEIL : sur ondes métriques, il donne lieu à des parasites d'intensité variable, mais relativement grande. On les attribue à la giration des électrons dans le champ magnétique solaire, d'où une mesure de celui-ci.

Si l'on évalue ces parasites par rapport au champ « thermodynamique » ci-dessus, on trouve, à certains moments, qu'ils correspondent à une « température d'enceinte » de l'ordre de  $450\,000^\circ$  pour l'ensemble de la surface du SOLEIL. Mais des expériences très précises ayant mis en évidence qu'ils ne proviennent pas de toute cette surface uniformément, mais surtout de certaines « taches » à surface réduite, il faut allouer à ces surfaces une « température équivalente » de bruit atteignant  $4.10^{10}$  degrés.

Le Soleil émet aussi des parasites sur la bande des ondes centimétriques, mais moins intenses : la température équivalente de rayonnement thermodynamique étant seulement d'environ  $6\,000^\circ$ .

Enfin, il est extrêmement curieux de constater : 1° qu'une certaine région du Ciel — extrémité de la Voie Lactée, vers le SAGITTAIRE et le SCORPION — émet aussi des parasites cosmiques de grande intensité : température équivalente de l'ordre de  $10\,000^\circ$  (Aucune explication n'a pu encore en être fournie) ; 2° qu'en d'autres points très précis (CASSIOPÉE) on localise des sources puissantes de parasites (« étoiles obscures »).

Le niveau très approximatif de ces parasites cosmiques est indiqué fig. 1 par la zone 4. Il n'est pas impossible d'en prévoir

certaines applications, comme celle d'une attaque aérienne dans la direction où l'on sait que les radars auront leur sensibilité diminuée (de même que l'on peut chercher à éblouir les observateurs ennemis en débouchant de la direction du Soleil).

#### 4. — Parasites artificiels.

6.224. — On désigne sous ce terme une foule de perturbations induites sur les antennes par tous les appareils électriques utilisés aux environs : moteurs, interrupteurs, enseignes lumineuses, systèmes de chauffage ou de diathermie à haute fréquence, etc.

La plupart de ces sources sont actionnées par le « secteur » et par suite les parasites qu'elles produisent seront véhiculés de préférence par les fils de ce secteur : d'où l'intérêt (sur lequel nous reviendrons) à coupler aussi peu que possible les antennes avec le secteur.

Une notable exception est constituée par les « parasites d'allumage » des automobiles : en effet l'allumage électrique avec magnéto HT ou DELCO, interrupteur, bougie et étincelle, est un véritable petit émetteur d'ondes amorties, rayonnées directement (1). Un moteur d'avion (si l'allumage n'est pas blindé) est audible dans un récepteur sensible sur ondes métriques, à des distances de plusieurs kilomètres (les recherches pour utiliser cette « détection » à des fins militaires ont même été, en FRANCE, à l'origine de l'idée du « RADAR »).

Le niveau de ces parasites artificiels est naturellement très variable et difficile à définir : peu élevé en rase campagne, il croît forcément dans les villes, au voisinage des chemins de fer électriques, lignes à haute tension, etc...

Un repère est cependant donné par le niveau « légal » auquel les usagers d'appareils électriques doivent, en principe, réduire leurs parasites, d'après la loi française des finances de 1933. Sans lui attribuer une valeur précise, on peut penser qu'il représente, en ville, un ordre de grandeur raisonnable. Nous l'avons indiqué fig. 1, courbe 5, dans la bande de fréquences où il est probablement applicable : 26 dB en-dessous de 1 mv/m. Aux fréquences supérieures il va en diminuant progressivement, mais les allumages de moteurs à explosion restant très gênants sur ondes métriques, même avec des champs de 1 mv/m.

(1) Le spectre de ces perturbations est naturellement très large — il a été mesuré entre 50 et 650 Mc/s —, ce qui est peut-être explicable par l'excitation simultanée de plusieurs tronçons de circuit d'allumage (bougie fil allant au distributeur, fil allant au bouton de commande sur le tableau de bord, etc.), Voir p. ex. NETHERCOT, *Wir. Eng.*, août 1949, p. 251-255.

## BRUITS INTERNES.

6.23. — Les bruits internes ont également une origine « thermodynamique » ; c'est l'agitation thermique des électrons dans les conducteurs.

On sait, en effet, que si nous pouvons parler de courant électrique « constant » ou « nul » dans un circuit, c'est seulement à échelle macroscopique et pour une valeur « moyenne » dans un temps suffisant ; en réalité, si nous observons un conducteur pendant des temps courts, nous trouverons, dans chaque section, des électrons allant et venant dans les deux sens, avec des variations d'intensité. C'est seulement « en moyenne » qu'un appareil peu sensible, mais à grande inertie, enregistrera un équilibre (que nous appellerons « repos »), ou un courant déterminé (que nous appellerons « continu ») ; mais un amplificateur assez sensible et sans inertie décèlera les variations instantanées sous forme de « bruit » irrégulier.

Ces variations se produisent différemment dans les circuits (à froid) et dans les lampes (émission cathodique à chaud).

Dans les circuits, une très ancienne formule d'EINSTEIN permet d'évaluer cette agitation : en effet un résonateur  $L, C, R$ , est un système à un seul degré de liberté (de même qu'un résonateur mécanique) ; à ce titre, il possède une énergie de fluctuation :

$$w_b = 4 k T \Delta F,$$

$k, T, \Delta F$  ayant la même signification que ci-dessus pour les parasites thermodynamiques

soit, à la température ambiante :

$$w_b = 16.10^{-21} \text{ watt/cycle.}$$

NYQUIST a montré que l'énergie  $w_b$  correspondait, dans ce circuit, à une f.e.m.  $e_b$ , fonction de la résistance  $R$  et déduite de  $w_b$  en y substituant  $\frac{e_b^2}{R}$ , d'où :

$$e_b = \sqrt{4 k T R \Delta F} \quad (\text{UEM})$$

ou en unités pratiques :

$$e_b \left( \frac{\mu\text{V}}{\text{eff}} \right) = B \sqrt{R} = 4 \sqrt{R (\text{mégohms}) \cdot \Delta F (\text{Kc})}.$$

Par exemple, pour  $R = 100\,000$  ohms et  $\Delta F = 10$  Kc, la f.e.m. de bruit est de 4 microvolts efficaces.

Il est facile de voir que cette formule, vraie pour la résistance série  $R$ , l'est encore pour la résistance-bouchon ou résistance-parallèle d'un résonateur,  $R_p$  ; en effet,  $R_p = L^2\omega^2/R$  ; d'autre part

la tension aux bornes du résonateur est égale au produit de la f.e.m. par le coefficient de surtension  $Q = L\omega/R$  ; la tension de bruit aux bornes de  $L$  ou  $C$  est donc :

$$v_b = e_b \cdot \frac{L\omega}{R} = B \sqrt{R} \frac{L\omega}{R} = B \sqrt{R \frac{L^2 \omega^2}{R^2}} = B \sqrt{R_p} .$$

Mentionnons tout de suite une erreur à ne pas commettre : il ne faut pas en déduire que l'on a avantage à amortir le résonateur pour diminuer  $R_p$  et par suite le bruit : car si l'on diminue bien ainsi la tension de bruit  $v_p$  proportionnellement à  $\sqrt{R_p}$ , par contre on diminue aussi la tension de *signal* proportionnellement à  $R_p$ , et au total on diminue le rapport signal/bruit. Il est avantageux, au contraire, d'augmenter  $R_p$  en employant des circuits à faibles pertes.

Cette relation s'étend à toutes les espèces de résistances (1), y compris les résistances de rayonnement (sous une réserve de « température apparente » que nous ferons plus loin) et les résistances qui traduisent une perte mécanique ou acoustique (comme celle introduite dans un haut-parleur par le mouvement de la membrane). En effet, s'il en était autrement, c'est-à-dire si deux résistances égales  $R$  et  $R'$  avaient des tensions de bruit différentes  $v_b$  et  $v'_b$ , il suffirait de les mettre en parallèle pour que celle ayant la plus grande tension de bruit, cède à l'autre de l'énergie ; la première se refroidirait, l'autre s'échaufferait, ce qui est absurde pour deux corps en équilibre thermodynamique.

On verra l'importance de cette remarque pour la résistance de rayonnement.

Dans les lampes (2), le passage du courant électronique est également affecté de fluctuations de même nature, dues aux différences de direction et de vitesse entre les électrons émis par la cathode. Dans une diode saturée (sans charge d'espace appréciable), cette fluctuation est facile à calculer, et sa valeur trouvée est bien conforme à l'expérience : ce qui permet de constituer aisément des « sources de bruit » étalons ou, inversement, de vérifier la valeur de la charge de l'électron.

Dans une triode ou une multigrille, le calcul est plus compliqué et moins bien vérifié, parce qu'il intervient d'autres facteurs : la charge d'espace (qui agit comme « tampon » pour régulariser le courant électronique et diminuer le bruit) et, en sens inverse, la présence des grilles, sur lesquelles le passage d'un courant irrégulier induit des variations de tension et entre lesquelles la répartition des électrons incidents subit aussi des fluctuations (ce qui augmente notablement le bruit).

(1) Il y a peut-être exception pour certains montages à lampes avec contre-réaction, mais ce n'est pas absolument démontré.

(2) Voir aussi fascicule LAMPES, § 4.92.

On peut exprimer ces fluctuations soit en courant dans la lampe, soit en tension équivalente sur la grille ; comme il est généralement nécessaire de les comparer avec celles produites par le circuit-grille — assimilé à une résistance — on a même pris l'habitude de les exprimer conventionnellement par celles d'une résistance équivalente, placée dans la grille (en série). On dira par exemple que « la résistance de bruit » d'une triode est de l'ordre de

$$R_l = \frac{3}{\text{pente}}.$$

Ce qui signifie que les fluctuations de courant plaque sont les mêmes que celles produites par une résistance  $R_l$  fictive qui serait placée en série dans la grille.

Le tableau ci-joint donne une idée des résistances de bruit de diverses lampes : on notera l'énorme augmentation en passant aux pentodes et surtout aux mélangeuses.

Ces chiffres ne sont que des moyennes et des ordres de grandeur ; on peut en trouver d'assez différents dans la littérature technique et plus encore dans les mesures expérimentales (1). Ils augmentent, d'ailleurs, aux fréquences très élevées.

## ADDITION DES DIFFÉRENTS BRUITS DANS UN MEME CIRCUIT.

6.24. — Les sources de bruit étant, comme on le voit, très nombreuses, il faut maintenant savoir comment s'ajoutent leurs effets.

Le calcul et l'expérience montrent qu'en raison de la nature des perturbations qui la constituent (chocs brefs sans corrélation) chaque source apporte une énergie indépendante des autres, et les énergies s'ajoutent :

$$w_b = w_1 + w_2 + w_3 \dots \text{etc.}$$

Par conséquent, si les tensions de bruit individuelles sont  $v_1, v_2 \dots v_n$ , leur addition se fait quadratiquement :

$$v_b = \sqrt{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + \dots v_n^2}$$

Il en résulte que si l'une des tensions,  $v_k$ , est prépondérante — disons par exemple trois fois plus grande que toute autre — elle détermine pratiquement le bruit de fond ; l'effet des autres est négligeable.

(1) Les normalisations laissent subsister des variations considérables sur les caractéristiques des tubes de série (par exemple pour la 6 AK 5 avec  $V_{\beta 0} = V_{gk} = 120\text{v}$   $V_{g2} = -2\text{v}$ )  $i_{\beta}$  peut varier entre 3,0 et 12 mA, la pente entre 3,5 et 6,5  $\frac{\text{mA}}{\text{V}}$ .

## CARACTÉRISTIQUES DE LAMPES POUR H.F.

	Pente mA/v	Résist interne ohms	Capacités parasites			Résist. de bruit ohms	Résist. d'entrée ohms (à 30Mc)
			entrée μF	sortie μF	grille- plaque μF		
Triodes normales	1 LE3 d *	0,85	19 000	1,7	3,0	1,7	2 900
	6 J 5	2,6	6 700	3,4	3,6	3,4	960
	6 SC7 d	1,3	53 000	2,3	3,0	2,2	1 900
	6 SL7 d	1,6	44 000	3,2	3,6	2,8	1 600
	6 SN7 d	2,6	7 700	2,9	1,0	3,8	960
	7 F8	5,6	14 500	2,8	1,4	1,2	440
Triodes spéciales	m 9002	2,2	11 400	1,2	1,1	1,4	1 100
	mn 3A5 d φ	1,8	8 300	0,9	1,0	3,2	1 400
	mn 6C4	2,2	7 700	1,8	1,3	1,6	1 100
	mn 6J4 Gm	12,0	4 500	2,8	0,24	4,0	200/300
	mn 6J6 d	5,3	7 100	2,2	0,4	1,6	470/600
	g 6 F4	5,8	2 900	2,0	0,6	1,9	430
	g 955	2,0	12 500	1,0	0,6	1,4	
	g 957 *	0,65	20 800	0,3	0,7	1,2	
	g 958 *	1,2	10 000	0,6	0,8	2,6	
	(ph?) CV53 Gm	6,5	15 000	5,0	0,025	1,3	430 350
ph 2C 40	4,8	7 500	2,1	0,02	1,3		
ph 2C 43	8,0	6 000	2,8	0,02	1,7		
Pentodes montées en triodes	6 AC7-1852	11,2	.....	11	.....	.....	220/300
	mn 6AK5	6,7	.....	4,0	.....	.....	385/500
	g 954	.....	.....	.....	.....	.....	2000
Pentodes normales	1 LN5 *	0,8	1,1	3,4	8,0	0,007	3500
	6 SD7	3,6	1,0	9	7,5	0,003	
	6 SG7	4,7	0,9	8,5	7,0	0,003	4000
	6 SH7	4,9	0,9	8,5	7,0	0,003	2900
	6 SJ7	1,65	0,7	6,0	7,0	0,005	5800
	6 SK7	2,0	0,8	6,0	7,0	0,003	10500
	.....	.....	.....	.....	.....	.....	15 000
Pentodes spéciales	6 AB7-1853	5,0	0,7	8,0	5,0	0,015	2 470
	6 AC7-1852	9,0	1,0	11,0	5,0	0,015	700
	P2	5,0	.....	8,0	5,5	0,014	.....
	EF42	9,5	0,44	9,5	4,5	0,005	700/2500
	EF50	6,5	1,0	.....	.....	0,003	1200
	m 9001	1,4	1,0	3,6	3,0	0,010	6 600
	m 9003	1,8	0,7	3,4	3,0	0,010	13 000
	mn 1L4 *	1,0	0,35	3,6	7,5	0,008	4 300
	mn 1T4 *	0,75	0,4	3,5	7,3	0,008	20 000
	mn 6AG5	5,0	0,8	6,5	1,8	0,025	1 600
	mn 6AJ5	2,7	0,09	4,1	2,0	.....	2 650
	mn 6AK5	5,0	0,34	4,0	2,4	0,020	1800/2500
	g 954	1,4	1,0	3,4	3,0	0,007	.....
g 956	1,8	0,7	3,4	3,0	0,007	.....	
g 959 *	0,6	0,8	1,8	2,5	0,015	.....	
Mélanges	6 J 7	1,2	.....	7	12	0,007	210 000
	6 K 8	(conv.) 0,3	.....	.....	.....	.....	250 000
	6 AC 7/1852	.....	.....	.....	.....	.....	3 000
	6 SA 7	.....	.....	.....	.....	.....	240 000

Le souligné indique une normalisation  
d: double    m: midget    mn: miniature    g: gland    ph: phare  
\* chauff. 1,5 v    φ chauff. 2,8 v    Gm: grille à la masse.

Il est donc fondamental, dans un récepteur, d'évaluer avec soin les différentes tensions de bruit, afin de reconnaître la principale et de la réduire le plus possible ; c'est cela qui améliorera le rapport signal/bruit. Par contre, il est inutile d'engager la lutte contre les bruits plus faibles, qui, de toutes façons, ne contribuent pas sensiblement au bruit total.

## COMPARAISON DES BRUITS DANS UN RECEPTEUR.

6.25. — Nous allons comparer successivement les bruits extérieurs, d'une part, les bruits intérieurs, d'autre part, et, enfin, les deux types entre eux.

Les bruits *extérieurs* sont évalués en champ dans la fig. 1 : la comparaison entre eux est donc immédiate. On voit que :

- en ondes *longues*, les atmosphériques sont de beaucoup prépondérants ;
- en ondes *moyennes*, ce sont, dans les villes, les parasites artificiels (observation fréquemment faite par les auditeurs de radio-diffusion) ;
- en ondes *courtes* et *très courtes*, se trouve une bande favorable où la limite résulte seulement des parasites cosmiques ;
- en ondes *centimétriques*, le champ nécessaire augmente de nouveau, à cause du rayonnement thermodynamique.

Ces différences atteignent plusieurs puissances de 10, et donc changent entièrement l'ordre de grandeur des valeurs relatives.

Si l'on prend, comme terme de repère, le champ thermodynamique,  $E_{th}$ , on peut définir le champ perturbateur total par le rapport, à ce champ, de la somme quadratique de tous les autres :

$$\sqrt{N_c} = \frac{\sqrt{E_{atm}^2 + E_{art}^2 + E_{cos m}^2 + \dots}}{E_{th}}$$

Le rapport  $N_c$  est quelquefois appelé le « *facteur de bruit* » de l'antenne ; on peut aussi le considérer comme le rapport, à la température ambiante, de la température fictive à laquelle devrait être l'enceinte contenant l'antenne, pour donner un bruit égal au bruit observé.

Les bruits *internes* se présentent comme des f.e.m. ou des résistances équivalentes.

Le résonateur d'entrée est généralement de très bonne qualité ; il est quelque peu amorti par le couplage de l'antenne et de la première lampe ; mais, en ondes *longues* ou *moyennes*, avec la première grille polarisée négativement, cet amortissement supplémentaire sera faible, et une résistance-bouchon de l'ordre de  $10^5$  ohms pourra aisément être obtenue. Cette résistance dépassera

de beaucoup la résistance équivalente de bruit de la première lampe, triode ou pentode (il faudra seulement éviter d'entrer directement sur une mélangeuse). Quant aux autres lampes postérieures, elles produiront aussi du bruit, mais ce bruit sera d'autant moins amplifié qu'il s'agira d'une lampe plus éloignée de l'entrée. Le gain d'un étage haute fréquence étant notable (10 à 100), il sera encore facile de rendre négligeable l'apport de bruit correspondant. Au total, *le bruit interne sera en général celui du circuit d'entrée*, ce dont on pourra s'assurer facilement sur un récepteur en cage de FARADAY, sans antenne : en désaccordant le circuit d'entrée, on devra réduire le souffle ; au contraire on pourra accorder le circuit d'entrée, même en l'absence de tout signal, en cherchant le maximum de bruit.

Ces conclusions subsisteront *en ondes courtes*, à condition de prendre plus de précautions : en effet l'impédance des circuits d'entrée tendra à diminuer ; l'impédance d'entrée des lampes diminuera elle aussi rapidement, en raison de la durée de trajet des électrons ; par contre le souffle augmentera. Il faudra donc faire appel, pour conserver la prépondérance du bruit du premier circuit, à d'excellentes lampes à souffle réduit.

En arrivant aux *hyperfréquences*, malgré tous les efforts, le souffle des lampes finit par dominer celui du premier circuit : d'où perte de sensibilité et de portée ; en même temps, l'amplification directe haute fréquence devient illusoire : d'où le recours aux « détecteurs à cristaux » pour remplacer les mélangeuses, afin de conserver au rapport signal/bruit la meilleure valeur.

Pour évaluer la qualité du récepteur à ce point de vue, on introduit ordinairement un facteur conventionnel appelé « facteur de bruit » (ou « figure de bruit »), défini comme suit :

Soient  $\Delta F$  la largeur de bande,  $g$  le gain (en tension) et  $R$  la résistance d'entrée du récepteur. Supposons-le d'abord « idéal », c'est-à-dire ne contenant aucune source de bruit. Pour l'essayer et y introduire un signal, il faudra l'alimenter par un générateur h.f., qui présentera une certaine résistance interne  $r$ , laquelle, bien entendu, produira une certaine f.e.m. de bruit  $e_b = \sqrt{4kT \cdot \Delta F \cdot r}$  et fournira donc à l'entrée du récepteur une puissance de bruit :

$$w_b = \frac{R e_b^2}{(R + r)^2} = 4kT \Delta F \frac{R r}{(R + r)^2},$$

laquelle sera amplifiée avec le gain (en tension)  $g$  et deviendra donc à la sortie

$$W_b = g^2 \times w_b.$$

Même avec un récepteur idéal, on ne pourrait donc manquer de trouver cette énergie de bruit superposée au signal.

Le récepteur réel contenant certaines sources additionnelles de

bruit, l'énergie de bruit  $W'_b$  que l'on pourra mesurer à sa sortie sera *supérieure*, et on prendra pour mesure du défaut le rapport :

$$\text{Facteur de bruit} = N_r = \frac{W'_b}{W_b} = \frac{W'_b/g^2}{W_b} = \frac{W'_b/g^2}{4kT\Delta F} \times \frac{(R+r)^2}{Rr}$$

qui se réduit, pour l'adaptation normale au maximum de puissance,  $R = r$ , à

$$N_r = \frac{W'_b/g^2}{k.T.\Delta F} \quad (1)$$

On remarquera que ce facteur ne peut être égal à 1 que si le récepteur ne contient aucune source de bruit, c'est-à-dire notamment si sa résistance interne  $R$  ne souffle pas (il est théoriquement possible de la mettre dans l'air liquide) ; pour tout récepteur à la température ambiante,  $R$  souffle comme  $r$ , doublant ainsi l'énergie de bruit : le minimum pratique de  $N_r$  est donc 2 (soit 6 dB).

En fait, on observe des valeurs à peine supérieures (de l'ordre de 4, soit 6 dB) dans les meilleurs récepteurs à ondes métriques ou décamétriques, lorsque l'adaptation est faite dans les conditions indiquées ( $R = r$ ) et que toutes les précautions sont prises pour réduire le bruit des premières lampes.

Vers les fréquences plus élevées, le facteur de bruit augmente, parce que l'amplification haute fréquence ne peut plus se faire sans souffle des lampes :

A	1.000 Mc/s on arrive à $N_r$	10	— soit 11 dB
	3.000	30	15
	10.000	50	17

Vers les ondes plus longues, au contraire, il perd tout intérêt, (les parasites externes étant prédominants) et on le laisse augmenter en s'écartant du couplage optimum.

Il reste enfin à comparer *les bruits externes*, évalués en champs, avec les *bruits internes*, évalués en résistances.

Il suffit pour cela de remarquer que la résistance de rayonnement possède une nature particulière permettant le passage de l'un à l'autre.

En effet, s'il existe aux bornes de cette résistance une tension de bruit  $v_b$ , l'énergie correspondante  $\frac{v_b^2}{R}$  n'est pas dissipée en chaleur comme dans une résistance véritable, mais rayonnée dans l'espace ; elle représente donc l'énergie échangée avec l'enceinte pour assurer l'équilibre thermodynamique de l'antenne ; elle est

(1) Cette définition contient une part d'arbitraire, que l'on réduit au minimum en prenant pour  $g^2$  le quotient de la puissance du signal à la sortie  $W_s$ , par la puissance fournie à l'entrée par le générateur de signal  $\frac{v_s^2}{(R+r)^2} R$ .

donc égale à l'énergie apportée par le « champ thermodynamique »  $E_{th}$ .

La vérification est facile à faire ; en effet :

D'après la formule donnée pour le champ thermodynamique  $E_{th}$  la f.e.m. de bruit correspondante dans une antenne de hauteur effective  $h$ , isolée dans l'espace, est :

$$e_{th} = h \cdot E_{th} = 0,113 \frac{h}{\lambda} \sqrt{\Delta F} \quad (\mu v)$$

Par ailleurs, la résistance de rayonnement de cette même antenne est :

$$R_r = 800 \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2 \text{ ohms} = 0,8 \cdot 10^{-3} \cdot \left( \frac{h}{\lambda} \right)^2 \text{ mégohms}$$

correspondant à la f.e.m. de bruit :

$$e_r = 4 \sqrt{R_r \cdot \Delta F} = 4 \sqrt{0,8 \cdot 10^{-3}} \times \frac{h}{\lambda} \sqrt{\Delta F} = 0,113 \frac{h}{\lambda} \sqrt{\Delta F}$$

valeur identique à  $E_{th}$ .

Il suffit donc de ramener d'une part les champs de bruits extérieurs au champ thermodynamique, d'autre part les résistances équivalentes des bruits internes à la résistance de rayonnement, pour permettre toutes les comparaisons et déterminer laquelle de ces sources est la plus gênante, et par conséquent constituera l'« ennemi n° 1 » dans l'étude du récepteur.

## ADDITION DES FACTEURS DE BRUIT, POUR PLUSIEURS PARTIES DU RECEPTEUR.

6.26. — Il résulte de la définition adoptée que les facteurs de bruit de plusieurs parties successives, ne s'ajoutent pas purement et simplement.

Considérons en effet une première partie ayant la largeur de bande  $\Delta F$ , le gain (en énergie)  $G = g^2$  et le facteur de bruit  $N$  ; suivie d'une seconde partie ayant les caractéristiques  $\Delta F'$ ,  $G'$   $N'$ .

L'énergie de bruit inévitable à l'entrée étant  $w = 4 kT \Delta F$ , serait portée par la première partie à  $G \cdot 4 kT \Delta F$ , si cette première partie était parfaite ; ses imperfections la portent à  $N \cdot G \cdot 4 kT \Delta F$ . Si l'adaptation est bonne entre les deux parties, cette énergie est transférée à la seconde, mais si la largeur de bande  $\Delta F'$  est inférieure à  $\Delta F$  (comme cela a lieu ordinairement), elle est réduite dans la même proportion et multipliée par le gain  $G'$  ; si la 2<sup>e</sup> partie était parfaite, on aurait donc l'énergie de bruit :

$$N \cdot G \cdot 4 kT \Delta F \frac{\Delta F'}{\Delta F} G' = G G' \cdot N \cdot 4 kT \Delta F'$$

Mais cette seconde partie, étant imparfaite, a le facteur de bruit  $N'$ , c'est-à-dire multiplie par  $N'$  le bruit thermodynamique inévitable d'entrée  $4 kT \Delta F'$  — *mais non pas le bruit supplémentaire introduit par la première partie* — ; autrement dit, elle ajoute l'énergie de bruit :  $(N' - 1) \cdot 4 kT \Delta F' \cdot G$ . On a donc, au total :

$$W' = [N \cdot G \cdot G' + (N' - 1) G'] \times 4 kT \Delta F',$$

comme si l'on avait un amplificateur de gain global  $G \cdot G'$ , de bande égale à la plus étroite  $\Delta F'$  et ayant le facteur de bruit :

$$N_c = \left( N + \frac{N' - 1}{G} \right).$$

On peut appliquer encore ce raisonnement en prenant pour première partie le circuit d'antenne : alors  $G = 1$  et il faut prendre  $N_c$  en tenant compte des bruits extérieurs ; si  $N' = N_r$  est alors le facteur de bruit du récepteur lui-même (bruits internes), on a :

$$\text{Facteur de bruit total : } N_t = N_a + N_r - 1.$$

Evidemment  $N_t$  ne compte guère si  $N_a$  est très grand, et inversement.

Par contre s'ils sont très petits tous les deux, ils sont également importants ; on peut même concevoir que  $N_a$  soit inférieur à l'unité (aérien dirigé braqué vers une région « thermodynamiquement noire » du ciel, c'est-à-dire dont la résistance interne — résistance de rayonnement — souffle à une température inférieure à l'ambiante) et  $N_r$  à peine supérieur à l'unité (circuit d'entrée dans l'air liquide), auquel cas le facteur de bruit total pourrait, lui aussi, être inférieur à l'unité.

## CHAPITRE III

# LA SÉLECTIVITÉ ET SON COMPROMIS AVEC LA FIDÉLITÉ

### Introduction.

6.301. — La « sélectivité » est l'aptitude du récepteur à séparer le signal désiré d'avec les brouilleurs et parasites, *en utilisant leur différence de fréquences* (1).

Elle est obtenue par des combinaisons linéaires d'éléments dont la réactance varie en fonction de la fréquence : self-inductions, capacités, résonateurs, transformateurs doubles, filtres... etc. La plupart du temps, ces éléments ne sont pas tous groupés ; on en trouve à l'entrée, puis à divers étages : haute, moyenne et basse fréquence. Mais cette dispersion ne doit pas faire perdre de vue l'unité de l'opération ; tous ces éléments suivent les mêmes lois et concourent au même but. Il est donc indispensable d'en examiner d'abord les propriétés d'ensemble ; nous verrons ensuite leur répartition détaillée.

### Sélectivité idéale.

6.302. — Le principe de la séparation du signal et des brouilleurs serait hors de discussion, si les conditions suivantes étaient réunies :

- signal ayant un spectre bien défini,  $\mathcal{B} = F_2 - F_1$  ;
- brouilleurs à spectre également limité, *ne recouvrant pas* celui du signal ;
- existence de systèmes sélectifs « idéaux » laissant passer, avec une fidélité parfaite (en amplitude et en phase), la bande  $F_1-F_2$ , et affaiblissant complètement toutes les composantes extérieures. De tels systèmes devraient avoir,

---

(1) Il existe assurément d'autres possibilités de séparation, en se basant sur la différence de direction d'arrivée, la différence d'amplitude... Nous en faisons abstraction ici, et nous parlerons plus tard des aériens directifs, limiteurs, etc.

comme « courbe de réponse de l'amplitude en fonction de la fréquence », une courbe rectangulaire, avec frontières  $F_1$  et  $F_2$  de pente infinie ; et, comme courbe de phase, une droite entre  $F_1$  et  $F_2$  (fig. 1) ; on sait, en effet, que si le déphasage  $\varphi$  est proportionnel à la fréquence, par exemple :  $\varphi = \tau \cdot \omega$  toute composante  $\cos(\omega t - \varphi)$  peut s'écrire :

$$= \cos \omega (t - \tau).$$

La traversée du système ne fait donc autre chose que d'appliquer un retard constant  $\tau$  à chacune des composantes donc, globalement, à tout signal. Ce retard, faible et constant, est généralement négligeable ; en tout cas il est facile à corriger et n'est donc pas considéré comme une déformation.

Il est clair, en effet, que dans ces conditions, le signal traverserait le système sélectif sans aucune détérioration, tandis que tous les brouilleurs seraient éliminés.

Malheureusement, il n'en est pas ainsi.

### Le problème réel. — Déformation causée par un système sélectif.

6.303. — Tout d'abord, s'il est possible de construire des « filtres » ayant une « réponse en amplitude » aussi voisine que l'on veut de la forme rectangulaire souhaitée, il est absolument impossible que la « réponse en phase » soit, en même temps, linéaire. BAYARD et BODE ont montré qu'il existe une relation obligatoire entre ces deux réponses et que, dans les régions où l'amplitude varie vite (c'est-à-dire près des frontières), on ne peut éviter une variation rapide et irrégulière de la phase (1) — d'où résultera une modification du spectre et de la forme du signal.

Si l'on tient à atténuer cette variation de phase, il en résulte que l'amplitude varie moins vite, c'est-à-dire que la courbe « s'arrondit » : autre cause de modification du spectre.

Jusqu'à quel point les distorsions résultantes sont-elles accep-

(1) Dans un amplificateur de gain  $A$ , le déphasage minimum entre la fréquence 0 et la fréquence  $f_c$  est donné (en posant  $x = \log f/f_c$ ) par :

$$B(f_c) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dA}{dx} \cdot \log \coth \frac{|x|}{2} \cdot dx$$

(BODE, B. S. T. J. juillet 1940).

Le facteur  $\log(\coth |x|/2)$  montre que la variation est surtout rapide aux environs de  $f = f_c$ ,  $x = 0$ ,  $\coth$  infinie.

tables ? C'est une question très difficile, comportant des réponses variées.

### Cas de la téléphonie.

Un premier cas favorable est celui du signal *téléphonique*.

Considérons l'une des composantes, de pulsation  $\omega$ , d'un tel signal. Elle donne lieu en haute fréquence à deux bandes latérales :

$$\frac{kE}{2} \{ \cos (\Omega + \omega) t + \cos (\Omega - \omega) t \} .$$

Supposons qu'elle traverse un système sélectif respectant les amplitudes, mais apportant aux deux bandes latérales des déphasages quelconques *symétriques* (1) (ce sera ordinairement le cas, si l'onde porteuse est bien centrée au milieu de la bande),  $\pm \varphi$  ; les bandes latérales deviendront :

$$\frac{kE}{2} \{ \cos [(\Omega + \omega) t + \varphi] + \cos [(\Omega - \omega) t - \varphi] \}$$

c'est-à-dire :

$$kE \{ \cos \Omega t \cdot \cos (\omega t + \varphi) \} .$$

Le taux de modulation  $k$  se retrouvera donc, et le déphasage  $\varphi$  aura *passé sur la modulation*.

Or, l'oreille est formée d'un ensemble de fibres résonantes qui semblent vibrer indépendamment, leur phase n'ayant aucun effet sur les cellules nerveuses ; elle est donc *insensible à la phase*, et par suite ne distingue pas les formes de vibrations sonores (pourtant parfois très différentes) dont les composantes ont été déphasées. La distorsion apportée ci-dessus par le système sélectif, sera donc *acceptable* (tant qu'elle n'entraînera pas un déphasage équivalent à un retard appréciable, comme sur les câbles sous-marins et, comme il a été spécifié, tant qu'elle est symétrique en haute fréquence).

La troisième condition posée pour une sélectivité idéale, bien que non rigoureusement remplie, peut donc être considérée comme réalisable pour un signal téléphonique. Comme d'autre part, la première (spectre fini) l'est, il suffit que la seconde (spectre des brouilleurs ne recouvrant pas) le soit aussi, pour que la situation soit très satisfaisante ; c'est en effet parfois le cas, et certains récepteurs en bénéficient.

(1) En faisant abstraction, s'il y a lieu, de la variation de  $\varphi$  proportionnelle à la fréquence, qui revient à un retard constant.

### Cas où les spectres se recouvrent.

6.304. — Mais en général, il n'en est pas ainsi. La « voie hertzienne » souffre d'une congestion chronique : les émetteurs sont si nombreux, que leurs fréquences porteuses assignées doivent être rapprochées à des intervalles inférieurs à deux fois leur fréquence maximum de modulation (par exemple dans la radio-diffusion ondes moyennes, les émetteurs revendiquent la transmission fidèle des fréquences de modulation jusque vers 10 Kc/s, alors que leurs écarts de fréquences tombent à 12, 10, parfois même 8 ou 7 Kc/s. Le spectre des brouilleurs de canaux voisins (en fréquence) recouvre alors plus ou moins celui du signal, et nul système sélectif ne peut discriminer, dans la partie commune, les composants appartenant à l'un ou à l'autre.

On s'efforce évidemment d'atténuer le brouillage résultant, en séparant géographiquement, le plus possible, les émetteurs dont les fréquences sont rapprochées, de manière que, dans leur « zone de service » (à faible distance), leurs composantes soient, a priori, beaucoup plus intenses que celles du brouilleur ; mais cette précaution est souvent mise en échec, soit dans les zones intermédiaires, soit par les caprices de la propagation ; il ne reste plus alors qu'une ressource : *diminuer la bande passante reçue* jusqu'à ce que l'on ait suffisamment éliminé la gêne apportée par le brouilleur.

On a vu, au chapitre précédent, que c'était aussi la tactique employée pour diminuer le bruit de fond, dont le spectre très étalé recouvre également toujours celui du signal.

Il en résulte une mutilation du signal, dont les composantes élevées de modulation sont affaiblies ou perdues ; le choix de la largeur de bande à conserver est alors un compromis, dépendant de l'écartement et de la force des signaux et brouilleurs, et du goût de l'auditeur. Dans l'impossibilité de l'évaluer à l'avance, on a pris le parti de le laisser à la disposition des utilisateurs : une manœuvre supplémentaire, dite « *de sélectivité variable* », leur permet d'ajuster la largeur de bande à la valeur pour laquelle la gêne totale (provenant de la détérioration du signal, plus la présence du brouilleur) passe par un minimum. C'est évidemment un réglage délicat, et il ne faut pas avoir trop d'illusions sur le nombre des auditeurs de radio-diffusion qui l'effectuent correctement.

### Autres signaux.

6.305. — Mais le cas du signal téléphonique — à spectre limité, insensible aux distorsions de phase — est doublement exceptionnel. Pour tous les autres, l'irrégularité du déphasage des composantes entraîne une déformation gênante ; et, pour certains (manipulations, impulsions) le calcul de cette déformation à partir

du spectre de FOURIER est particulièrement difficile, parce que ce spectre est très large et très mal défini.

Comme il a été suggéré au Chap. I, on peut alors prendre comme autre type caractéristique de signal la « discontinuité brusque » et rechercher la déformation qu'elle subit dans les systèmes sélectifs (compte tenu, bien évidemment, à la fois de la réponse en amplitude et en phase).

Un nombre considérable de travaux théoriques, largement renforcé de vérifications expérimentales, permet de formuler d'abord des lois qualitatives très simples.

### Discontinuité simple dans un passe-bas.

6.306. — Considérons d'abord une « discontinuité simple », de zéro à  $E$ , appliquée à un système *passe-bas de frontière*  $\omega_f$ .

Le régime final permanent aura une certaine amplitude  $A$  proportionnelle à  $E$ .

Mais il ne sera atteint qu'avec une triple déformation (fig. 2).

1° Il y a un *retard global*  $T$ , c'est-à-dire que le signal ne commence à se manifester à la sortie du système, qu'un temps  $T$  après son application.

Ce retard est dû à la composante du déphasage, proportionnel à la fréquence.

Il est généralement assez faible pour être négligeable ; et dans le cas contraire (RADARS, lignes à retard, etc.) il est du moins constant, donc facile à corriger ou à prendre en considération.

Il ne joue pratiquement aucun rôle dans les récepteurs et nous n'en parlerons pas davantage.

2° La montée discontinue est remplacée par une montée *arrondie*, à *vitesse et durée finies* ; il y a, évidemment, quelque arbitraire à préciser cet « arrondissement » ; on définit souvent la « durée de montée  $\tau$  » comme le temps mis par l'enveloppe pour passer d'une fraction donnée (par exemple 0,1) à une autre fraction donnée (par exemple 0,9) de l'amplitude finale.

Cette inertie est le principal défaut du système sélectif ; elle s'oppose évidemment à l'utilisation de signaux plus courts que la durée de montée  $\tau$ .

On va voir qu'elle est étroitement liée à la fréquence frontière

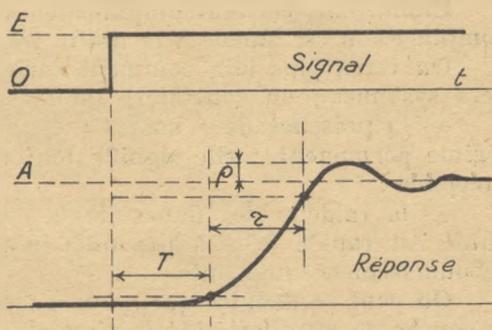


Fig. 2.

de la bande passante : pour un type donné de système sélectif, elle lui est inversement proportionnelle.

3° Il peut, en outre, arriver, que le régime final ne soit atteint qu'après plusieurs « rebondissements » ou « dépassements ».

Bien que leur durée puisse parfois jouer un rôle, on se contente généralement d'évaluer ce défaut par la valeur relative du premier (et plus important) de ces déplacements,  $\rho$  sur la fig. 2.

La gêne qu'ils apportent est difficile à préciser. Il peut sembler que, ni dans la réception télégraphique auditive, ni dans le fonctionnement d'un relais automatique, un certain dépassement ne soit gênant ; et en effet, on tolère des valeurs de l'ordre de  $\rho = 0,4$  ou  $0,5$  ; mais au-delà, le « seuil » de fonctionnement devient mal défini, surtout si le signal est affecté d'évanouissements ou irrégularités de propagation.

En télévision, si le brusque saut de tension traduit un passage du blanc au noir, ou inversement, les rebondissements ourleront le bord de l'image d'une ou plusieurs franges grises du plus fâcheux effet ; aussi devra-t-on s'en tenir à  $\rho = 0,02$  à  $0,10$ .

Enfin, dans certains amplificateurs spéciaux de mesure ou de comptage, on est amené à la limite très dure  $\rho = 0,01$ .

On verra plus loin comment varie ce paramètre dans les divers systèmes ; on constatera qu'il est surtout influencé par :

— la présence de « bosses » et « creux » dans la courbe de régime permanent ; elle signifie toujours un rebondissement appréciable ;

— la raideur des flancs de la courbe permanente ; plus la chute est rapide (c'est-à-dire plus la phase tourne vite), plus le rebondissement augmente.

On peut en déduire que, pour un signal du type impulsionnel, la courbe de *sélectivité idéale n'est plus rectangulaire*, mais arrondie « jusqu'à un certain point ». Bon nombre d'auteurs ont cherché à préciser ce point, en calculant la forme de cette courbe qui rendrait *minimum* la déformation du signal (1). La seule conclusion pratique énoncée semble la suivante :

Il n'est peut-être pas tout à fait rigoureux, mais il est pratiquement vrai de dire, que pour *éviter un rebondissement appréciable*, il faut que la décroissance de l'amplitude au-delà de la frontière  $\omega_p$ , ne soit pas plus rapide que la « loi d'erreur exponentielle de GAUSS » :

$$(1) \quad g = e^{-\omega \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2}$$

(1) Par exemple  $f_2(t)$  étant le signal d'entrée,  $f_1(t)$  le signal de sortie, en rendant minimum la somme  $\int_0^{\infty} |f_1(t) - f_2(t - \theta)|^2 dt$  ou maximum celle (« corrélation »)  $\int_0^{\infty} f_1(t) \times f_2(t - \theta) \cdot dt$ . Mais, à notre avis, ce qu'il faudrait rendre minimum, c'est la gêne totale due à la déformation du signal et à l'effet d'un brouilleur voisin.

pour laquelle le déphasage varie encore d'une façon sensiblement linéaire dans la bande.

### Discontinuité « haute fréquence » dans un passe-bande.

6.307. — Supposons maintenant que l'on envoie la « discontinuité haute fréquence » :

$$\text{saut de } 0 \text{ à } E \cdot \cos \Omega_0 t$$

dans un filtre passe-bande symétrique étroit centré sur  $\Omega_0$ , c'est-à-dire dont les frontières  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  ont pour moyenne  $\Omega_0$ , avec  $(\Omega_2 - \Omega_1) \ll \Omega_0$ .

Le régime final permanent sera une certaine oscillation forcée de pulsation  $\Omega_0$  et d'amplitude  $A$ .

On démontre (1) (théorème « de LANDON ») que l'enveloppe des oscillations haute fréquence en régime transitoire, sera la même que la réponse du filtre passe-bas de frontière  $\omega_f = \frac{\Omega_2 - \Omega_1}{2}$  à la discontinuité simple  $0 - E$  qui vient d'être étudiée.

Cela résulte, si l'on veut, du fait que si l'on décompose cette discontinuité en intégrale de FOURIER, chaque composante  $\omega$  donne lieu, en haute fréquence, aux bandes latérales  $(\Omega_0 \pm \omega)$ , dont chacune est traitée symétriquement, par le filtre passe-bande, comme était  $\omega$  par le filtre passe-bas.

On retrouve donc (fig. 3) un « retard »  $T$  peu gênant, une « durée de montée »  $\tau$  en raison inverse de la largeur de bande, ici  $\Omega_2 - \Omega_1$ , et enfin un « rebondissement »  $\rho$ , d'autant plus marqué que la courbe de régime permanent aura plus d'ondulations et un déphasage plus irrégulier (c'est-à-dire des flancs plus raides). Les conclusions sur la « forme idéale » s'appliquent donc encore, mais symétriquement des deux côtés de la bande.

Il en serait autrement si le filtre n'était pas symétrique, si la fréquence porteuse n'était pas centrée, ou si elle était *en dehors* de la bande passante. Dans ce dernier cas, le « filtre » étant supposé efficace, l'amplitude finale en régime permanent serait qua-

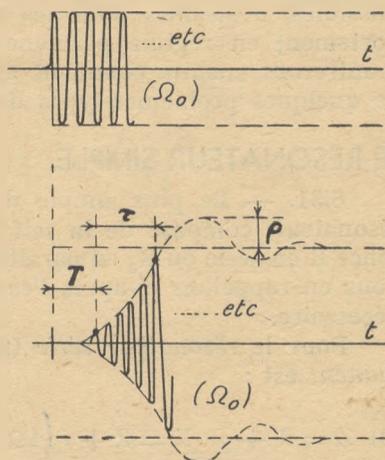


Fig. 3.

(1) Ce théorème suppose un certain nombre de conditions sur la symétrie du filtre. Bien qu'elles soient parfois assez mal réalisées, il semble que le théorème demeure *pratiquement* utilisable.

siment négligeable. Il y aurait cependant un certain régime transitoire

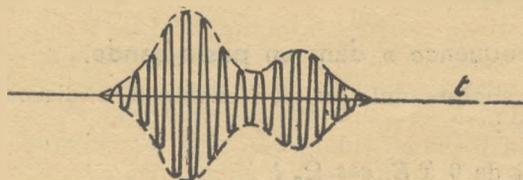


Fig. 4.

de forme mal définie (fig. 4), de durée du même ordre et dont l'amplitude diminue quand la largeur de bande ( $\Omega_2 - \Omega_1$ ) diminue, ou quand l'écart augmente entre  $\Omega_0$  et la

pulsation moyenne,  $\frac{\Omega_1 + \Omega_2}{2}$ .

### Réalisation des courbes de sélectivité désirées.

6.308. — Admettons que, d'après les considérations précédentes, nous avons approximativement déterminé la largeur et la forme de la courbe de sélectivité que nous désirons.

Il s'agit de déterminer la structure du récepteur pour la réaliser le mieux possible.

Il n'existe pas de méthode pour opérer automatiquement cette détermination (1) ; on est obligé de procéder en sens inverse, en recherchant les divers systèmes sélectifs possibles, en étudiant leurs performances, puis en les choisissant ou en les associant au mieux.

Nous allons donc passer en revue les différents combinaisons possibles, utilisables dans les récepteurs, en précisant leur comportement en régime permanent et en régime transitoire. Nous montrerons ensuite comment appliquer ces résultats à la solution de quelques problèmes-types de sélectivité.

### LE RESONATEUR SIMPLE.

6.31. — Le plus simple des systèmes sélectifs est le simple résonateur, composé de la self  $L$ , de la capacité  $C$  et de la résistance  $R$  en série ou  $R_p$  en parallèle. Ses propriétés sont connues (2) : nous en rappelons ci-après l'essentiel, qui nous sera constamment nécessaire.

Pour le résonateur série (fig. 5), l'impédance en régime permanent est :

$$(2) Z = R + j \cdot X = R + j \left( L\Omega - \frac{1}{C\Omega} \right) = R \left[ 1 + j \cdot \frac{L\Omega}{R} \left( 1 - \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \right) \right]$$

en mettant en évidence la pulsation propre :  $\Omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ .

(1) On verra cependant qu'il existe des méthodes « automatiques » de construction des filtres ; mais il ne s'agit que d'un « automatisme » très partiel, remplaçant le tâtonnement sur les cellules par un tâtonnement plus bref sur les fonctions « affaiblissement » et « impédance-image » tabulées d'avance.

(2) Voir fasc. I, chap. III, § 1.31-1.38.

En radiotechnique, on se borne généralement à considérer les variations de l'impédance autour de la pulsation de résonance  $\Omega_0$ , c'est-à-dire pour des valeurs ( $\Omega_0 + \Delta\Omega$ ),  $\Delta\Omega$  étant petit. On peut alors simplifier en écrivant :

$$\left(1 - \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2}\right) = \left(\frac{\Omega^2 - \Omega_0^2}{\Omega^2}\right) = \left(\frac{\Omega + \Omega_0}{\Omega}\right) \left(\frac{\Omega - \Omega_0}{\Omega}\right) \approx 2 \frac{\Delta\Omega}{\Omega}$$

d'où 
$$Z = R \left(1 + j \cdot \frac{2L}{R} \Delta\Omega\right)$$

ou encore, en appelant  $\theta$  la *constante de temps*  $2L/R$ ,  
ou  $q$  la *surtension*  $L\Omega/R$ .

$$(3) \quad Z = R (1 + j \cdot \theta \Delta\Omega) = R \left(1 + j \cdot 2q \cdot \frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)$$

On en tire immédiatement :

le *gain*, ou la *surtension*, c'est-à-dire le rapport de la tension  $U$  recueillie aux bornes de la bobine, à la f.e.m. induite :  $E$  :

$$(4) \quad g = U/E = j \cdot L\Omega/E = j \cdot L\Omega/Z$$

soit à la résonance,  $Z = R$ ,  $g_x = j L\Omega/R = jq$

et la *sélectivité*, c'est-à-dire la diminution de cette tension quand on s'écarte de la résonance :

$$(5) \quad s = \left| \frac{U_0}{U} \right| = \left| \frac{Z}{Z_0} \right| = |1 + j \cdot \theta \cdot \Delta\Omega| \\ = \sqrt{1 + \theta^2 \Delta\Omega^2} = \sqrt{1 + 4q^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)^2};$$

quant au *déphasage*, c'est :

$$(6) \quad \varphi = \text{arc tg} \frac{L\Omega - \frac{1}{C\Omega}}{R} \approx \text{arc tg} (\theta \cdot \Delta\Omega)$$

et sa variation :

$$\frac{d\varphi}{d\Omega} = \frac{d(\text{arc tg } x)}{dx} \times \frac{dx}{d\Omega} = \frac{1}{1 + (\theta \cdot \Delta\Omega)^2} \times \theta$$

Toutes ces quantités sont représentées, de diverses façons, sur les fig. 5 et 6 :

*Fig. 5* : variation de l'impédance dans le plan complexe  $r, j \cdot x$  ;  
variation du gain (à échelle arithmétique) en fonction de la variable auxiliaire  $(\theta \cdot \Delta\Omega)$ .

Fig. 6 : variation du gain, à échelle logarithmique ;  
 variation du déphasage  $\varphi$  } à échelle  
 variation de sa dérivée  $d\varphi/d\Omega$  } arithmétique.

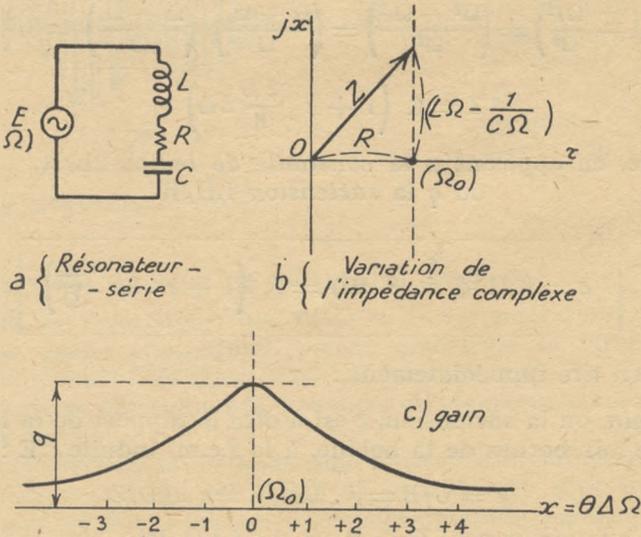


Fig. 5. — Résonateur-série. Régime permanent.

On notera :

— que le déphasage  $\varphi$  varie notablement dans la région  $-1 < \theta \Delta\Omega < 1$  où l'amplitude ne varie pas encore beaucoup ; autrement dit, le désaccord se manifeste plus vite sur la phase que sur le gain (remarque souvent utilisée dans les discriminateurs) ;

— que tout ceci est valable pour les désaccords  $\Delta\Omega$  petits devant  $\Omega_0$  ; mais si l'on s'écarte de cette hypothèse, les deux flancs des courbes deviennent dissymétriques, leur moyenne étant toujours sensiblement représentée par les fig. 5 et 6 ;

— que, d'après (5), pour  $\Delta\Omega = \frac{1}{\theta}$ , on a  $s = \sqrt{2}$ .

On peut donc dire que « la largeur de bande — comptée en fréquence — pour une chute de 3 dB, est :

$$(7) \quad B = \frac{2 \Delta\Omega}{2\pi} = \frac{A}{\pi\theta}$$

Quant au régime transitoire, on sait qu'il est de la forme :

$$(8) \quad I = I_0 + I_1 \cdot e^{-t/\theta}$$

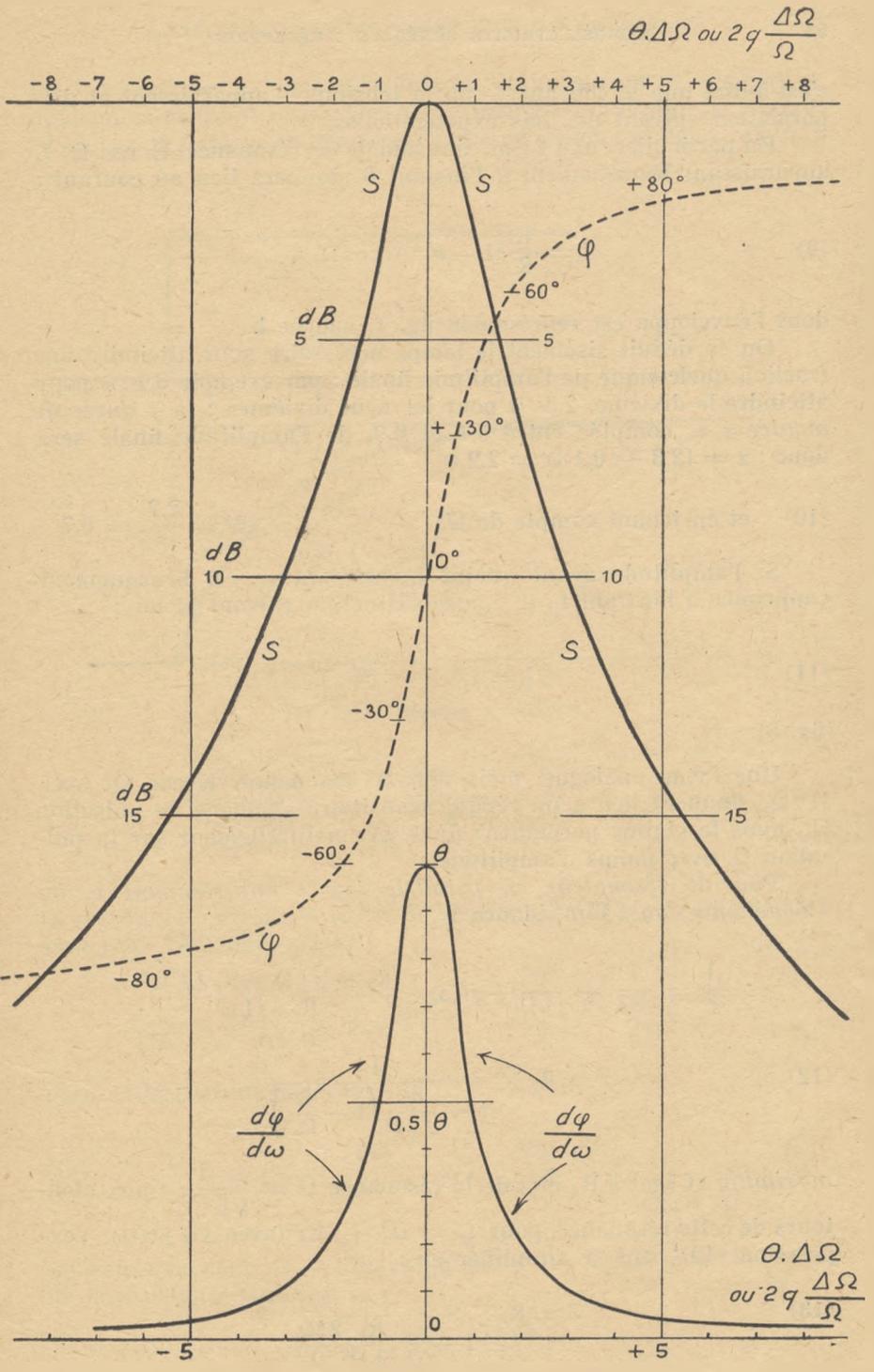


Fig. 6. — Résonateur-série. Régime permanent.

c'est-à-dire que le courant — ou la tension — apparaissent et disparaissent suivant des lois exponentielles.

En particulier, une f.e.m. sinusoïdale en résonance,  $E \cos \Omega_0 t$ , apparaissant brusquement à l'instant 0. donnera lieu au courant :

$$(9) \quad I = \frac{E}{R} (1 - e^{-t/\theta}) \cos \Omega_0 t$$

dont l'enveloppe est représentée fig. 7, courbe b.

On en déduit aisément le temps nécessaire pour atteindre une fraction quelconque de l'amplitude finale : par exemple 0,1.  $\odot$  pour atteindre le dixième, 2,3.  $\odot$  pour les neuf dixièmes ; la « durée de montée  $\tau$  », comptée entre 0,1 et 0,9, de l'amplitude finale sera donc :  $\tau = (2,3 - 0,1)\odot = 2,2 \odot$

$$(10) \quad \text{et en tenant compte de (7) :} \quad \tau \times \beta = \frac{2,2}{\pi} = 0,7.$$

Si l'amplitude ayant atteint  $I_1$ , cette f.e.m. est brusquement supprimée à l'instant  $t_1$ , il y aura extinction suivant la loi :

$$(11) \quad I = I_1 \cdot e^{-\frac{t-t_1}{\theta}}$$

(fig. 8).

Une f.e.m. analogue, mais non en résonance,  $E \cos \Omega t$  avec  $\Omega / \Omega_0$ , donnera lieu à un régime transitoire analogue de pulsation  $\Omega_0$ , mais le régime permanent final sera naturellement sur la pulsation  $\Omega$ , avec moins d'amplitude.

Pour le *résonateur en parallèle* (ou « anti-résonant », ou « bouchon ») on a l'impédance :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{jL\Omega} + jC\Omega = \frac{R_p + jL\Omega - R_p LC\Omega^2}{R_p \cdot jL\Omega}$$

$$(12) \quad Z = R_p \times \frac{1}{1 + \frac{R_p}{jL\Omega} \left(1 - \frac{\Omega^2}{\Omega_0^2}\right)}$$

*maximum* et égal à  $R_p$  lors de la résonance  $\Omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$  ; aux alentours de cette résonance, pour  $\Omega = \Omega_0 + \Delta\Omega$  (avec  $\Delta\Omega$  petit), l'expression (12) peut se simplifier en :

$$(13) \quad Z = R_p \cdot \frac{1}{1 + j \cdot \frac{R_p}{L\Omega} \frac{2\Delta\Omega}{\Omega}}$$

où l'on retrouve — mais cette fois au dénominateur — un facteur analogue à celui du résonateur-série (formule 3), avec  $q' = R_p/L\Omega$ . Si l'on veut faire la comparaison entre ce facteur et celui relatif à

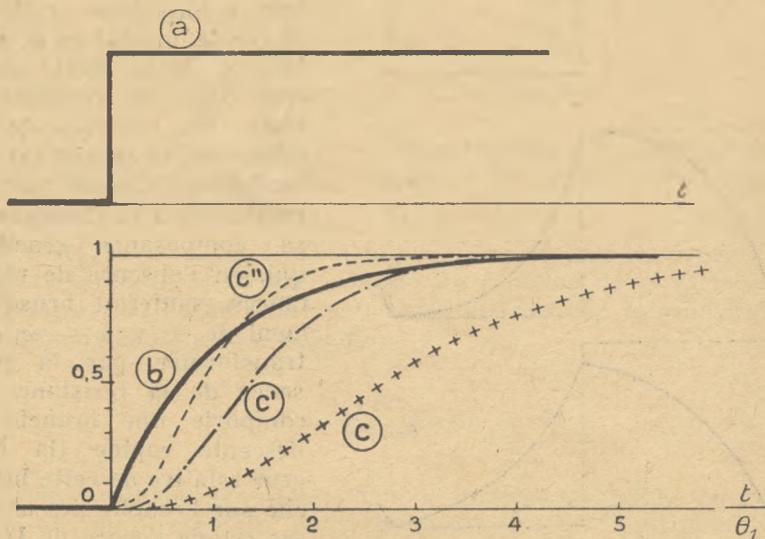


Fig. 7. — Régimes transitoires.

perturbation appliquée .....	a
réponse d'un seul résonateur, $\theta = \theta_1$ .....	b
réponse de 3 résonateurs successifs	{ $\theta$ individuel = $\theta_1$ ..... c "       "       = $\theta_1/2$ ..... c' "       "       = $\theta_1/3$ ..... c''

la résistance-série R, il suffit de réécrire l'impédance en introduisant cette résistance-série :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R + jL\Omega} + j \cdot C\Omega = \frac{R \cdot jC\Omega + (1 - LC\Omega^2)}{R + j \cdot L\Omega}$$

puis, en négligeant R devant  $L\Omega$  :

$$(14) \quad Z = \frac{j \cdot L\Omega}{R \cdot jC\Omega + (1 - LC\Omega^2)} = \frac{L}{CR} \frac{1}{1 + j \frac{1 - 2\Delta\Omega}{CR\Omega^2} \frac{\Omega}{\Omega}}$$

on retrouve donc le coefficient  $q = q' = L\Omega/R$  avec la valeur de la résistance-parallèle :

$$R_p = \frac{L}{CR} = \frac{L^2 \Omega^2}{R}$$

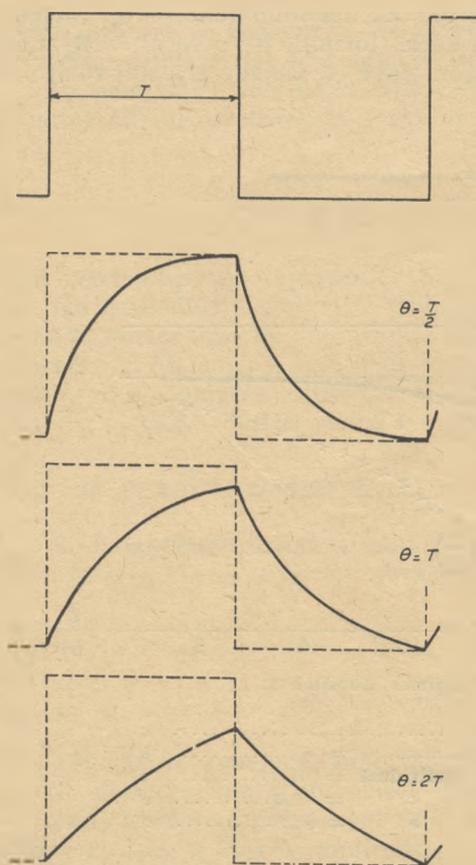


Fig. 8. — Distorsion d'un signal rectangulaire de durée  $T$  par l'inertie d'un résonateur à constante de temps  $\frac{2L}{K} = \theta$ .

La fig. 9 représente les variations de cette impédance : dans le plan complexe (b), le lieu du vecteur « impédance »  $Z$  est un cercle, gradué en  $\theta \Delta \Omega$ , inverse de la droite obtenue avec le résonateur-série. En fonction de la fréquence, la courbe (c) du module de  $Z$  passe par un maximum à la résonance ; sa composante réactive, qui, en l'absence de résistances, sauterait brusquement de  $+\infty$  à  $-\infty$ , est transformée par la présence de la résistance et comporte une branche à descente rapide (la largeur relative de cette branche sur l'échelle des abscisses est de l'ordre de  $1/q$  ; elle est parfois utilisée comme réactance correctrice) (1).

La similitude des formules (3) et (13, 14) montre que l'on peut utiliser également la fig. 6 pour le résonateur en parallèle, en inversant les rapports

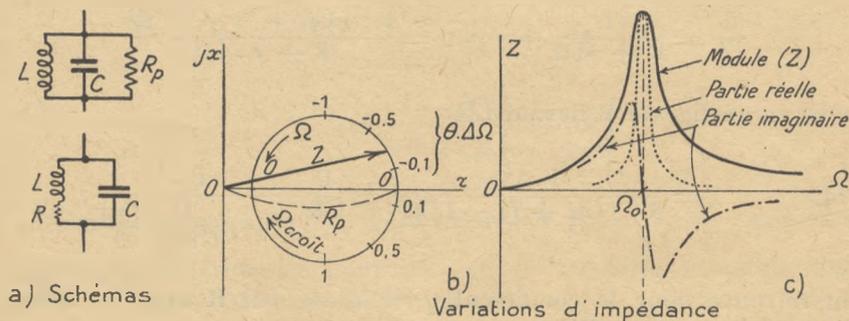


Fig. 9. — Résonateur-parallèle (bouchon). Régime permanent.

(1) On sait que la réactance d'un dipôle sans résistances va toujours en croissant, mais ce théorème est en défaut dès qu'il y a des résistances.

d'amplitudes  $s$  et en changeant le signe des déphasages  $\varphi$  et  $d\varphi/d\Omega$ .

Quant aux *régimes transitoires*, ils suivent des lois analogues à celles du résonateur-série, et l'on retrouve les croissances et décroissances exponentielles en  $t/\omega$ .

### Données pratiques sur les éléments des résonateurs.

6.311. — Nous croyons utile de compléter ces informations théoriques par quelques données pratiques sur les éléments utilisés dans les récepteurs.

1° *Condensateurs*. — Il n'existe pas, pour évaluer les capacités, d'autre formule que celle bien connue, en fonction de la surface  $S$  des armatures et de leur intervalle  $e$ , le diélectrique intermédiaire ayant le pouvoir inducteur spécifique  $\epsilon$ .

$$(15) \quad C = \frac{\epsilon \cdot S}{4 \pi e}$$

$\epsilon$  étant ordinairement donné dans le système C.G.S.E.S., ou évaluera  $S$  en  $\text{cm}^2$  et  $e$  en  $\text{cm}$ , pour obtenir  $C$  en UES (multiplier par 1.11 pour avoir des micromicrofarads).

On trouve dans le commerce, sous des volumes chaque jour plus réduits, des capacités *fixes* étalonnées de 0,05 ; 0,1 ; 0,2... etc., 1 ; 2 ; ... millièmes de microfarad, isolées au mica ou à certaines céramiques à très faibles pertes. La précision des valeurs initiales dépend du soin de fabrication et d'étalonnage ; dans les modèles à bon marché, elle est médiocre. Elle se conserve assez bien dans le temps, sauf une variation thermique de l'ordre du dix-millième par degré centigrade.

Il existe cependant des modèles « de haute précision » garantis à 1 % et mieux, avec coefficient de température nul ou négatif (et même parfois ajustable...).

On trouve également des condensateurs *variables*, généralement par rotation d'un bloc de lames mobiles entrant plus ou moins dans un bloc de lames fixes. Le profil de ces lames permet de réaliser des lois différentes en fonction de l'angle de rotation  $\alpha$  : la capacité croît tantôt proportionnellement à  $\alpha$ , tantôt comme  $\alpha^2$  (« square-law »), de telle sorte que l'on a proportionnalité entre  $\alpha$  et la longueur d'onde d'accord ; on peut aussi réaliser une proportionnalité entre  $(-\alpha)$  et la fréquence d'accord, ou encore une loi logarithmique, etc.

Les valeurs maximum normales sont de 0,13 ; 0,360 ; 0,49  $\text{m}\mu\text{F}$  environ, les valeurs minimum résiduelles, de l'ordre de 20 fois moins, de telle sorte que, même en tenant compte d'une capacité parasite appréciable s'ajoutant à cette résiduelle (connexions, lam-

pes. commutateurs), on peut couvrir des gammes de fréquence dans le rapport de 1 à 2,5 ou 3. Si l'on ne veut couvrir qu'une bande bien plus étroite (« étalement de la bande sur le cadran »), on ajoute une capacité fixe en parallèle, ou une autre en série.

Il arrive très souvent que, pour permettre la « commande unique » de plusieurs résonateurs accordés simultanément, on place sur le même axe 2, 3, 4... blocs identiques de lames mobiles, entrant simultanément dans autant de blocs de lames fixes. L'identité des valeurs individuelles des capacités est alors une réelle difficulté ; en outre, pour ne pas compliquer outre mesure la construction, tous les blocs mobiles sont reliés *électriquement ensemble et à la masse*, d'où restriction évidente sur les schémas d'utilisation.

Les condensateurs variables sont évidemment moins précis que les fixes, car la rotation de l'organe mobile est une source de jeu. Malgré d'incontestables progrès, ils restent donc assez peu satisfaisants, surtout dans les modèles « bon marché » : un même condensateur, revenant à la même position après changement, peut présenter une variation du millième ; entre plusieurs cellules, soi-disant identiques, d'un même bloc, l'écart dépasse souvent 1 % ; (il est vrai qu'on est censé le corriger en faussant légèrement les lames au moment de « l'alignement » du poste). Il faut des précautions énormes (rotor taillé dans la masse, gros roulements, démultiplications sans jeu, etc...), un encombrement et un prix exceptionnels, pour garantir la stabilité au 1/10 000 de certains ondemètres.

La présence, dans un condensateur, d'un diélectrique autre que l'air (et il y en a toujours, sinon entre les armatures, du moins pour les supporter en les isolant), entraîne toujours une perte par « hystérésis diélectrique » en haute fréquence. Cette perte pourrait être *absolument prohibitive* avec des isolants non sélectionnés (bakélite et matières moulées industrielles). Heureusement, nous disposons maintenant d'un assez grand choix de diélectriques à très faibles pertes (quartz, mica, stéatites H.F., dérivés du polystyrène, polyéthylène, etc...), dont l'emploi permet de maintenir l'angle de pertes (rapport résistance/réactance) au-dessous du dix-millième, c'est-à-dire *pratiquement négligeable*. Il serait impardonnable, de la part du fabricant de condensateurs et du fabricant de récepteurs, de ne pas utiliser exclusivement de tels matériaux, et nous supposons toujours cette précaution prise.

*Nota.* — En outre de sa capacité et de sa résistance de pertes, un condensateur présente aussi, en toute rigueur, une petite inductance, due notamment aux connexions d'entrée et de sortie. Ordinairement négligeable, elle devient pourtant gênante en hyperfréquences : sur l'onde  $\lambda = 30$  cm., un centimètre de fil (0,02 microhenry) représente en effet une réactance de 120 ohms. Certains modèles ont été construits spécialement pour réduire ce défaut.

2° *Bobines*. — La raison d'être d'une bobine est sa self-induction (1), mais il faut considérer aussi sa « capacité propre » et sa « résistance ».

La plupart des bobines utilisées en radiotechnique sont *sans fer* ; leur self est alors proportionnelle : au carré du nombre  $N$  de spires, au diamètre  $d$ , à un certain coefficient de forme, fonction du diamètre  $d$ , de la longueur  $l$ , et, s'il y a plusieurs couches, de l'épaisseur  $e$  (fig. 10).

Nous rappellerons simplement deux formules très connues :  
pour les bobines à une seule couche, celle de NAGAOKA :

(15)  $L$  (microhenrys)

$$= \frac{N^2 \cdot d \text{ (cm)}}{40 + 110 \frac{l}{d}}$$

valable à quelques unités % près

si  $0,1 < \frac{l}{d} < 1,5$ ,

pour les bobines à plusieurs couches, celle de P. BUNET :

(16)  $L$  (microhenrys) = 
$$\frac{N^2 \cdot d \text{ (cm)}}{45 + 100 \frac{l}{d} + 84 \frac{e}{d} + 64 \frac{e \cdot l}{d^2}}$$

donnée à 1 % près si  $e/d \leq 0,5$ .

Ceci suppose la section cylindrique ; si elle est polygonale et inscrite dans un cercle de diamètre  $D$ , on prendra pour  $d$  le diamètre du cercle de même surface que le polygone : soit  $0,95 D$  pour un octogone,  $0,92 D$  pour un hexagone.

Ceci suppose aussi la bobine isolée dans l'espace, loin de tout objet conducteur. Dans un récepteur, la proximité de parois et éventuellement de blindages diminue toujours quelque peu la self. Un blindage doit avoir des dimensions au moins doubles (longueur et diamètre) de celles de la bobine ; sinon, son effet perturbateur est excessif.

Comme les condensateurs, les bobines sont sujettes à variations dans le temps : les carcasses se déforment, les fils se détendent, les imprégnations s'altèrent ; en particulier, l'humidité — et surtout l'humidité saline — est néfaste. Malgré les récents pro-

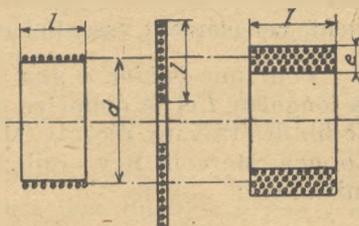


Fig. 10.  
Calcul de la self des bobines.

(1) Faute de meilleure indication, on pourra admettre que, pour accorder sur l'onde  $\lambda$  (mètres), l'ordre de grandeur vraisemblable de la self est :

$$L \text{ (microhenrys)} = 0,04 \lambda^{1,4}$$

grès dans la « tropicalisation » du matériel, des variations de l'ordre du dix-millième avec un degré de température sont fréquentes.

Outre sa self, une bobine présente forcément une certaine « capacité répartie » entre ses spires et avec les masses environnantes ; le rôle de cette capacité est négligeable tant que la bobine est utilisée à des fréquences assez faibles ; mais, lorsque la fréquence augmente, il arrive un moment où la réactance de cette capacité est égale et opposée à celle de la self  $L\Omega$  ; la bobine se comporte alors comme un résonateur-bouchon, avec une impédance élevée, mais réelle ; elle vibre sur son « onde propre » ; aux fréquences supérieures, elle ne se comporterait plus comme une self, mais comme une capacité. Il est donc très important de ne jamais vouloir dépasser la fréquence propre des bobines ; malheureusement, cet élément essentiel est très difficile à calculer :

Pour une bobine à une seule couche, ayant, comme ci-dessus, la longueur  $l$  et le diamètre  $d$ , et employant une longueur totale  $T$  de fil, des travaux récents (MEDHURST, Wir. Eng. févr. mars 1947 ; COOPER, Marconi Rev., juill. sept. 1945) ont donné les évaluations suivantes :

$$\text{capacité propre } C_0 \text{ (micromicro F)} = H \cdot d \text{ (cm)}$$

$$\text{longueur d'onde propre } \lambda_0 \text{ (m)} = K \cdot T \text{ (m)},$$

les coefficients  $H$  et  $K$  étant donnés, en fonction de la forme  $l/d$  de la bobine, par le tableau suivant :

$l/d$ .....	0,1	0,3	0,5	1	2	3	5	10
H ... ..	1	0,6	0,48	0,46		0,6	0,8	1,3
K } de. à ...	8	5,4	4	1,7 3,3	1,5	1,3 2,5	1,2 2,3	1,1 2

On notera que le nombre de tours et le diamètre du fil n'interviennent pas dans ces formules. Il ne faut d'ailleurs y voir qu'un ordre de grandeur, car l'onde propre de la bobine dépend énormément de ses connexions terminales et du voisinage des parois métalliques.

Pour les bobines à plusieurs couches, il n'y a pas de formule ; si les couches étaient enroulées, soit en vrac, soit à la manière habituelle (superposition directe en allant et venant), l'augmentation de capacité propre (et de résistance) serait prohibitive. Aussi a-t-on imaginé des enroulements spéciaux, toujours exclusivement employés en haute fréquence, dans lesquels deux spires à potentiels différents ne sont jamais jointives sur toute leur longueur, mais se croisent obliquement : « nids d'abeille », « flancs de panier », « fond de panier », « gabion »... ; ces divers types, à peu près équi-

valents, sont facilement exécutés avec des machines spéciales ; ils permettent une réduction notable d'encombrement chaque fois que l'on accepte une baisse des performances. Cependant, il ne faut pas espérer réduire la capacité répartie totale à moins d'une dizaine de picofarads en ondes moyennes, 3 à 5 pF en ondes courtes.

Enfin, les bobines présentent forcément une certaine *résistance*, qu'il est très important de savoir rendre minimum si nécessaire. Cette résistance provient d'abord de l'effet JOULE dans le fil, en tenant compte, pour la haute fréquence, de l'effet de peau et de l'action mutuelle des spires les unes sur les autres ; elle peut en outre provenir des pertes dans la carcasse, si le diélectrique de celle-ci est mal choisi.

Nous ne pouvons résumer ici les nombreux travaux effectués pour prédéterminer ces pertes ; voici seulement quelques résultats très simples pour fixer les idées des utilisateurs :

Les petites bobines (de quelques cm<sup>3</sup>) en « nids d'abeille », etc., couramment utilisées dans les récepteurs de radio-diffusion, ont des surtensions de 50 à 100.

En acceptant un diamètre de quelques centimètres, une longueur de 8 à 10 et en employant, s'il y a lieu, du fil « divisé » à plusieurs brins (en ondes « moyennes »), on atteint, dans les récepteurs « professionnels », des surtensions de 200 à 300. (Des chiffres de 600 à 800 constituent des records en ondes longues et ceux de 1 000 ne sont atteints que dans des selfs d'émission de plusieurs mètres cubes).

MEDHURST a indiqué récemment, pour la surtension des bobines de forme optimum aux ondes moyennes et courtes, l'ordre de grandeur suivant ( $l$  et  $d$  étant toujours la longueur et le diamètre en cm et  $F$  la fréquence en cycles/seconde) :

$$(17) \quad q = 0,15 \cdot \sqrt{F} \times \frac{1}{\frac{2}{d} \times \frac{1}{l}}$$

Ces surtensions sont des maximums, ne tenant compte ni des pertes dans les carcasses, ni de celles dans les blindages.

Elles restent à peu près constantes dans le centre de la bande normale d'utilisation des bobines et diminuent légèrement aux extrémités.

Cette fixité relative du coefficient  $q$  — à la fois pour une bobine donnée, dans sa gamme d'utilisation normale, et pour tous les types de bobines, d'un bout à l'autre de l'échelle radio — est vraiment remarquable. On en déduira aussitôt :

— d'après la formule (2), que la sélectivité des résonateurs reste également du même ordre par rapport aux *désaccords relatifs*  $\Delta\Omega/\Omega$  ;

— que la constante de temps  $\Theta = 2 q/\Omega$ , et, par suite, la sélectivité vis-à-vis des désaccords *absolus*  $\Delta\Omega$ , décroissent avec la longueur d'onde. Des valeurs données de  $q$ , on déduira aisément que la constante de temps des meilleurs résonateurs est de l'ordre de :

quelques microsecondes en ondes métriques,  
30 à 100  $\mu$ s en ondes courtes,  
quelques millisecondes en ondes longues.

C'est une des raisons fondamentales de l'évolution des radio-communications : plus on emploie des ondes courtes, plus on a tendance à élargir le spectre des signaux (modulations de fréquence, par impulsions, etc...) afin d'accroître les  $\Delta\Omega$  intéressants et plus, d'autre part, il devient nécessaire de compléter la sélection en « changeant la fréquence » dans le récepteur pour revenir à des  $\Omega$  plus petits.

Enfin, tout ceci concerne les bobines sans fer. Est-il impossible d'employer le fer, comme on le fait en basse fréquence, pour augmenter beaucoup le flux, donc la self ? Non, mais c'est difficile et de moins en moins avantageux au fur et à mesure que la fréquence croît, parce que la perméabilité apparente décroît, tandis que les pertes augmentent. Une solution applicable jusqu'aux fréquences de l'ordre du mégacycle a été trouvée dans l'emploi de noyaux fermés (« pots ») ou de bâtonnets en agglomérés de fer pulvérulent et de diélectrique choisi (« SIRUPER », « NEOSID », etc...), qui donnent une augmentation de self de l'ordre de 10 (au maximum), avec un accroissement moindre de la résistance, de sorte que l'on a simultanément un gain d'encombrement et de surtension : on atteint des  $q$  de l'ordre de 250 à 300 dans des volumes de quelques centimètres cubes, et de telles bobines sont très populaires, notamment pour les circuits « à moyenne fréquence ». Mais on devra se souvenir que la perméabilité de ces noyaux est très inférieure à celle des tôles B.F., et que par suite les fuites magnétiques — donc le couplage entre bobines voisines — sont bien plus notables.

On a parfois préconisé de faire varier la self par variation de la perméabilité du noyau, en superposant un enroulement à courant continu.

### Inconvénients de ces résonateurs.

6.312. — Les résonateurs formés d'une bobine et d'un condensateur distincts ont été pendant longtemps les seuls employés : ils le sont et le seront encore certainement, en raison de leur souplesse (l'accord continu dans une gamme étendue étant, en particulier, très facile avec les condensateurs variables). Cependant ils présentent deux inconvénients :

a) *stabilité médiocre* : chacun des éléments constituant étant susceptible de variations de l'ordre du millième, la fréquence d'accord ne peut jouir d'une précision meilleure ;

b) *dimensions obligatoires* de quelques centimètres, c'est-à-dire appréciables devant la longueur d'onde, en arrivant aux ondes métriques et en-dessous.

Ces inconvénients s'étant aggravés avec l'évolution de la radio, on a mis au point, et l'on utilise de plus en plus, d'autres types de résonateurs corrigeant l'un ou l'autre.

## Quartz.

6.313. — Le résonateur *piézo-électrique* a été vu dans d'autres parties du cours. Nous nous bornons à rappeler son « équivalence électrique » :

Le quartz lui-même équivaut (fig. 12, a) à un « résonateur-série », mais avec des éléments d'un tout autre ordre que les valeurs habituelles : self  $L$  énormément plus grande, capacité extraordinairement faible, résistance  $R$  relativement peu augmentée, de sorte que la surtension  $q$  est bien meilleure et peut atteindre (moyennant un montage soigné, dans le vide...) *plus de 10 000* (1).

D'autre part cette résonance exceptionnellement aiguë est aussi exceptionnellement stable : peu sensible à la température et aux vibrations, un cristal de quartz « tient » assez facilement le dix-millième dans des conditions d'exploitation dures (navire, avion) ; dans une station fixe avec thermostat, la fréquence est souvent garantie au cent-millième ou au millionième ; dans les laboratoires, on gagne encore 2 puissances de 10.

Il faut ajouter que les armatures et le support ajoutent, en parallèle, une capacité  $C'$  *beaucoup plus grande* que  $C$  ; de telle sorte que la courbe d'impédance du système présente (fig. 12, b) une contre-résonance  $\Omega$ , extrêmement voisine de la résonance  $\Omega_0$  et sensiblement aussi stable ; l'impédance  $y$  atteint une valeur très élevée (100 mégohms et plus). C'est cette contre-résonance qui est la plus souvent utilisée en radio.

On ne doit toutefois pas comparer le résonateur à quartz au résonateur ordinaire, sans noter, avec les avantages incontestables du quartz, cet inconvénient parfois très gênant d'un manque total de souplesse : la fréquence du quartz est ajustée par construction (taille et épaisseur) et ne peut plus être modifiée dans une proportion appréciable. Donc, autant on veut de fréquences de travail, autant il faut de quartz pré-réglés ; et si l'on veut un ajustage continu dans une bande, le quartz ne peut suffire. Des artifices comme le changement de fréquence et la combinaison de quartz avec des résonateurs « d'appoint » permettent de tourner cette difficulté ;

(1) Record cité (en laboratoire et pendant un temps court) : plus d'un million.

mais il en résulte toujours une complication, qui, jointe au prix élevé du quartz, empêche sa généralisation dans tous les récepteurs.

### Circuits résonateurs pour ondes très courtes. Tubes, guides, etc.

6.314. — Il peut paraître simple de construire des résonateurs pour ondes de plus en plus courtes : effectivement, c'est d'abord très facile : il suffit de réduire le diamètre et le nombre de tours des bobines, le nombre et la surface des plaques de condensateurs. Toutefois, les capacités parasites et la longueur des connexions des supports, lampes, commutateurs... deviennent de plus en plus gênantes. On peut arriver jusqu'aux ondes métriques en adoptant des formes très compactes, en supprimant toute commutation, etc.

On a, par exemple, le circuit « coquille » à selfs hémisphériques, dont les rebords forment la capacité, et le circuit « butterfly » formé d'un condensateur symétrique, dont les armatures fixes sont réunies par des secteurs métalliques constituant la self du circuit (deux moitiés en parallèle). Lorsque le condensateur est enfoncé au maximum, inductance, capacité et longueur d'onde sont maximums. Quand on l'ouvre, non seulement la capacité diminue, mais aussi la self, parce que les lames du rotor agissent comme des spires en court-circuit.

On arrive ainsi à couvrir des gammes de rapport supérieur à 3, allant parfois jusqu'à 10 ; la surtension varie de 100 à 200 et l'impédance bouchon varie peu autour de 10 000 ohms (fig. 11).

Mais, en arrivant aux ondes décimétriques, les éléments  $L$ ,  $C$  ne sont plus « localisés » par rapport à la longueur d'onde, ils sont forcément « répartis » et la distribution du courant varie le long du circuit. Il faut alors renoncer délibérément à la théorie du « circuit fermé » et appliquer la théorie des « lignes » : le résonateur sera donc formé d'un élément de ligne à deux fils, ou mieux d'un tronçon de tubes coaxiaux, dont la longueur déterminera l'accord en fonction de l'impédance terminale. On sait en effet que si, par exemple, la ligne de longueur  $L$ , est ouverte à son extrémité, l'impédance d'entrée est :

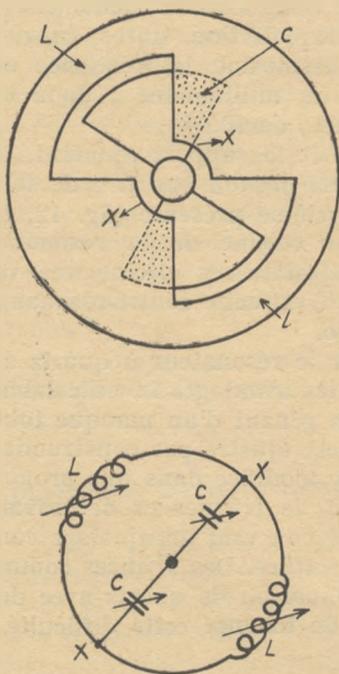


Fig. 11. — Circuit Butterfly.

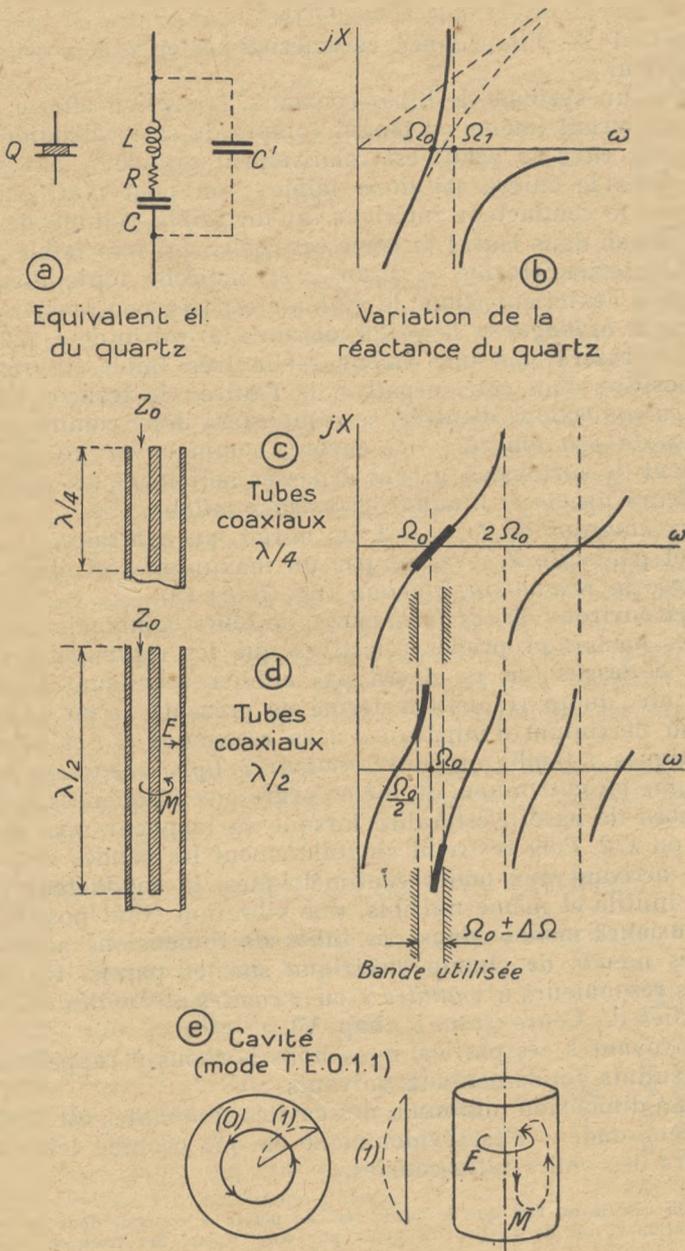


Fig. 12. — Résonateurs divers.

$$(18) \quad Z_0 = \frac{Z_c}{i\hbar \gamma L}$$

en appelant  $Z_c$  l'impédance caractéristique et  $\gamma$  la constante de propagation.

Dans un système de tubes coaxiaux, la section offerte au passage du courant (même en tenant compte de sa localisation superficielle par effet de peau) est relativement grande ; la résistance JOULE dans le cuivre est donc faible ; on peut n'utiliser, pour maintenir le conducteur intérieur, qu'un faible volume de diélectrique choisi, dans lequel la perte est également très faible ; enfin, le tube extérieur forme « écran » et empêche toute dissipation d'énergie à l'extérieur. Donc le système est très peu amorti et, aux environs de la longueur  $L = \lambda/4$ , on aura  $\gamma L$  voisin de  $j \cdot \pi/2$  et par suite  $Z_0$  passera par une valeur réelle très faible, la réactance étant positive d'un côté, négative de l'autre ; le tronçon de tube, entre ses connexions d'entrée, se comportera donc comme un *résonateur-série peu amorti* : ici encore, comme avec un quartz, le coefficient de surtension  $q$  peut dépasser nettement les valeurs des résonateurs usuels et *atteindre plusieurs milliers* (1).

Aux environs de  $L = \lambda/2$ , on aurait, au contraire,  $\gamma L$  voisin de  $j\pi$ , et par suite  $Z_0$  passant par un maximum réel élevé : analogie avec le *résonateur-bouchon* (fig. 7, d) (2).

Aux environs de ces fréquences, de telles combinaisons auront donc les mêmes propriétés sélectives que les résonateurs fermés, étudiés ci-dessus (on ne devra pas oublier cependant la réserve importante, qu'un résonateur fermé ne présente qu'un seul minimum ou maximum d'impédance à sa résonance  $\Omega_0$ , et non à ses harmoniques ; tandis qu'un *résonateur à ligne repassera par des minimums ou maximums* du même ordre aux fréquences multiples de l'accord de base, c'est-à-dire lorsque sa longueur sera multiple de  $\lambda/4$  ou  $\lambda/2$ . Cela restreint singulièrement les bandes couvertes).

En arrivant aux ondes centimétriques, le conducteur central devient inutile et même nuisible, une vibration étant possible (suivant plusieurs modes) dans des tubes de dimensions acceptables, avec des nœuds de champ électrique sur les parois. On obtient alors les résonateurs à « guides » ou « cavités », étudiés dans d'autres parties du Cours (fasc. I, chap. V).

Renvoyant à ces parties, nous nous bornons à rappeler ici les trois résultats fondamentaux suivants :

1° La dimension minimum des cavités résonantes est de l'ordre de la demi-onde : c'est évidemment ce qui prohibe leur emploi en-dehors des ondes ultra-courtes.

(1) Cela résulte du fait que le terme réel de pertes  $\alpha$  contenu dans la constante de propagation  $\gamma$ , est de l'ordre du néper par Km. ; pour des tronçons de l'ordre du dm., le rapport  $\alpha L$  qui multiplie  $\frac{Z_c}{i\hbar}$  est donc de l'ordre de 10<sup>4</sup>.

(2) Avec une ligne en court circuit à l'extrémité, on aurait au contraire la résonance pour  $L = \frac{\lambda}{2}$  et la contre-résonance pour  $L = \frac{\lambda}{4}$ .

2° La surtension  $q$  est de l'ordre du quotient de la longueur d'onde par la profondeur de « pénétration » de l'effet de peau (celle-ci elle-même proportionnelle à  $\sqrt{\lambda}$ ).

Cette surtension croît donc avec  $\sqrt{\lambda}$ , et, aux ondes centimétriques, elle est déjà fort élevée pour des résonateurs en cuivre : 6 000 à 10 000 pour un tore (« rhumbatron »), 20 000 à 30 000 pour un cylindre, 30 000 à 50 000 pour une sphère (valeurs théoriques supposant les parois parfaitement régulières et continues, sans aucune perte diélectrique).

Les impédances-bouchon correspondantes sont naturellement aussi très élevées : 500 000 ohms pour un tore, quelques mégohms pour un cylindre, 12 mégohms pour une sphère (1).

3° Il peut y avoir un nombre illimité de « modes » de vibrations différentes, au fur et à mesure que les dimensions de la cavité croissent. Un des points les plus difficiles dans la technique des cavités, est de sélectionner le mode de vibration que l'on désire et de le conserver le long du système : on y arrive en choisissant judicieusement les dimensions de la cavité, la manière dont on l'excite, et au besoin en ajoutant des « diaphragmes » de forme spéciale.

On voit que les tubes et cavités fournissent des types de résonateurs très intéressants — en quelque manière intermédiaires entre les résonateurs normaux et les quartz des ondes plus longues : leur surtension avoisine celle des quartz ; leur stabilité est meilleure que celle des résonateurs normaux ; mais la gamme de fréquences qu'ils couvrent — (sans être réduite à un point comme celle des quartz) — reste, à cause des harmoniques et des modes parasites, bien plus faible.

Il n'est pas impossible que l'on découvre de nouvelles formes de résonateurs réunissant dans une plus large mesure les avantages de ces divers types.

## TRANSFORMATEUR A DEUX CIRCUITS COUPLES.

6.32. — La combinaison de deux résonateurs,  $L_1 C_1 R_1$ ,  $L_2 C_2 R_2$ , couplés par une réactance  $X_c$  (induction mutuelle  $M$ , inductance ou capacité) fournit, on le sait, une possibilité nouvelle : courbe de réponse permanente élargie en *palier plat* ou *double bosse* ; et, en régime transitoire, montée plus rapide avec rebondissement

Elle a été étudiée ailleurs (Fasc. I, chap. II et IV) ; nous rappelons seulement l'essentiel en le complétant sur quelques points.

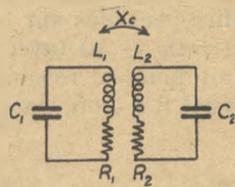


Fig. 13.

(1) Les constantes de temps sont aussi relativement considérables ; c'est ce qui permet, par exemple, de réaliser, sur ondes de 10 cm., des « boîtes à écho » ayant des constantes de temps de plusieurs microsecondes, c'est-à-dire emmagasinant l'émission d'un RADAR pendant assez longtemps pour exciter un « écho » prolongé dans le récepteur.

Régime permanent.

$$\text{Posant : } \begin{cases} Z_1 = R_1 + j \cdot X_1 = R_1 + j \cdot \left( L_1 \Omega - \frac{1}{C_1 \Omega} \right) \\ Z_2 = R_2 + j \cdot X_2 = R_2 + j \cdot \left( L_2 \Omega - \frac{1}{C_2 \Omega} \right) \end{cases}$$

on trouve pour l'intensité au primaire :

$$(21) \quad I_1 = E \frac{Z_2}{Z_1 Z_2 + X_c^2} = \frac{E}{Z_1 + \frac{X_c^2}{Z_2}}$$

c'est-à-dire la même valeur que si, dans le primaire seul, on avait « ramené » l'impédance additionnelle :  $\frac{X_c^2}{Z_2}$ ,

et pour l'intensité au secondaire :

$$(22) \quad I_2 = E \frac{j X_c}{Z_1 Z_2 + X_c^2}$$

d'où la tension aux bornes du secondaire,  $U_2 = \frac{I_2}{j C_2 \Omega}$

et le « gain »  $U_2/E$ , qui joue ici le rôle de la « surtension » du résonateur seul :

$$(23) \quad g = \frac{U_2}{E} = \frac{1}{j C_2 \Omega} \times \frac{j X_c}{Z_1 Z_2 + X_c^2}$$

Explicitant les parties réelles et imaginaires des impédances on a :

$$(24) \quad g = \frac{1}{C_2 \Omega} \times \frac{X_c}{(R_1 R_2 + X_c^2 - X_1 X_2) + j (R_2 X_1 + R_1 X_2)}$$

expression dont la discussion a déjà été faite. (I par. 1. 424).

Nous nous bornons ici au cas des circuits *isochrones*, c'est-à-dire accordés sur la même pulsation  $\Omega_0$ , et des *désaccords faibles*,  $\Omega = \Omega_0 + \Delta\Omega$  (avec  $\Delta\Omega \ll \Omega$ ). On peut alors, comme on l'a fait pour le résonateur simple, formule (2), remplacer les X par  $\Theta \cdot \Delta\Omega \cdot R$  ; d'où, en posant :

$$(25) \quad n = \frac{X_c}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad (\text{index de couplage})$$

(24) devient :

$$(26) \quad g = \frac{1}{C_2 \Omega} \times \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \times \frac{n}{(1 + n^2 - \Theta_1 \Theta_2 \Delta\Omega^2) + j (\Theta_1 + \Theta_2) \Delta\Omega}$$

Pour examiner les variations d'amplitude, il suffit de prendre le module de  $g$ , puis la dérivée de son dénominateur ; on voit alors que :

$$(31) \quad 1^\circ \text{ Si } n \text{ est inférieur au couplage « transitionnel » } \frac{1}{2} \left( \frac{\theta_1}{\theta_2} + \frac{\theta_2}{\theta_1} \right),$$

la courbe de variation de  $|g|$  avec  $\Delta\Omega$ , c'est-à-dire la courbe de sélectivité, ne présente qu'un seul maximum, pour  $\Delta\Omega = 0$  :

$$(32) \quad g_m = \frac{1}{C_2\Omega} \times \frac{1}{\sqrt{R_1R_2}} \times \frac{n}{1+n^2},$$

lequel est d'ailleurs *maximum maximorum* pour le couplage critique  $n = 1$ , avec la valeur :

$$(33) \quad g_{\text{crit}} = \frac{1}{C_2\Omega} \times \frac{1}{2\sqrt{R_1R_2}}.$$

Au voisinage de ce point, pour  $\Delta\Omega \neq 0$ , la variation présente un palier :

$$(35) \quad g_s = \frac{1}{C_2\Omega} \times \frac{1}{\sqrt{R_1R_2}} \times \frac{\sqrt{D-1}}{\sqrt{D^2 + (\sqrt{\theta_1\theta_2} \cdot \Delta\Omega)^2}}$$

$$(27) \quad \text{avec } D = \frac{(\theta_1 + \theta_2)^2}{2\theta_1\theta_2} \text{ (fig. 14).}$$

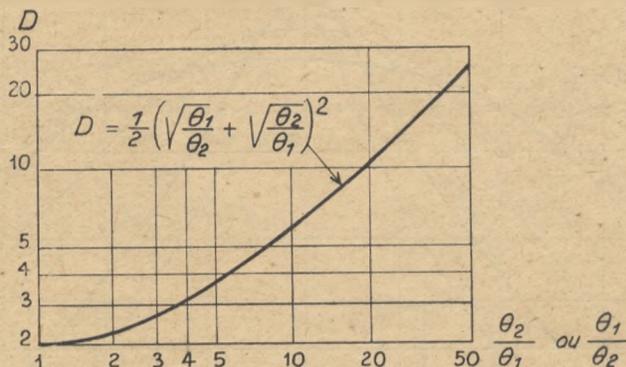


Fig. 14. — Coefficient de dissymétrie.

2° Si, au contraire,  $n$  est supérieur au couplage transitionnel, la courbe présente deux maximums :

$$(36) \quad g''_m = \frac{1}{C_2 \Omega} \times \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \times \frac{1}{\sqrt{D \cdot 2(1+n^2) - D}}$$

séparés par un creux pour  $\Delta\Omega = 0$ .

Ces variations sont représentées d'abord par la fig. 15, avec, en abscisses, le produit :

$$x = \sqrt{\theta_1 \theta_2} \times \Delta\Omega = \theta \cdot \Delta\Omega$$

On voit l'intérêt des couplages de l'ordre de  $n = 1$  à  $n = \sqrt{D-1}$  (transitionnel) : dans cette zone, le gain reste voisin du maximum maximorum (33), et l'on peut avoir des formes diverses de courbes, plus ou moins élargies, en palier, puis avec deux bosses.

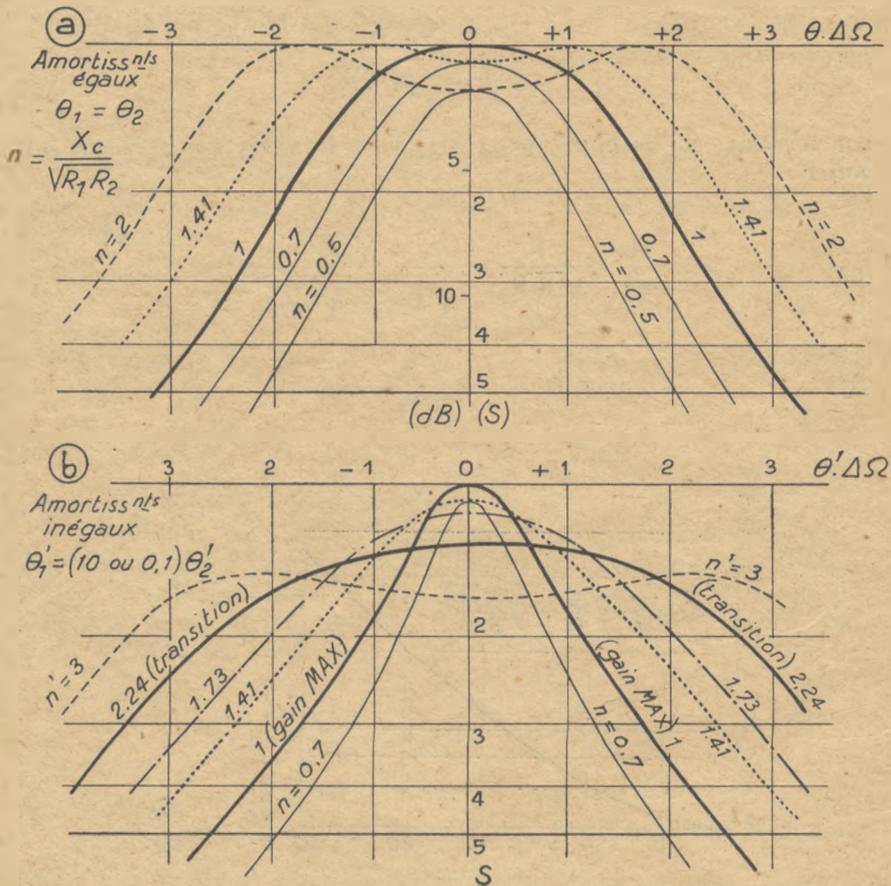


Fig. 15. — Sélectivité.

## Sélectivité obtenue.

6.321. — Pour discuter spécialement la sélectivité, il suffit de considérer la variation du gain à partir de sa valeur  $g_0$  pour  $\Delta\Omega = 0$ , c'est-à-dire :

$$(37) \quad S = \frac{g_0}{g} = \frac{\sqrt{(1+n^2 - \theta_1\theta_2\Delta\Omega^2)^2 + (\theta_1 + \theta_2)^2\Delta\Omega^2}}{1+n^2}$$

qui se réduit, au couplage transitionnel, à :

$$(38) \quad S = \sqrt{1 + \left(\sqrt{\frac{\theta_1\theta_2}{2}} \times \Delta\Omega\right)^4}$$

Si les amortissements sont égaux, ce qui arrive souvent,  $\theta_1 = \theta_2 = \theta$  et

$$(38 \text{ bis}) \quad S = \sqrt{\left[1 - \frac{(\theta \cdot \Delta\Omega)^2}{1+n^2}\right]^2 + \left(\frac{2\theta\Delta\Omega}{1+n^2}\right)^2}$$

dont les variations sont représentées fig. 16 à échelle logarithmique (décibels), en fonction de  $x = \theta \cdot \Delta\Omega$  en abscisses et de l'index de couplage  $n$  en paramètre.

On peut s'en servir pour tous problèmes de sélection ; en particulier, on constate qu'une chute de 3 dB est obtenue pour un désaccord sensiblement 1,4 fois plus grand qu'avec un résonateur simple ; la formule (7) de la largeur de bande à 3 dB » devient donc :

$$(39) \quad \beta = \frac{1,4}{\pi\theta}$$

Si les amortissements sont inégaux, par exemple  $\frac{\theta_1}{\theta_2} = a \neq 1$ , il semble d'abord que les courbes deviennent inutilisables ; cependant si l'on écrit (37) sous la forme :

$$(40) \quad S = \sqrt{\left[1 - \frac{a\theta_1^{1/2}\Delta\Omega^2}{(1+n^2)}\right]^2 + \frac{(a+1)^2\theta_1^{1/2}\Delta\Omega^2}{(1+n^2)^2}}$$

$$= \sqrt{\left[1 - \frac{\left(\frac{2a}{1+a} \times \theta_1^{1/2}\Delta\Omega\right)^2}{(1+n^2)\frac{4a}{(1+a)^2}}\right]^2 + \left[\frac{2\frac{2a}{1+a}\theta_1^{1/2}\Delta\Omega}{(1+n^2)\frac{4a}{(1+a)^2}}\right]^2}$$

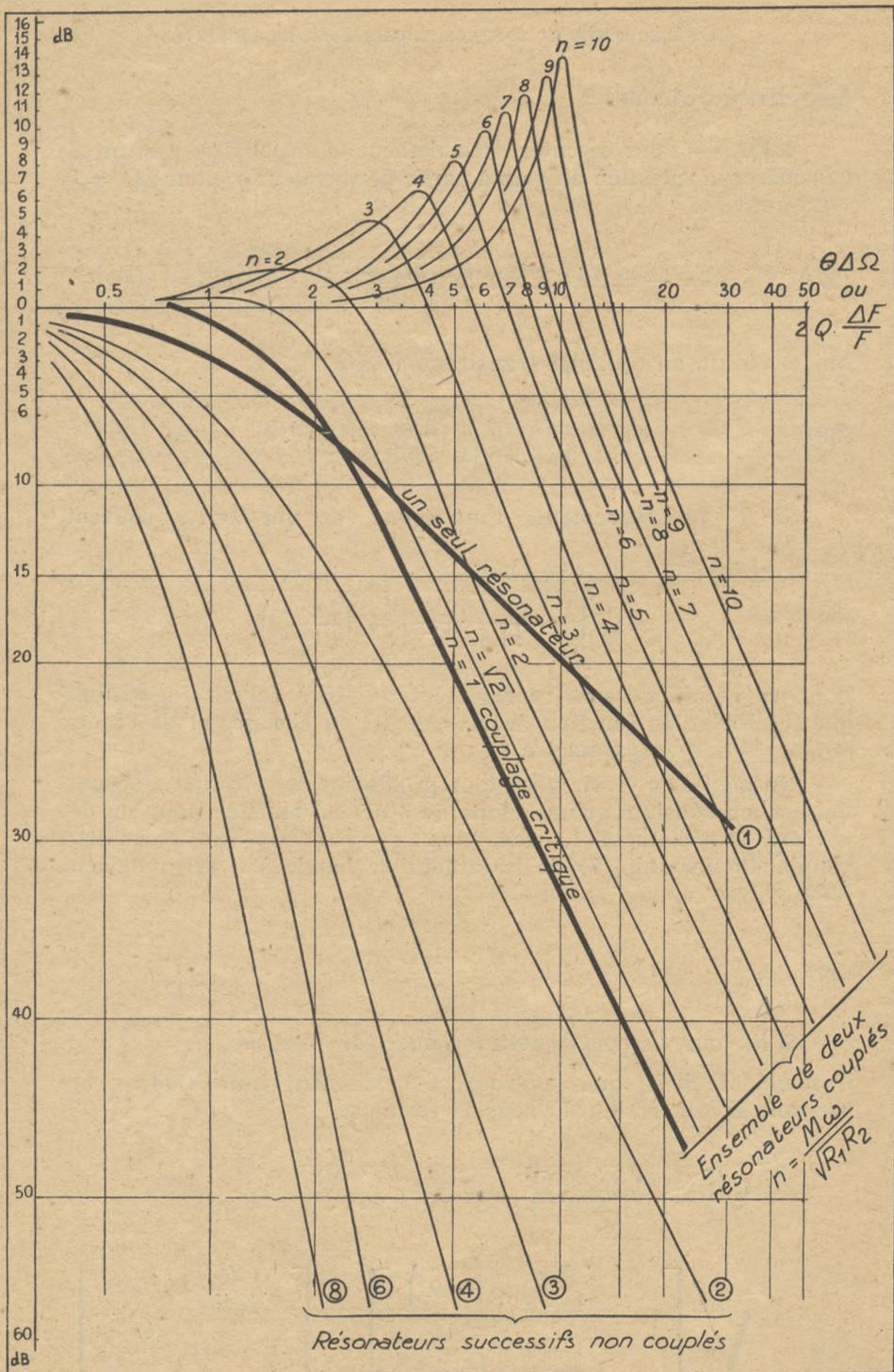


Fig. 16. — Courbes de sélectivité.

on constate (1) qu'il suffit de prendre comme nouvelle abscisse :

$$(41) \quad \theta \cdot \Delta\Omega = \frac{2a}{1+a} \times \theta'_1 \Delta\Omega$$

et comme nouveau paramètre de couplage,  $n$  défini par :

$$(42) \quad (1+n^2) = (1+n'^2) \times \frac{4a}{(1+a)^2}$$

pour retomber sur la formule (38 bis) des amortissements égaux, donc pouvoir utiliser la fig. 16.

L'inégalité des amortissements ne donne donc pas, à proprement parler, de formes nouvelles à la courbe de sélectivité ; mais elle permet de retrouver les mêmes formes avec des paramètres  $\theta$  et  $n$  différents, ce qui peut avoir deux avantages :

1° ces nouvelles valeurs peuvent être plus faciles à réaliser pratiquement ;

2° et surtout, *le gain résultant peut être augmenté.*

Pour le voir, reprenons la formule (32) du gain ; si l'on change les  $R_1 R_2$  en  $R'_1 R'_2$  sans changer les  $L_2 L_1 C_2 C_1$ , le rapport des gains est :

$$(43) \quad \frac{g'_M}{g_M} = \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{R'_1 R'_2}} \times \frac{n'}{1+n'^2} \times \frac{1+n^2}{n} = \sqrt{\frac{\theta'_1 \theta'_2}{\theta_1 \theta_2}} \times \frac{n'}{n} \times \frac{n^2+1}{n'^2+1}$$

pour réaliser la même courbe de sélectivité, il faudra satisfaire aux conditions ci-dessus :

$$(41) \quad \theta'_1 = \frac{1+a}{2a} \theta \quad , \quad \text{donc} \quad \theta'_2 = \frac{1+a}{2} \theta \quad \text{et} \quad \theta'_1 \theta'_2 = \frac{(1+a)^2}{4a} \theta^2$$

$$(42) \quad (1+n'^2) = (1+n^2) \frac{(1+a)^2}{4a}$$

Portant ces valeurs dans  $g'_M/g_M$ , nous obtenons

$$(44) \quad \frac{g'_M}{g_M} = \frac{1+a}{2\sqrt{a}} \times \frac{n'}{n} \times \frac{(1+a)^2}{4a} = \frac{2\sqrt{a}}{1+a} \times \frac{n'}{n}$$

Quelques valeurs numériques pour  $a = 3$  et  $a = 10$  sont données par le tableau suivant :

(1) DE VALROGER, Revue THOMSON HOUSTON, novembre 1948.

COMPARAISON DES TRANSFORMATEURS DONNANT LA MÊME SÉLECTIVITÉ  
 AVEC DES AMORTISSEMENTS ÉGAUX ( $\Theta$ ,  $n$ ,  $g_M$ )  
 OU INÉGAUX ( $\Theta'_1$ ,  $\Theta'_2$ ,  $n'$ ,  $g'_M$ )

$a = \frac{\Theta'_2}{\Theta'_1} \frac{\Theta}{\Theta}$			INDEX DE COUPLAGE $n$							
			0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	2	3
3	2	$n'$	0,58	0,62	0,74	0,90	1,09	1,29	2,4	3,5
		$g'_M/g_M$	$\infty$	2,7	1,6	1,3	1,18	1,12	1,04	1,01
10	5,5	$n'$	1,42	1,45	1,58	1,76	1,99	2,24	3,75	5,4
		$g'_M/g_M$	$\infty$	4,16	2,27	1,69	1,43	1,29	1,08	1,04

On voit que le gain est notablement plus grand dans le cas des amortissements inégaux et des courbes étroites ( $n < 1$ ) ; cela résulte du fait qu'en rendant les  $\Theta$  inégaux, il faut, pour obtenir la même courbe, augmenter l'un (ici  $\Theta'_2$ , mais c'est arbitraire) plus qu'on ne diminue l'autre et rattraper l'amincissement résultant de la courbe par un accroissement du couplage  $n$  ; l'opération est toujours avantageuse pour le gain, surtout dans la région  $n < 1$ , à cause du 2<sup>e</sup> facteur dans (44).

Si l'on possède assez de marge sur les constantes de temps réalisables, pour pouvoir augmenter notablement l'une d'entre elles, on aura donc (au point de vue : *gain*) avantage à le faire (voir plus loin : Circuit d'entrée et Amplification).

### Remarques complémentaires sur le transformateur double accordé.

6.322. — Les remarques suivantes nous seront utiles plus tard :

1° Au couplage de gain maximum et à l'accord commun des circuits, l'impédance « ramenée » par chacun dans l'autre est une résistance pure égale à la résistance propre de ce dernier.

En effet d'après (21), l'impédance ramenée est  $X^2_c/Z_2$  dans le primaire.

(45)

Or avec nos conditions,  $X^2 = R_1 \cdot R_2$  (puisque  $n = 1$ ) et  $Z_2$  se réduit à  $R_2$ . L'impédance ramenée dans le primaire se réduit donc à  $R_1$  comme si sa résistance propre était doublée.

C'est un cas particulier du problème très général de l'adaptation d'un circuit à un autre avec maximum de gain (transformateur parfait, par exemple).

2° Pour un couplage inductif M, la condition de gain maximum s'écrit :

$$(46) \quad M\Omega = \sqrt{R_1 \cdot R_2}$$

ou, en faisant apparaître le « coefficient de couplage »  $k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$

et les surtensions  $q_1 q_2$  :

$$(47) \quad k = \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\Omega \sqrt{L_1 L_2}} = \frac{1}{\sqrt{q_1 q_2}} ;$$

on notera que si les  $q$  sont élevés, ceci correspond à un couplage très lâche (ordre de 0,01) qui peut facilement être dépassé par inadvertance entre deux bobines voisines, peut-être même à fer...

3° Cette formule (47) conduit à une autre remarque :

Si l'on veut maintenir, dans une gamme étendue, un couplage voisin du critique, le couplage magnétique est avantageux ; nous avons vu en effet que les coefficients de surtension restent relativement constants ; donc, d'après (47), le coefficient de couplage entre les bobines — c'est-à-dire leur position respective — reste correct sans avoir besoin de retouche.

Il n'en serait évidemment de même ni avec le couplage capacitif par  $\gamma$  en série, qui favoriserait les basses fréquences, ni avec couplage capacitif en shunt (fig. 17), qui favoriserait les fréquences élevées (augmentation comme  $\Omega^3$  si l'accord se fait par variation des capacités  $C_1$  et  $C_2$ ).

Ces couplages sont donc moins souvent employés ; cependant, on peut, dans certains cas, utiliser des combinaisons mixtes pour se rapprocher d'une loi imposée de variation de  $n$ .

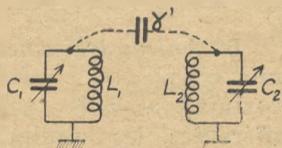


Fig. 17. — Couplage par capacité en shunt.

4° Tout ceci se généralise aux résonateurs à lignes, tubes, guides et cavités ; le couplage magnétique se réalise entre eux par petites boucles ; le couplage capacitif par sondes pénétrant dans les cavités ; on peut aussi coupler par *fente* dans une paroi commune.

5° *Déphasage.* — La comparaison des relations (21) et (22) montre d'abord que les courants au primaire et au secondaire, sont *en quadrature de phase* ; il en est de même des tensions ; cette remarque sera mise à profit dans certains « discriminateurs ».

D'autre part, on tire de (26) la variation de la phase aux environs de l'accord :

$$(48) \quad \lg \varphi = \frac{(\Theta_1 + \Theta_2) \Delta\Omega}{1 + n^2 - \Theta_1 \Theta_2 \Delta\Omega^2} .$$

Au voisinage immédiat de l'accord,  $\Theta_1 \Theta_2 \Delta\Omega^2$  étant très petit, on voit que :

$$\left. \begin{array}{l} \text{si } n \text{ est petit} \\ \text{(couplage lâche)} \end{array} \right\} \text{tg } \varphi = (\Theta_1 + \Theta_2) \Delta\Omega^2, \text{ somme des déphasages produits séparément par les deux circuits}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{si } n = 1 \\ \text{(couplage critique)} \end{array} \right\} \text{tg } \varphi = \left( \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2} \right) \Delta\Omega, \text{ moyenne des deux déphasages séparés.}$$

Pour des écarts plus grands, on se reportera aux fig. 18 et 18 bis, qui donnent  $\varphi$  et  $d\varphi/d\Omega$  : (pour cette dérivée, un calcul facile fournit la valeur :

$$(49) \quad \frac{d\varphi}{d\Omega} = \frac{2\Theta [(1+n^2) + \Theta^2 \cdot \Delta\Omega^2]}{(1+n^2)^2 + 2(1-n^2)(\Theta \cdot \Delta\Omega)^2 + (\Theta \cdot \Delta\Omega)^4}$$

en supposant les circuits identiques, pour simplifier).

On voit que les courbes de  $\varphi$  manifestent bien, dans la région centrale, une certaine non-linéarité autour de l'inflexion ; mais cette non-linéarité est bien plus visible sur les courbes de  $d\varphi/d\Omega$  ; on voit en particulier que la courbe  $d\varphi/d\Omega$  commence à présenter deux bosses, déjà pour le couplage  $n = 1$ , alors que la courbe du gain n'a encore qu'un palier. L'influence des variations du couplage autour de la valeur critique est encore bien plus marquée sur la phase que sur l'amplitude.

6° *Autres traitements du problème.* — Le problème des « circuits couplés » a été traité de toutes sortes de façons ; les approximations faites, suivant le cas particulier étudié, pouvant être différentes, les résultats peuvent aussi différer quelque peu. Signalons par exemple que dans son Cours de Radio-Électricité Générale, M. MESNY prend comme variables, non l'écart de fréquence commun  $\Delta\Omega$ , mais les désaccords  $\Delta\Omega_1$ ,  $\Delta\Omega_2$ , supposés indépendants (cela correspond au réglage séparé successif des deux circuits sur un  $\Omega$  fixe). Dans ces conditions le maximum de courant apparaît pour  $\Theta_1 \cdot \Delta\Omega_1 = \Theta_2 \cdot \Delta\Omega_2$  et la distinction entre le couplage « de gain maximum » et celui « transitionnel » ne se manifeste pas.

7° Tous les calculs ci-dessus ont été faits dans l'approximation des *surtensions élevées*, c'est-à-dire des *bandes étroites*. Une correction peut donc apparaître nécessaire dans le cas des circuits volontairement amortis pour bandes larges (radar, télévision) ; le calcul complet, repris dans ce cas (par exemple de VALROGER, Revue THOMSON-HOUSTON, septembre 1948) montre en effet que, en toute rigueur, les deux résonateurs doivent alors être accordés sur deux fréquences légèrement inférieures à la fréquence centrale de la bande et légèrement différentes entre elles. Mais cette correction, assez compliquée, est *si faible*, qu'elle semble négli-

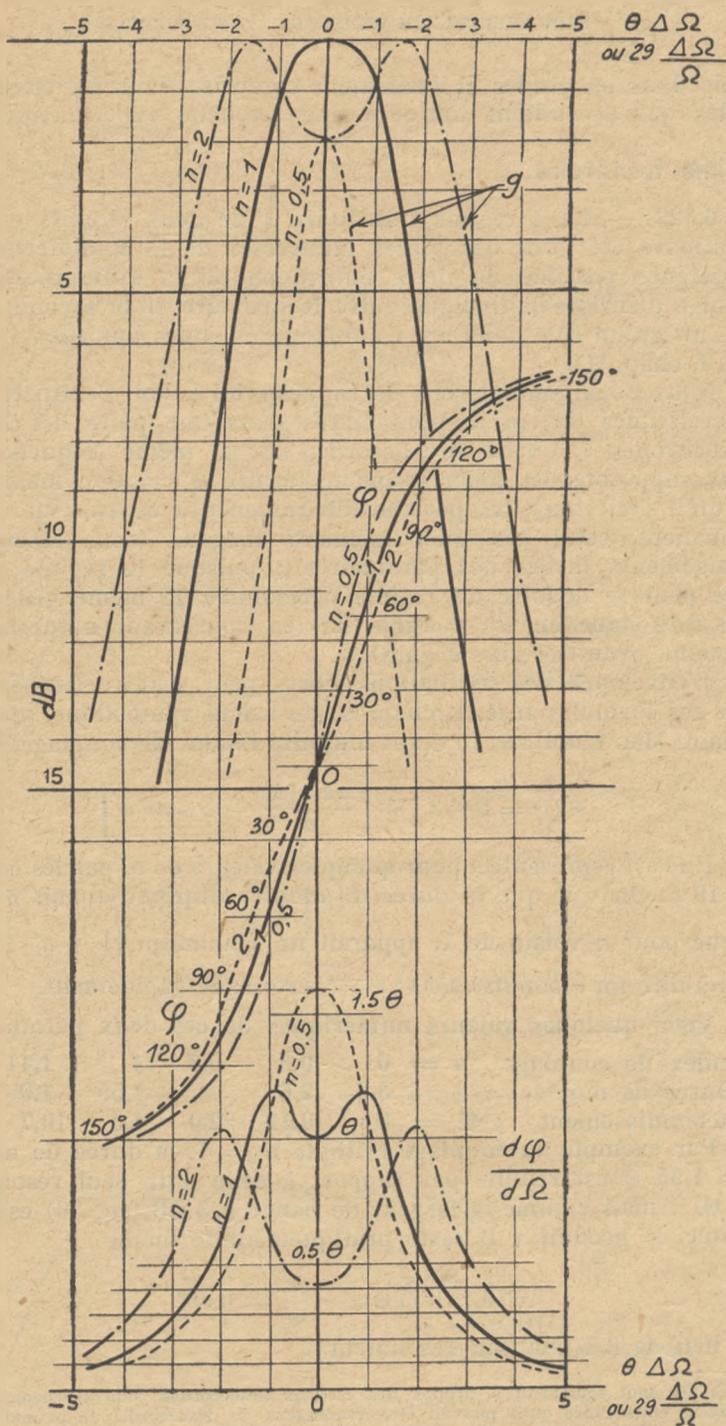


Fig. 18. — Transformateur à double accord. Régime permanent.

gable dans les études et facilement comprise dans les effets parasites qui nécessitent toujours une retouche expérimentale.

### Régime transitoire.

6.323. — Le « régime transitoire » de deux circuits couplés a toujours été l'une des pièces maîtresses de la Radiotechnique. L'existence possible de deux pulsations libres différentes, avec échange d'énergie périodique entre le primaire et le secondaire, a joué un grand rôle dans les « émetteurs à ondes amorties » (Voir fasc. I, chap. II).

Nous nous contenterons de rappeler ici la loi d'extinction ou de croissance des oscillations libres dans une paire de circuits « isochrones », c'est-à-dire accordés sur la même fréquence (1). Nous supposons les amortissements égaux  $\Theta_1 = \Theta_2$  ; mais on a vu qu'il était toujours possible de ramener à ce cas, en régime permanent, celui des amortissements inégaux (sous réserve de changements faciles des paramètres) ; puisque le régime transitoire peut se déduire du régime permanent, la même généralisation sera donc encore possible ici (en conservant naturellement le même avantage sur le gain).

L'enveloppe des oscillations libres peut s'écrire (transformation des formules fasc. I, chap. II, ou calcul symbolique, voir formulaire MAC LACHLAN) ( $n$  étant toujours l'index de couplage) (25) :

$$(50) \quad e^a(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\Theta}} \left[ \frac{\sin nt/\Theta}{n} + \cos nt/\Theta \right]$$

Elle est représentée, pour quelques valeurs de  $n$ , par les courbes fig. 19 c. On voit que la durée de montée diminue quand  $n$  croît, et que pour  $n$  voisin de 1, apparaît un maximum  $(1 + e^{-\frac{1}{n}})$  c'est-à-dire un rebondissement  $e^{-\frac{1}{n}}$  croissant rapidement.

Voici quelques valeurs numériques de ces deux paramètres :

{	Index de couplage	$n = 0$	0,5	0,8	1	1,41	2
	Durée de montée	$\tau/\Theta = 3,3$	2,6		1,55	1,0	0,7
	Rebondissement	$\rho \%$	0	0,12	2,0	4,3	10,7

Par exemple au couplage critique  $n = 1$ , la durée de montée  $\tau = 1,55 \Theta$  est réduite par rapport à celle d'un seul résonateur (2,2  $\Theta$ ) ; mais comme la largeur de bande à 3 dB (éq. 39) est augmentée, le produit  $\tau B$  reste pratiquement le même :

$$(51) \quad \tau B = 1,55 \Theta \times \frac{1,4}{\pi \Theta} = 0,69$$

(au lieu de 0,7 pour un résonateur).

(1) Un mot seulement à propos des circuits désaccordés (non isochrones) : on a souvent émis l'idée qu'il pouvait être avantageux de désaccorder le primaire, afin que ses oscillations libres sous l'effet d'un parasite « excitent » moins le secondaire ; mais c'est une illusion, car la même réduction se trouve opérée sur le signal.

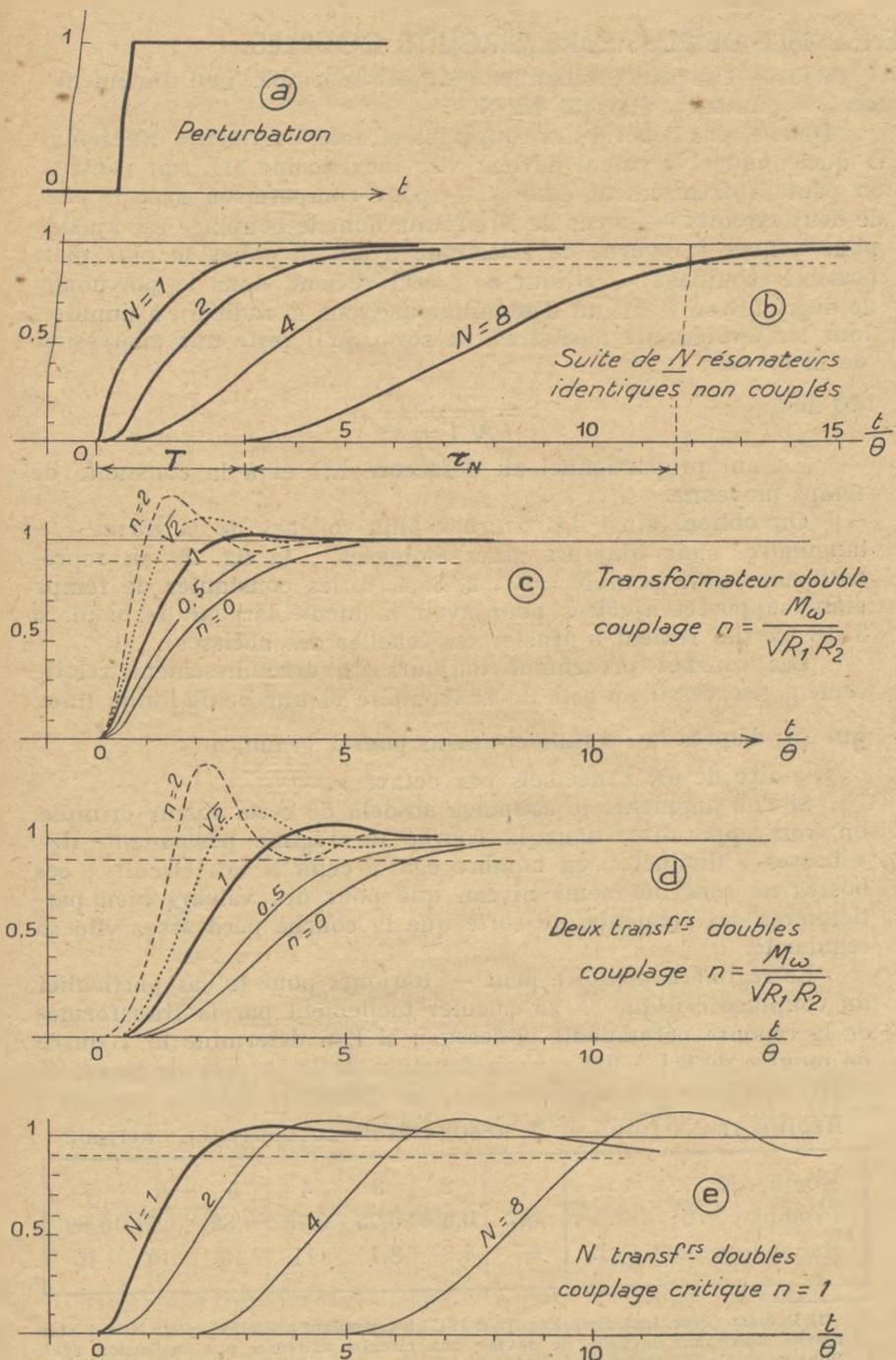


Fig. 19. — Régimes transitoires dans les systèmes sélectifs.

## ENSEMBLE DE PLUSIEURS CIRCUITS COUPLES.

6.33. — On peut évidemment coupler ensemble, non seulement deux résonateurs, mais 3, 4... N.

Dans le cas général des couplages et amortissements différents et quelconques, le calcul devient vite inextricable (1). Par contre, on peut assez aisément étudier — pour comparaison avec le cas de deux circuits — le cas de N circuits dont le couplage est ajusté pour donner la courbe de sélectivité ayant le palier le plus plat possible (couplage « critique ») ; ceci revient, dans le polynôme de degré 2N en  $\Theta \cdot \Delta\Omega$  au dénominateur (sous le radical), à annuler tous les termes intermédiaires, de sorte qu'il reste une expression de la forme :

$$(51 \text{ bis}) \quad S = \frac{1}{\sqrt{1 + x^{2N}}},$$

x étant proportionnel au désaccord  $\Delta\Omega$  et à la constante de temps moyenne.

On obtient ainsi des courbes plus voisines de la forme rectangulaire, mais toujours assez éloignées ; la fig. 20 en représente une série pour N = 1, 2, 3, 4, 6, les constantes de temps étant supposées ajustées pour avoir la même largeur de bande à 3 dB (ce qui revient à ajuster les échelles des abscisses).

Ces courbes présentent toujours un arrondissement relativement progressif au-delà de la frontière et une pente-limite finie, qui est, d'après la formule ci-dessus pour x grand, de  $S \rightarrow \frac{1}{x^N}$ , c'est-à-dire de 6N « décibels par octave ».

Si l'on augmente le couplage au-delà de cette valeur critique, on voit apparaître, dans la courbe de régime permanent, des « bosses » distinctes, en nombre égal à celui N des circuits ; ces bosses ne sont au même niveau que pour des valeurs bien particulières des éléments, de sorte que la courbe perd assez vite sa régularité.

Le régime transitoire peut — toujours pour le cas particulier du couplage critique — se calculer facilement par la transformée de la réponse permanente ci-dessus ; si l'on détermine la « durée de montée de 0,1 à 0,9 »  $\tau$ , en fonction de la largeur de bande (à 3 dB) et  $\beta$  et le rebondissement, on obtient le tableau suivant :

RÉGIME TRANSITOIRE DE N RÉSONATEURS AU COUPLAGE CRITIQUE

Nombre N . . . . .	1	2	3	4	5	6	7
Produit $\tau \cdot \beta$ . . . . .	0,7	0,69	0,73	0,78	0,82	0,85	0,89
Rebondissement (%) . . . . .	0	4,3	8,1	11	13	14	15

(1) DISHALL (Proc. Inst. Rad. Eng. juin 1947) a cependant préconisé, pour N = 3 et la régularité maximum de gain, de donner aux circuits extrêmes une surtension égale à l'inverse de la « largeur relative entre bosses » et au circuit intermédiaire une surtension environ 10 fois plus grande.

La diminution de la durée de montée  $\tau$ , observée pour  $N = 2$ , ne se maintient donc pas au-delà, mais l'augmentation est faible ; par contre, le rebondissement augmente vite ; c'est la rançon payée pour l'amélioration de la sélectivité en régime permanent.

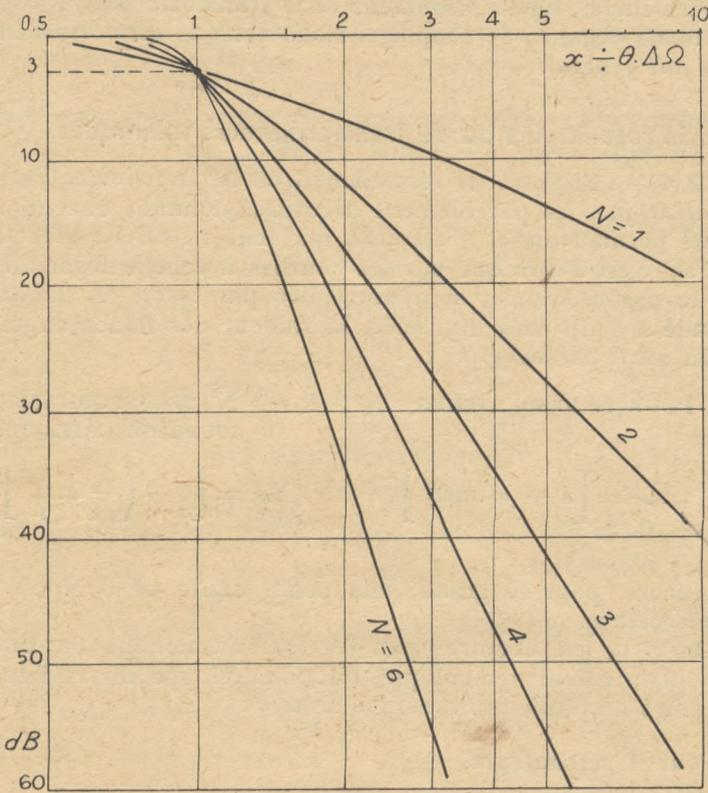


Fig. 20. — Sélectivité d'un ensemble de  $N$  résonateurs couplés (couplage critique, palier  $S = \sqrt{1 + x^{2N}}$ )

Il semble toutefois que ces systèmes sont pratiquement trop délicats à régler pour avoir pu se généraliser, et l'on a recours à d'autres solutions.

## SUITES DE RESONATEURS ET DE TRANSFORMATEURS.

6.34. — Il résulte de ce qui précède, que ni le résonateur isolé, ni le transformateur double à deux résonateurs couplés, ne peuvent constituer des systèmes sélectifs vraiment satisfaisants ; leurs courbes de réponse sont trop évasées, et les flancs ne sont pas assez raides pour protéger efficacement des brouilleurs rapprochés ;

d'autre part, leur constante de temps est souvent — en ondes courtes surtout — inférieure aux valeurs permises.

D'où l'idée d'associer ensemble plusieurs résonateurs ou transformateurs successifs ; d'autant plus que de telles suites s'introduisent naturellement dans les amplificateurs à lampes à plusieurs étages, où le résonateur et le transformateur constituent d'excellents organes de couplage. Nous verrons que ce schéma est *tout à fait général*.

### Suites de résonateurs ou de transformateurs identiques.

6.341. — Si l'on a  $N$  résonateurs, ou  $N'$  transformateurs doubles, *identiques* et pareillement accordés, donnant chacun la sélectivité permanente  $s$ , il est clair que leur sélectivité globale sera  $s^N$  ou  $s^{N'}$  c'est-à-dire que sur les courbes à échelle logarithmique, l'échelle des ordonnées sera multipliée par  $N$  ou  $N'$ . La largeur de bande à 3 dB sera diminuée, la raideur des flancs augmentée.

On aura par exemple :

<p>POUR <math>N</math> RÉSONATEURS</p> $S_N = S^N = \left[ 1 + \left( \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \Delta\Omega \right)^2 \right]^{\frac{N}{2}}$	<p>POUR <math>N'</math> TRANSFORMATEURS AU COUPLAGE CRITIQUE</p> $S_{N'} = \left[ 1 + \left( \frac{\omega}{\sqrt{2} \omega_0} \Delta\Omega \right)^2 \right]^{\frac{N'}{2}}$
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

(52)

avec encore, pour  $N$  grand, une pente limite de  $6 N$  ou  $12 N'$  décibels/octave.

On peut en déduire (par les transformations de FOURIER, LAPLACE, le calcul symbolique, etc.) l'enveloppe du régime transitoire des oscillations libres. On trouve :

*Pour  $N$  résonateurs,*

$$e_N(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\theta}} \left[ 1 + \frac{t}{\theta} + \frac{1}{2!} \left( \frac{t}{\theta} \right)^2 \dots + \frac{1}{(n-1)!} \left( \frac{t}{\theta} \right)^{n-1} \right]$$

(53)

expression représentée par la fig. 19 b pour  $N = 1, 2, 4, 8$ .

On voit augmenter avec  $N$  le retard initial  $T$ , ce qui n'a pas d'inconvénient, et surtout la *durée de montée*  $\tau$ , qui croît moins vite que  $N$ , suivant une loi que l'on a pu approximer par des expressions telles que :

$$(54) \quad \tau_N = \tau_1 \sqrt{N} \quad \text{ou} \quad \tau_N = \tau_1 (1 + 2,7 \log N)$$

et il n'y a toujours *aucun rebondissement*.

Si l'on rapproche ces valeurs de  $\tau_N$  et celles de la largeur de bande à 3 dB,  $B$  on constate que leur produit reste inchangé :

$$(55) \quad \tau_N \times B_N \approx 0.7$$

Pour  $N'$  transformateurs, les formules sont trop compliquées pour être reproduites ici. Nous donnons seulement (1) (fig. 19, d, e) deux séries de courbes, relatives aux cas de  $N' = 2$  avec couplage variable et  $N' = 1, 2, 4, 8$  avec couplage fixe critique.

L'augmentation de la durée de montée  $\tau$  avec  $N'$  se manifeste encore, mais les choses sont compliquées par l'augmentation du rebondissement. On voit que :

	Durée de montée $\tau$	Rebondissement $\rho$
Pour des couplages $n$ <i>inférieurs</i> au critique	croît à peu près comme $\sqrt{N'}$	n'augmente guère
au couplage critique	croît comme :	valeurs :
pour $N' = 1$	1	4,3 %
2	1,32	6,2
4	1,7	8,4
6	1,95	10
	soit à peu près comme (1 + 1,3 log $N'$ )	
au-delà du critique	croît moins vite que $\sqrt{N'}$	croît presque comme $N'^2$

Quand au produit  $\tau \beta$ , il reste de l'ordre de 0,7 à 0,9.

Des considérations analogues pourraient se généraliser à des suites de transformateurs triples ou quadruples considérés ci-dessus (6.33).

### Suites de résonateurs et transformateurs non identiques.

6.342. — Mais il apparaît beaucoup plus intéressant d'associer ensemble des résonateurs et transformateurs non identiques, c'est-à-dire dont les accords, les couplages et les amortissements varient. C'est intuitif en régime permanent, et tous les constructeurs de récepteurs ont cherché à « compenser » la forme « pointue » des courbes de sélectivité obtenues avec un ou plusieurs résonateurs, par la forme « à deux bosses » des transformateurs surcouplés. Mais c'est seulement au cours des dernières années que l'on s'est rendu compte des énormes possibilités de cette compensation, pour la sélectivité et pour le gain.

(1) D'après FAGOT, Cours S. F. R. et Revue Générale d'Electricité, 1942.

Prenons au total  $N$  résonateurs, dont  $2p$  couplés par paires. Nous disposons des paramètres suivants :

les $N$ constantes de temps (ou surtensions)	$N$
les $N$ désaccords éventuels par rapport à la	
fréquence centrale de la bande . . . . .	$N$
les $p$ index de couplage . . . . .	$p$
	total $(2N + p)$

dont nous pouvons nous servir pour « modeler » à notre fantaisie les courbes de réponse.

1° Si l'on ne s'occupe que de l'amplitude, sans se soucier de la phase (cas de la téléphonie), c'est relativement simple. On pourra, par exemple :

— généraliser la notion de « couplage critique » en cherchant le palier le plus plat possible, c'est-à-dire en annulant le plus grand nombre possible de dérivées de la fonction  $s_w$  pour  $\Delta\Omega = 0$  ; cela revient à l'identifier avec un polynôme du type  $(1 + x^{2N})$  et redonne une courbe de sélectivité du type (51 bis).

On simplifie encore en ne prenant que des résonateurs non couplés, ( $p = 0$ ) et en imposant la symétrie par rapport à la fréquence centrale ; le calcul fait alors apparaître les racines  $(2N)$  de  $(-1)$  et l'on trouve (1) que, pour couvrir la bande  $(\Omega_2 - \Omega_1)$ , il faut donner au  $k^{\text{e}}$  résonateur le désaccord et la surtension :

$$(56) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta\Omega_k = \frac{\Omega_2 - \Omega_1}{2} \cos(2k - 1) \frac{\pi}{2N} \\ \frac{1}{Q_k} = b \cdot \sin(2k - 1) \frac{\pi}{2N} \end{array} \right.$$

avec  $b = \left\{ \begin{array}{l} \text{largeur totale} \\ \text{relative} \end{array} \right\} = 2 \times \frac{\Omega_2 - \Omega_1}{\Omega_2 + \Omega_1}$ .

Par exemple, pour  $N = 2$ , les deux résonateurs ont la même surtension

$$Q_1 = Q_2 = \frac{1}{0,71 b}$$

et sont accordés respectivement sur :

$$\Omega_0 (1 - 0,35 b) \quad \text{et} \quad \frac{\Omega_0}{(1 - 0,35 b)} ;$$

pour  $N = 3$ , celui du centre est accordé sur  $\Omega_0$  avec la surtension

$$Q_3 = \frac{1}{b}$$

(1) LIBOIS, ONDE EL, mars 1949.

les deux autres ont la surtension commune  $Q_1 = Q_3 = \frac{2}{b}$

et sont accordés respectivement sur :

$$\Omega_0 (1 - 0,43 b) \quad \text{et} \quad \frac{\Omega_0}{1 - 0,43 b}$$

— admettre, dans la bande passante ( $\Omega_2 - \Omega_1$ ), un nombre quelconque d'ondulations, sous réserve que leurs maximums soient tous égaux à 1 et leurs minimums égaux à la chute  $1/s_M$  admise aux frontières (fig. 21).

C'est la méthode des polynômes de TSCHEBYSCHEF.

Par exemple, pour trois circuits décalés, mais en respectant la symétrie, on posera que :

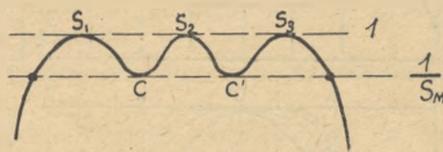


Fig. 21.

$$\Delta\Omega_2 = 0 \quad \Delta\Omega_1 = -\Delta\Omega_3 \quad Q_1 = Q_3$$

et, pour déterminer les trois autres paramètres,

$$Q_1, Q_2, \Omega_1,$$

il restera trois conditions :

- { sommets S<sub>1</sub> et S<sub>3</sub> à la même hauteur que S<sub>2</sub>,
- { chute s<sub>M</sub> aux frontières,
- { chute s<sub>M</sub> aux creux C et C'.

Ce calcul est malgré tout assez compliqué. Comme, par rapport au cas précédent (palier plat), il faut évidemment augmenter les  $\Delta\Omega$  ou (de préférence) les surtensions Q, on peut procéder par tâtonnements à partir des valeurs (56).

— enfin, aussi, opérer graphiquement en tâtonnant par superposition de N calques portant les courbes individuelles ; avec échelle logarithmique des abscisses, un glissement latéral suffit pour représenter la variation des  $\Theta$  ou des Q.

La fig. 22, c, donne, d'après SCHIENEMANN (1), quelques exemples de ce que l'on peut obtenir avec N = 2, 4, 10.

Il est naturellement possible d'associer, non seulement des résonateurs décalés, mais des transformateurs ; malheureusement le nombre des paramètres disponibles rend rapidement les calculs inextricables. Le moindre tâtonnement graphique confirme l'avantage évident de compenser des courbes « pointues » (couplages faibles) par des courbes « à deux bosses » (couplages forts) : deux exemples en sont donnés (2) fig. 22, a (deux trans-

(1) SCHIENEMANN, Tel. Fernsprech Techn. 1939, 28, 1.

(2) P. DAVID, brevet français prov. 522, 521.

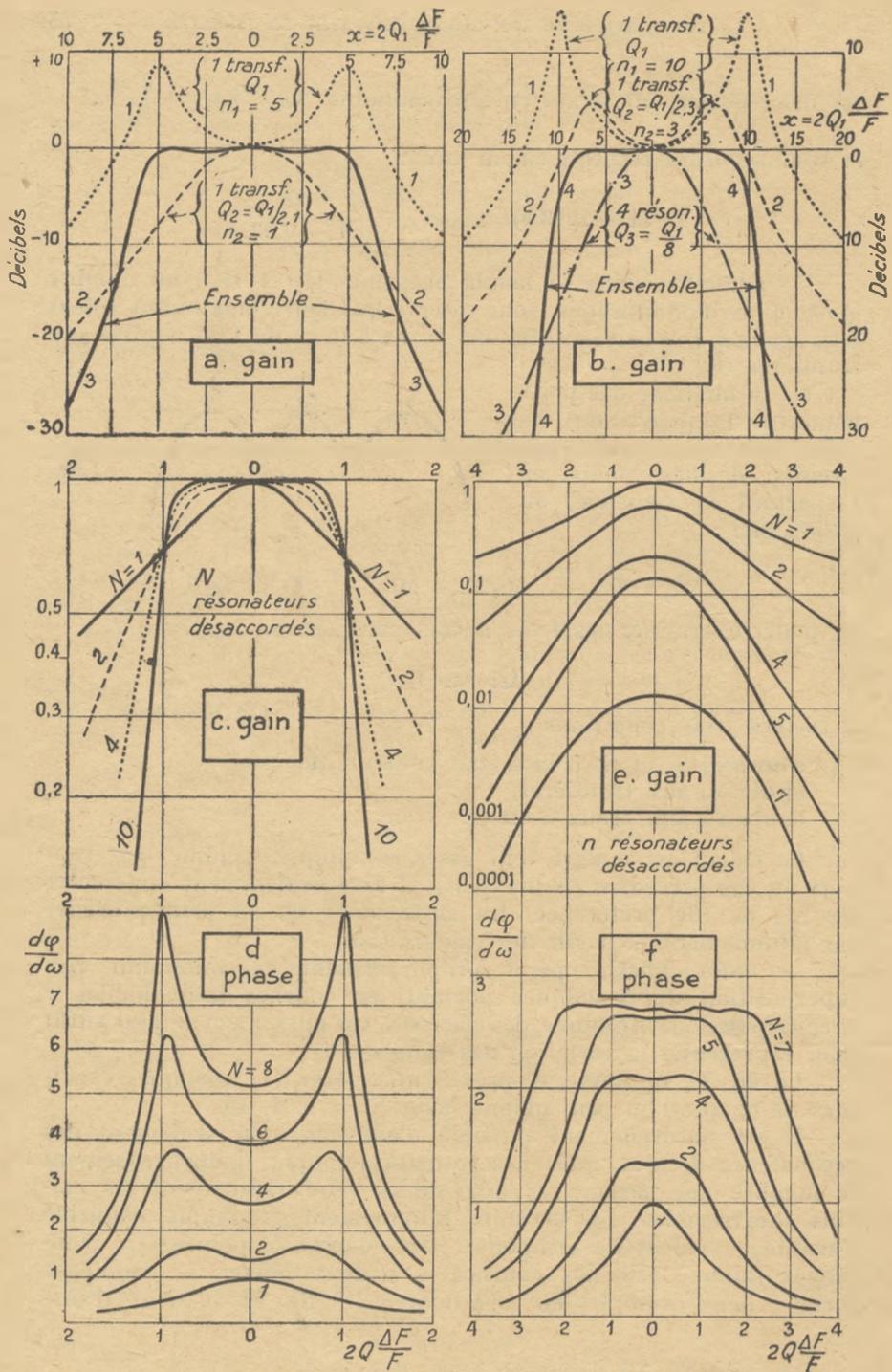


Fig. 22. — Suites de résonateurs et transformateurs.

formateurs, valeurs indiquées sur la figure) et  $b$  (ensemble de 4 résonateurs et de 2 transformateurs différents).

Rappelons encore une fois que si l'on peut jouer sur les constantes de temps, pour rendre inégaux les deux amortissements de chaque transformateur (par. 6.32, éq. 44), on peut (sans changer la sélectivité précédente) accroître le gain — d'une façon sensible si  $n \leq 1$ , ce qui est ordinairement le cas dans certains des transformateurs ainsi associés.

2° Si, au contraire, on ne cherche qu'à *minimiser la distorsion de phase*, sans se soucier de l'amplitude, on peut appliquer des considérations analogues pour obtenir le déphasage le plus linéaire possible dans la bande passante.

La figure 22,  $f$  en donne un exemple d'après SCHAFFSTEIN (1), pour  $N = 1, 2, 4, 5, 7$ .

Cela est important en modulation de fréquence, où la non-linéarité de la phase fait très vite apparaître des harmoniques gênants, notamment l'harmonique 3.

Malgré de nombreux travaux, il ne semble pas que l'on puisse donner de critérium bien net pour la limite acceptable de cette distorsion, mais seulement des règles semi-empiriques dans le genre de celle-ci :

Soit  $\omega_m$  la pulsation maximum de modulation,  $\Omega_0$  la pulsation porteuse et  $\delta\Omega$  l'excursion ; l'« index de modulation » est donc  $I = \delta\Omega/\omega$ .

Cette excursion fait parcourir la courbe  $\varphi(\Omega)$  entre les deux points A et B correspondants à  $(\Omega_0 - \delta\Omega)$  et  $(\Omega_0 + \delta\Omega)$  ; et généralement, on choisit cette portion encadrant un point d'inflexion ; soit alors  $\alpha$  l'angle entre la tangente en ce point d'inflexion et la corde AB ; le taux d'harmoniques est :  $\frac{\alpha}{I}$ .

3° Mais, évidemment, en général, pour tous les signaux à discontinuités, impulsions, manipulations, etc., on devra chercher, comme il a été dit, le minimum de distorsion pour une sélection donnée, *en tenant compte à la fois de l'amplitude et de la phase* ; et il est contradictoire de vouloir minimiser simultanément chacune, sans tenir compte de leur relation obligatoire.

La comparaison des fig. 22  $c, d, e, f$ , est typique à ce sujet : on voit, pour une suite de résonateurs désaccordés :

*en d*, la variation de la phase quand on a obtenu la régularité maximum du gain,  $c$  ;

*en e*, la variation du gain quand on a obtenu la meilleure régulation de phase,  $f$ .

On sent bien que la meilleure solution doit être intermédiaire,

(1) SCHAFFSTEIN, Hfr. Techn. El. Ak. juillet 1943, p. 6-14.

et JAUMANN (1) a montré qu'en effet, on pouvait améliorer beaucoup la régularité de phase sans détériorer beaucoup celle du gain. Mais on n'a pu trouver de tactique générale précise pour déterminer le compromis.

Tantôt, on se fixera le régime permanent, en spécifiant une certaine irrégularité d'amplitude ( $s_m = \sqrt{2}$  à 3, par exemple) et une certaine irrégularité de phase (ou de sa dérivée : par exemple en télévision on imposera, aux basses fréquences, que  $\frac{d\varphi}{d\omega}$  ne diffère pas de sa moyenne de plus de 0,125 microseconde, et, pour les hautes fréquences, que  $\varphi$  soit linéaire à 4 ou 5 degrés près). Puis on cherchera le meilleur système sélectif possible dans lequel ces limites soient respectées.

D'autres fois, on considérera exclusivement le régime impulsionnel, et on limitera le rebondissement  $\rho$  ; s'il est faible (ordre de 1 %) cela revient, comme il a été vu au début du chapitre, à imposer une courbe de sélectivité permanente à chute moins rapide que l'exponentielle de GAUSS (2). S'il est fort, on a proposé de rendre minimum le produit  $\tau \cdot \rho^2$  (2).

Tout cela laisse évidemment subsister quelques incertitudes, et en effet le choix du système sélectif n'a rien d'absolu ; mais nous pensons que cela vient moins de l'imprécision théorique subsistante que des considérations pratiques intervenant dans la construction du récepteur : nombre des résonateurs permis par l'encombrement et le prix, leur stabilité, leur commodité de réglage, etc. Nous y reviendrons à propos des divers amplificateurs.

## SYSTEMES PLUS COMPLEXES. — FILTRES.

6.35. — On a vu, dans d'autres parties du Cours, qu'il était possible de combiner des systèmes sélectifs d'une complexité illimitée, moyennant certaines règles :

- suites de cellules calculées séparément ;
- débit sur impédance déterminée (dite « image ») ;
- amortissements négligeables ;

ces deux dernières hypothèses se trouvant d'ailleurs parfois mal vérifiées, mais des corrections étant alors possibles.

Le grand avantage de ces systèmes est que l'on peut obtenir ainsi des courbes de sélectivité permanente *aussi voisines que l'on veut de la forme rectangulaire* (surtout si certains éléments sont constitués par des quartz).

Ils ont, en revanche, plusieurs inconvénients :

1° la variation rapide d'amplitude aux frontières est naturellement accompagnée d'une variation irrégulière du déphasage (entraînant, en régime impulsionnel, un rebondissement) ;

(1) JAUMANN, Hfr Techn. El. Ak. octobre 1943, p. 111/122.

(2) PALMER, Prof. Ins. Rad. Eng. Septembre 1949, p. 1073-1077.

2° les surtensions des circuits constitutifs doivent être d'autant meilleures que la bande passante est plus étroite ;

3° les impédances terminales doivent être, dans la bande passante, des résistances pures peu élevées — c'est-à-dire que ces filtres ne peuvent guère être intercalés directement entre les lampes ;

4° la construction est complexe et relativement délicate, donc coûteuse, à tel point qu'il ne faut pas songer à réaliser des filtres accordables, par commande unique, dans une gamme de fréquences.

Pour ces raisons, leur emploi, bien que théoriquement intéressant, est pratiquement limité à quelques récepteurs professionnels de haute qualité (1).

Nous ne reproduisons ici aucune des formules relatives aux constructions de filtres. Mentionnons simplement :

1° que pour la durée de montée  $\tau$  d'un filtre passe-bande de largeur (à  $-3$  dB)  $\mathcal{B} = f_2 - f_1$ , comprenant N cellules successives, on donne des formules du type :

$$(57) \quad \tau = \frac{1 + 0,07(N - 1)}{\mathcal{B}}$$

c'est-à-dire des valeurs légèrement supérieures à celles des systèmes précédents ;

2° que le rebondissement est toujours appréciable, mais très difficilement calculable (2) ;

3° que l'on a pu calculer, par contre, l'amplitude maximum atteinte par la tension à la sortie du filtre, sous l'effet d'une « discontinuité haute fréquence » dont la fréquence n'est pas dans la bande passante — ou même, d'une « discontinuité simple » (saut de 0 à E).

Il s'agit alors de « brouilleurs » ou de « parasites » ; le régime permanent correspondant serait quasiment nul ; le régime transitoire comporte une ou quelques pointes, comme indiqué fig. 4.

(1) Ne pas se laisser impressionner par l'appellation de « filtre » libéralement distribuée à des simples transformateurs doubles, cellules différentielles à quartz, etc..., ne répondant pas à la présente définition.

(2) Nous donnons, sous toutes réserves, la formule suivante de CUNNINGHAM (J. Appl. Phys. mars 1948, 251/256) pour un filtre passe-bas, probablement transposable à un passe-bande.

On trace avec soin la courbe de sélectivité au voisinage immédiat de la frontière, et on y relève :

— la fréquence  $f_c$  (Kc) donnant une chute de 6 dB ;

— la pente  $\varphi$  (rapport des courants pour 1 Kc d'écart) au point d'ordonnée  $-3$  dB.

Le rebondissement est :  $\varepsilon = e^{-\left(\frac{21}{f_c \varphi - 6}\right)}$  ;

par exemple si  $f_c = 2$  Kc,  $\varphi = 6,8$  par Kc,

$\varepsilon = 0,042 = 4,2 \%$

Le filtre ayant toujours pour frontières  $f_1$  et  $f_2$ , dont la valeur moyenne est  $f_0$ , on aurait :

pour une *discontinuité haute fréquence* de 0 à  $E \cos \omega_b t$ ,  $\omega_b = 2\pi f_b$  étant en dehors de la bande, l'amplitude *maximum* à la sortie :

$$(58) \quad e_M = \frac{E}{2\pi} \times \frac{f_2 - f_1}{f_b - f_0}$$

(TUCKER, Wir. Eng. février, mars 1946, 36/42, 84/90) ;

pour une *discontinuité simple* de 0 à  $E$ , la tension de sortie :

$$(59) \quad \frac{e_2}{E}(t) = \frac{f_2 - f_1}{\pi f_0} \times \left\{ \frac{\sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t}{\frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t} \right\} \cos \omega_0 t$$

(oscillation propre amortie) (HAMBURGER, Wir. Eng., février, mars 1948, p. 44/54 et 89/97).

Toutes ces formules sont évidemment très approchées, mais permettent, comme on va le voir, de fixer quelques ordres de grandeur dans les problèmes de protection contre les brouilleurs et parasites.

## EXEMPLES DE PROBLEMES DE SELECTIVITE.

6.36. — Nous utiliserons toutes les formules précédentes pour déterminer en temps utile la contribution de chaque partie du récepteur à la sélectivité globale.

Mais, auparavant, nous voudrions montrer, par quelques exemples, comment elles peuvent servir à résoudre certains problèmes généraux. Quelle protection donnera un récepteur de type donné contre un certain brouillage ? Quel avantage y aurait-il à modifier sa structure de telle ou telle façon ? Quelles sont les limites de la sélectivité réalisable avec des conditions imposées de fidélité sur un certain signal ? etc.

### Protection d'un signal téléphonique contre un brouilleur entretenu.

6.361. — C'est un problème très simple. On suppose une onde porteuse  $\Omega$  modulée par un signal téléphonique dont la pulsation la plus élevée est  $\omega_M$  (par exemple  $2\pi \cdot 5000$  c/s); et on demande la protection fournie par les principaux systèmes sélectifs contre un brouilleur écarté de  $2\omega_M$  (soit  $2\pi \cdot 10\,000$ , intervalle normal entre canaux voisins de radio-diffusion). Ce brouilleur est d'abord supposé entretenu.

Examinons les conditions imposées au système sélectif par la *fidélité*. Le signal téléphonique modulé pouvant se décomposer

en une série de fréquences latérales dont l'écart atteint  $\omega_M$  de chaque côté, la largeur de bande requise est évidemment

$$2 \pi \beta = 2 \omega_M.$$

De plus, comme il a été remarqué, l'oreille étant insensible à la phase, la distorsion apportée à celle-ci n'est pas à considérer. Il ne reste donc plus qu'à définir l'affaiblissement maximum  $1/s_M$  que l'on accepte aux limites de la bande : par exemple,  $s_M = 3$  (1).

Pour un type donné de système sélectif la variation d'amplitude est une fonction donnée de l'écart  $\Delta\Omega$  et de certains paramètres : constantes de temps et éventuellement couplages, désaccords, etc. L'étude précédente sera utilisée pour donner à la courbe une forme aussi voisine que possible de la forme rectangulaire, en utilisant tous les paramètres *sauf* un, qui pourra être la constante de temps moyenne. A ce moment, il ne restera plus qu'à fixer ce paramètre en écrivant que pour un désaccord  $\Delta\Omega = \omega_M$  on a la diminution  $1/s_M$ .

Avec un seul résonateur, pas de difficulté, il n'y a qu'un seul paramètre (éq. 5),  $\Theta \cdot \Delta\Omega$ . Ecrivant que, pour  $\Delta\Omega = \omega_M$ , on a  $s = s_M$ , il vient :

$$(60) \quad s = \sqrt{1 + (\Theta \Delta\Omega)^2} = \sqrt{1 + (\Theta_M \cdot \omega_M)^2} = s_M, \quad \Theta_M = \frac{\sqrt{s_M^2 - 1}}{\omega_M};$$

on remarquera en passant que cette valeur, dans laquelle  $\Omega$  ne figure pas, est assez faible pour être facilement atteinte en ondes longues ou moyennes. Avec notre exemple,  $s_M = 3$ ,  $\omega_M = 3,1 \cdot 10^4$  donc  $\Theta_M = 0,9 \cdot 10^{-4} = 90$  microsecondes. Sur des ondes de  $1.500$  m.  $\Omega = 1,2 \cdot 10^6$  ; cela correspond à un coefficient de surtension  $Q$  de l'ordre de 57, très facile à réaliser et même à dépasser ; autrement dit, un excès de sélectivité, nuisible à la fidélité, serait déjà obtenu avec un seul bon résonateur.

La réponse au problème posé est alors immédiate : pour un brouilleur entretenu, écarté de  $2 \omega_M$ , le facteur  $\Theta_M \cdot \Delta\Omega$  est doublé, donc :

$$(61) \quad s_{2M} = [1 + 4(s_M^2 - 1)]^{1/2} = 5,7;$$

après avoir consenti une chute de  $1/3$  sur les fréquences aiguës de la modulation, on n'aura donc qu'une chute de  $1/5,7$  sur le brouilleur le plus voisin, tout à fait insuffisante pour l'éliminer, s'il est de même force. Ce résultat décevant condamne l'emploi du résonateur unique.

(1) Les radiodiffuseurs calculent parfois avec  $s_M = 2$  et même  $\sqrt{2}$ , mais il nous paraît certain que l'oreille humaine s'accommode très aisément d'une chute de  $1/3$  sur les fréquences aiguës.

Avec un transformateur double accordé au couplage critique, même raisonnement à partir de la formule (38) ; on trouve :

$$\sqrt{1 + \left(\frac{\Theta_M \Delta \Omega}{\sqrt{2}}\right)^2} = s_M \quad \text{d'où } \Theta_M = \sqrt{2} \frac{\sqrt{s_M^4 - 1}}{\omega_M}$$

$$(62) \quad \text{et : } s_{2\omega_M} = \left| 1 + 16 (s_M^4 - 1) \right|^{\frac{1}{2}} = 11,3$$

bénéfice encore peu important.

Faisons alors appel à des suites de  $N$  résonateurs ou  $N'$  transformateurs doubles au couplage critique, supposés identiques. Les formules (52) conduisent à :

$N$  résonateurs

$N'$  transformateurs

$$\Theta_M = \frac{\sqrt{s_M^{2/N} - 1}}{\omega_M}$$

$$\Theta_M = \sqrt{2} \frac{\sqrt{s_M^{2/N'} - 1}}{\omega_M}$$

(63)

$$s_{2M} = \left[ 1 + (s_M^{2/N} - 1) \left( \frac{\Delta \Omega}{\omega_M} \right)^2 \right]^{\frac{N}{2}}$$

$$s_{2M} = \left[ 1 + (s_M^{2/N'} - 1) \left( \frac{\Delta \Omega}{\omega_M} \right)^4 \right]^{\frac{N'}{2}}$$

On peut noter que, si  $N$  et  $N'$  deviennent très grands,  $s_M^{2/N}$  que l'on peut écrire  $e^{2/N \log s_M}$ , tend vers :

$$\left[ 1 + \frac{2}{N} \log s_M + \dots \right]$$

donc  $(s_M^{2/N} - 1)$  tend vers  $\left( \frac{2}{N} \log s_M \right)$  et les formules deviennent :

$$s_{2M} = \left[ 1 + \frac{\log s_M \left( \frac{\Delta \Omega}{\omega_M} \right)^2}{N/2} \right]^{\frac{N}{2}}$$

$$s_{2M} = \left[ 1 + \frac{\log s_M \left( \frac{\Delta \Omega}{\omega_M} \right)^4}{N/2} \right]^{\frac{N'}{2}}$$

ou, en se rappelant que la limite de  $\left( 1 + \frac{x}{N} \right)^N$  est  $e^x$  quand  $N$  tend vers l'infini :

$$(64) \quad s_{2M} = e^{\log s_M \left( \frac{\Delta \Omega}{\omega_M} \right)^2} \quad s_{2M} = e^{\log s_M \left( \frac{\Delta \Omega}{\omega_M} \right)^4} \quad (1)$$

(1) Si l'on admet le critérium formule (1), ces formules asymptotiques montrent que la suite de résonateurs ne donne pas de rebondissement, tandis que la suite de transformateurs au couplage critique en donnera.

On en tire le tableau suivant de valeurs numériques :

	Nombre N de résonateurs successifs					Nombre N' de transform' (couplage critique)				
	1	2	3	4	$\infty$	1	2	3	4	$\infty$
Diminution de $\Theta_M \dots \dots \dots$	1	0,5	0,36	0,3	0	0,84	0,6	0,5	0,33	0
Protection $S_{2\omega_M}$ contre le brouilleur écarté $2\omega_M$ .	5,7	9	12	16	82	11	33	75	160	très grand

Le progrès devient appréciable.

Enfin, si nous acceptons de *désaccorder les résonateurs* et de *jouer sur leurs constantes de temps*, ainsi que sur le couplage des transformateurs, de manière à obtenir des courbes semblables à celles de la fig. 22 — *a, b, c* — ou, mieux encore, si nous construisons de *véritables filtres*, il est clair que pour un désaccord  $2\omega_M$ , nous pourrions obtenir des affaiblissements extrêmement élevés, de l'ordre de 60, 80 dB ou plus, suffisants pour éliminer même des brouilleurs notablement plus forts que le signal.

Le problème posé est donc soluble moyennant une complication suffisante.

### Brouillages téléphoniques divers.

6.362. — Si le brouilleur, au lieu d'être entretenu, est, lui aussi, modulé téléphoniquement, c'est-à-dire avec un spectre fini *ne recouvrant pas celui* du signal, on peut généraliser la méthode précédente en calculant l'affaiblissement apporté par le système sélectif sur son onde porteuse, puis sur les bandes latérales. Il faudrait ensuite sommer l'effet nuisible de tous ces résidus ; cela est long et incertain ; aussi s'en tient-on d'ordinaire à l'onde porteuse, en observant que la plus grande partie de l'énergie du spectre modulé, est concentrée au voisinage de cette onde, et en prenant un petit coefficient de sécurité.

La méthode est en défaut si le spectre du brouilleur recouvre partiellement celui du signal, auquel cas les composantes de la partie commune produisent le même effet que des fréquences élevées parasites de la modulation (effet assez singulier et désagréable, que les AMÉRICAINS appellent « bavardage de singe », « monkey-chatter »). Comme il a été dit plus haut, il n'y a d'autre ressource que de *rétrécir* la bande passante pour les éliminer, en sacrifiant, du même coup, certaines composantes utiles du signal.

Ceci s'étend également au cas des *modulations de fréquence*,

en notant que le spectre — et par suite la bande passante — occupe, cette fois, une largeur totale bien supérieure à  $2 \omega_m$ , et de l'ordre de 3 à 6 fois l'« excursion », soit, en radio-diffusion normale, une bande de fréquences d'environ 225 Kc/s. On se souviendra aussi, en appréciant la gêne résultante, que, même si les spectres se recouvrent partiellement, il suffit que le brouilleur soit plus faible que le signal pour être entièrement inaudible (phénomène de « capture »).

Enfin, ceci s'étend encore à la *télévision*, sous réserve que la largeur de son spectre est portée à 4 mégacycles et plus.

### Protection d'une onde manipulée contre un brouilleur entretenu.

6.363. — Supposons maintenant que le signal à protéger soit une onde manipulée par « tout ou rien », (forme rectangulaire) à la vitesse  $b$  bauds (c'est-à-dire que l'intervalle élémentaire, point ou interruption. a une durée de  $T = 1/b$ ) et que le brouilleur soit une onde entretenue, écartée par exemple de  $\Delta\Omega = 2b$ , c'est-à-dire  $\Delta\Omega = 4 \pi/T$ .

Ce sera, par exemple, une télégraphie automatique à 100 bauds et un brouilleur écarté de 0,2 Kc/s. Mais la généralisation serait immédiate au cas d'une transmission par impulsions ou d'un radar,  $T$  étant alors de l'ordre de la microseconde et le brouilleur écarté de l'ordre de 2 Mc/s.

La base du calcul ne sera plus, comme dans le cas précédent, la largeur du spectre du signal, qui est trop mal définie, mais la comparaison entre sa durée  $T$  et la « durée de montée » du système sélectif,  $\tau$ .

La relation entre  $T$  et  $\tau$  n'est d'ailleurs pas très rigoureuse. Il peut sembler a priori naturel de prendre  $\tau = T$ , c'est-à-dire de laisser le signal atteindre juste les 9/10 de son amplitude limite, au moment où il est coupé ; mais pour actionner un relais de téléimprimeur automatique, on sera plus exigeant, et on prendra par exemple  $\tau = T/2$ , de manière à conserver un « palier » rappelant la forme rectangulaire ; par contre, une lecture au son, ou un déchiffrement d'oscillogramme avec galvanomètre à corde, ou certains artifices de limitation, peuvent permettre, à l'extrême rigueur, de travailler encore avec  $\tau = 2 T$  (1).

(Voir fig. 8 pour le cas d'un seul résonateur).

Si le système sélectif présente, en outre, le défaut d'un certain *rebondissement*  $\rho$ , il faudra, par un choix convenable des paramètres, le maintenir à une valeur assignée (par exemple 0,5 en télégraphie, contre 0,05 à 0,1 en télévision).

(1) Les mêmes nuances existent pour le radar. Dans un radar de veille à grande distance, pour avoir le maximum de sensibilité signal/bruit, on rétrécira la bande passante  $\beta$  à l'ordre de  $0,5/T$  ; au contraire, dans un radar de conduite de tir, on cherchera le maximum de précision sur la distance, c'est-à-dire que pour conserver aux impulsions reçues des flancs très raides, on élargira la bande  $\beta$  à plus de  $2/T$ .

Appliquons d'abord ceci à un *simple résonateur*. Les formules (8) à (10) du régime transitoire ont montré que

$$\tau = 2,2 \Theta, \quad \rho = 0 ;$$

le seul paramètre  $\Theta$  sera donc ajusté en fonction de la durée  $T = 1/b$  du signal :

$$(65) \quad \Theta = \frac{\tau}{2,2} = (0,23 \text{ à } 0,9) T$$

ou, en utilisant la relation (10) :

$$(65 \text{ bis}) \quad \mathcal{B} = (0,35 \text{ à } 1,4) \cdot b.$$

$\Theta$  ainsi donné, la formule (5) fournit la sélectivité contre un brouilleur écarté de  $\Delta\Omega = 4 \pi/T$  :

$$s = \sqrt{1 + \left[ (0,23 \text{ à } 0,9) T \times \frac{4 \pi}{T} \right]^2} = 3,1 \text{ à } 11,5.$$

protection assez maigre.

Si nous prenons *une suite de N résonateurs identiques*, la formule (54) montre que  $\tau$  va croître à peu près comme  $\sqrt{N}$ , alors que d'après (52)  $s$  va croître presque exponentiellement avec  $N$ .

Prenant  $\tau = T$  par exemple, on trouve aisément :

$$\frac{N = 1 \quad 2 \quad 4 \quad 10}{s = 5,8 \quad 18 \quad 41 \quad 1600}$$

Avec un *transformateur* à double accord, le couplage critique ne donne qu'un rebondissement de 4,3 %, donc acceptable ; la durée de montée est de 1,55  $\Theta$ . Les mêmes conditions donneront donc :

$$(66) \quad \Theta = \frac{\tau}{1,55} = (0,32 \text{ à } 1,3) T$$

ou en utilisant la relation (51)

$$(66 \text{ bis}) \quad \mathcal{B} = (0,35 \text{ à } 1,4) \cdot b.$$

La constante de temps est un peu supérieure à celle permise avec un seul résonateur, mais cela ne change pas le rapport  $\mathcal{B}/b$ .

La formule (38) donne alors la sélectivité sur le brouilleur écarté de  $\Delta\Omega = 4 \pi/T$  :

$$s = \sqrt{1 + \left[ \frac{0,32 \text{ à } 1,3}{\sqrt{2}} T \times \frac{4 \pi}{T} \right]^2} = 8 \text{ à } 130,$$

ce qui est avantageux, non seulement par rapport à un seul résonateur, mais par rapport à *deux* successifs, non couplés.

La méthode s'étend encore aisément au cas de  $N'$  transformateurs identiques ; par exemple avec  $N' = 4$ , ce qui est pratiquement un maximum, la durée de montée est multipliée par 1,7, le rebondissement devient 8,4 %, ce qui est acceptable (s'il en était autrement en télévision, on devrait diminuer  $N'$  ou l'index de couplage) ; il faudra donc diminuer la constante de temps dans le rapport 1/1,7, et la sélectivité deviendra d'après (52) :

$$s = \left[ 1 + \left( \frac{0,32 \text{ à } 1,3}{\sqrt{2} \times 1,7} \tau \times \frac{4\pi}{\tau} \right)^4 \right]^{\frac{N}{2}} = 64 \text{ à } 4.10^6 .$$

La protection s'améliorera encore si l'on fait appel à des suites de résonateurs ou transformateurs à accords et amortissements décalés, puis à des filtres. Sous réserve d'accepter le rebondissement correspondant (ce qui semble toujours raisonnable en télégraphie) (1), on n'aura plus que la seule condition d'une largeur de bande  $\mathcal{B}$  à peu près égale à  $\frac{1}{T} = b$  ; mais, sur un brouilleur écarté de  $\Delta F = 2b$ , la protection atteindra facilement plusieurs puissances de 10.

L'avantage des systèmes sélectifs à flancs très raides se retrouve donc ici, où il s'agit encore d'un brouilleur entretenu.

### Protection d'un signal manipulé contre un brouilleur manipulé.

6.364. — Il est évidemment plus conforme aux problèmes concrets de voir maintenant ce qui arrive si le brouilleur est, lui aussi, manipulé ; cela ne changera rien au calcul ci-dessus des  $\tau$  et des  $\Theta$  mais rend plus difficile d'évaluer l'effet nuisible du brouilleur. Une distinction est nécessaire :

1° Si le brouilleur est manipulé « par tout ou rien », en forme *rectangulaire*, on peut calculer son effet, soit par la « réponse impulsionnelle » des systèmes, soit par l'énergie de son spectre qui se trouve emprisonnée dans la bande passante. Cet effet sera évidemment beaucoup plus grand que celui du brouilleur entretenu en régime permanent, car ce sera un régime transitoire « de choc », ou, si l'on préfère, parce que certaines composantes brouilleuses seront toujours dans la bande reçue.

Ce calcul étant très compliqué, nous nous bornerons, à titre d'exemple, à reprendre le cas particulier précédent, en lui appliquant la formule approchée (58) de TUCKER. La largeur de bande passante étant de l'ordre de  $\mathcal{B} = f_2 - f_1 = b$  et l'écart du brouilleur de  $f_b - f_o = 2b$ , l'amplitude du brouilleur est réduite dans le rapport :

$$\frac{1}{s} = \frac{e_2}{E} = \frac{1}{2\pi} \times \frac{b}{2b} = \frac{1}{12,5} .$$

(1) Si ce rebondissement était excessif (télévision) il vaudrait sans doute mieux s'en tenir à des systèmes à flancs moins raides (courbe de sélectivité ne tombant pas plus vite que la « loi de GAUSS », formule 1).

c'est-à-dire que le meilleur système sélectif possible, qui éliminerait sans discussion le brouilleur entretenu, ne *donne plus qu'une protection très médiocre dès que ce brouilleur est manipulé en points rectangulaires* ; sa supériorité par rapport au résonateur ou transformateur unique disparaît presque entièrement.

On peut noter en outre que, si l'écart du brouilleur ( $\Delta\Omega$ ,  $(f_b - f_o)$ ) croît, le rapport de protection  $s$  croît seulement dans la même proportion ; des brouilleurs très écartés sont donc encore gênants.

D'autres méthodes de calcul conduisent à des conclusions analogues ; la fig. 23, *a* reproduit par exemple les courbes de sélectivité permanente (statique) et celles de protection « dynamique » contre un brouilleur à points rectangulaires :

- pour un seul résonateur d'après ELGER (1) ;
- pour un, deux ou trois transformateurs au couplage critique, d'après VILLEPELET (2) ;

elle confirme que la protection contre brouilleur manipulé est beaucoup moins bonne qu'en régime permanent et que la différence entre les divers systèmes (très marquée en régime permanent) s'atténue beaucoup. Pour le brouilleur considéré précédemment (écarté de  $2b$  alors que le désaccord à 3 décibels est de  $b/2$ , c'est-à-dire ayant un désaccord relatif de 4), on y lit une protection de l'ordre de 8 dB pour un seul résonateur, de 16 à 20 pour 1 à 3 transformateurs, ordre de grandeur analogue à celui trouvé plus haut par la formule de TUCKER (on ne peut espérer mieux, vu les approximations faites).

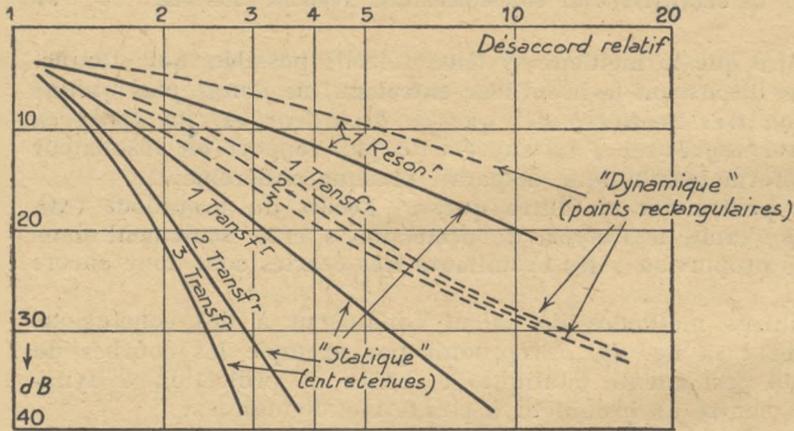
2° Mais il faut se hâter d'ajouter que le brouilleur « rectangulaire » est un mythe. Le signal est toujours quelque peu arrondi, par les circuits de l'émetteur comme par ceux du récepteur ; malheureusement cet arrondissement est mal connu, variable d'un émetteur à l'autre, et même, dans un émetteur donné, avec les réglages, la vitesse de manipulation, l'antenne, etc.

Tout en affirmant que le brouilleur « réel » est intermédiaire entre un brouilleur « entretenu » et un brouilleur « rectangulaire », on est donc embarrassé pour calculer son effet sur le récepteur.

Quelques tentatives ont été faites pourtant. Par exemple VILLEPELET (loc. cit.) a considéré un brouilleur à croissance exponentielle amortie (fig. 23, *b*)  $(1 - e^{-k \cdot \frac{2\pi}{T} t})$  et calculé l'amplitude maximum atteinte dans un ensemble de trois transformateurs doubles identiques au couplage critique (largeur de bande  $\beta = 1,5/T$ ). D'où les courbes fig. 23, *c* : Pour  $k = 0$ , on retrouve

(1) ELGER, *Wir. Eng.* novembre 1949, 360/364.

(2) VILLEPELET, Note Technique inédite, 1950.



a) Sélectivité "statique" (0 entretenue) et "dynamique" (points rectangulaires) pour { 1 Résonateur, 1, 2, 3 Transformateurs (couplage critique)

c) Sélectivité de 3 transform. pour des points plus ou moins arrondis

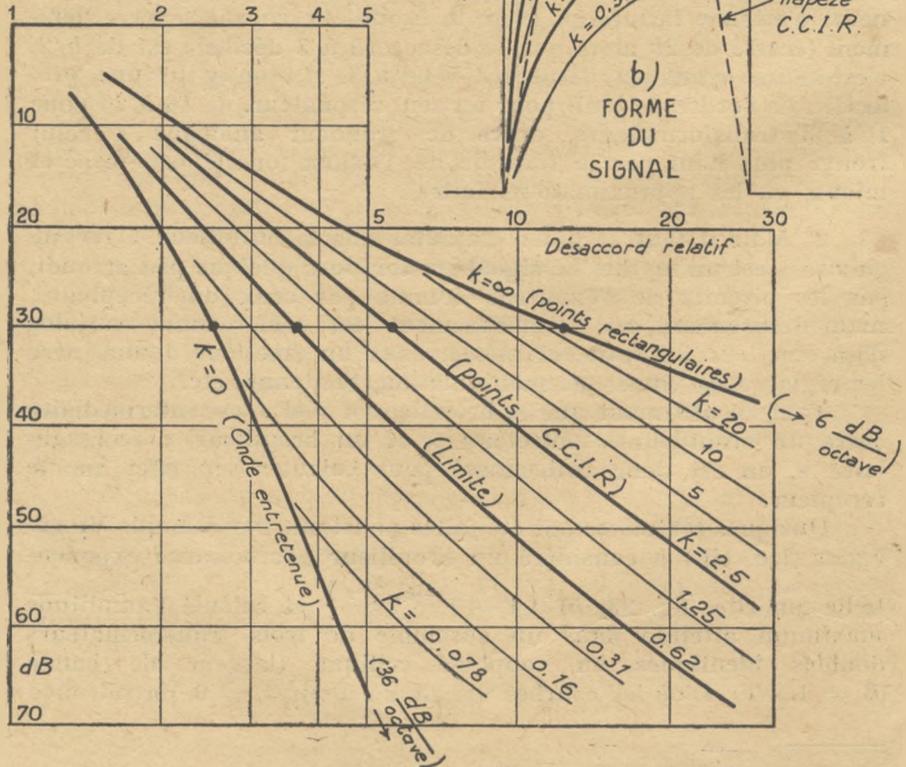


Fig. 23. — Protection contre brouilleur manipulé.

la forme statique pour un brouilleur entretenu. Lorsque  $k \neq 0$ , la protection diminue rapidement (noter que les deux échelles sont logarithmiques) ; le même affaiblissement de 30 dB qui serait obtenu pour un désaccord de 2,5 en ondes entretenues, exige un désaccord de 3,5 pour  $k = 0,62$ , un désaccord de 5,6 pour  $k = 2,5$  (valeur qui donne une forme de signal assez voisine du « trapèze » préconisé par le C.C.I.R.) ; pour  $k = \infty$ , points rectangulaires, il faudrait un désaccord relatif de 13.

La différence serait encore plus marquée avec des affaiblissements supérieurs à 30 dB.

Ces considérations ont beaucoup d'importance pour le calcul des séparations nécessaires entre canaux et les attributions de fréquences.

### Protection contre les parasites, chocs, bruits de fond, etc.

6.365. — Nous avons vu, au Chap. II, que l'énergie de bruit dans un système à courbe rectangulaire était proportionnelle à la largeur de bande ; les formules (58) et (59) montrent que l'effet des discontinuités (HF en dehors de la bande, ou sans H.F.) est aussi proportionnel à la largeur de bande.

Comme les « parasites » sont assimilables à des combinaisons de telles discontinuités, dont les amplitudes et les phases varient plus ou moins au hasard (ou, si l'on veut, dont le spectre est sensiblement uniforme), il peut paraître évident que leur effet ne dépendra, lui aussi, *que de la largeur de bande*, et non pas de la structure du récepteur. Le bénéfice des « systèmes sélectifs complexes » (filtres, etc.) disparaîtrait donc encore plus complètement vis-à-vis de ces perturbations que vis-à-vis des brouilleurs manipulés réels.

Cette idée si simple n'a pourtant pas été toujours admise. Certains calculateurs ont démontré la supériorité du résonateur simple (KOERTS), d'autres celles des filtres rectangulaires (CARSON), cependant qu'un grand nombre d'inventeurs perdaient un temps considérable à vouloir éliminer les parasites par des montages désaccordés, différentiels, etc... aussi ingénieux et inefficaces que les « mouvements perpétuels ».

Il semble actuellement bien clair que les avantages ainsi théoriquement démontrés provenaient des approximations faites, et surtout des « distorsions » différentes admises dans les systèmes comparés. Si l'on évalue honnêtement ces distorsions on finit par trouver, effectivement, que, à largeur de bande égale, tous les systèmes se valent, et l'on peut préciser que cette largeur de bande doit être mesurée « pour une chute de 3 décibels ».

De bonnes vérifications expérimentales ont été faites (1).

(1) Par exemple HAMBURGER, Wir. Eng. févr., mars 1948, p. 44/54 et 89/97.

Il faut toutefois ajouter que ceci suppose — comme tout le présent chapitre — le récepteur assimilable à un système linéaire, ce qui est vrai dans une large mesure. La présence de courbures et de limitations (volontaires ou involontaires) peut changer les conclusions, et nous y reviendrons ultérieurement.

## RESUME.

6.37. — 1° Le constructeur de récepteurs dispose d'un grand choix de systèmes sélectifs de complications croissantes.

Il peut ainsi réaliser :

— soit des courbes de réponse en amplitude, presque rectangulaires, avantageuses pour protéger, par exemple, des signaux téléphoniques contre d'autres de même nature (mais ayant l'inconvénient d'un déphasage irrégulier et d'un rebondissement en régime impulsionnel) ;

— soit des courbes à flancs moins raides, mais donnant un compromis entre les distorsions de phase et d'amplitude, ou un rebondissement limité ; de telles courbes sont avantageuses pour les signaux à discontinuités.

2° L'avantage des bons systèmes sélectifs est considérable vis-à-vis des brouilleurs entretenus ou arrondis, c'est-à-dire à spectre limité. Il diminue et finit par devenir illusoire vis-à-vis des brouilleurs vraiment discontinus, des chocs, perturbations brèves, parasites et bruits de fond : seule compte alors la largeur de bande (à — 3 dB).

3° La bande passante doit toujours être aussi étroite que le permet la fidélité imposée à la reproduction du signal.

Ces considérations, jointes à celles de prix et d'encombrement, déterminent le nombre et le montage des résonateurs accordés dans les récepteurs. Ce nombre est ordinairement de 4 à 10 ; le rapport correspondant des largeurs de bande « à — 3 dB » et « à — 60 dB » varie de 3 à 6 ; la « pente maximum aux frontières », de 20 à 60 dB. Quelques récepteurs professionnels fixes, avec filtres, etc., dépassent ces performances.

---

*Handwritten signature*

## CHAPITRE IV

# COLLECTEURS D'ONDE

### AÉRIENS RECEPTEURS.

6.40. — La théorie des antennes a été vue dans d'autres parties du Cours, principalement dans le cas de l'émission.

On y a vu comment calculer les paramètres caractéristiques :

— *impédance*  $Z_c$  entre les bornes d'entrées — et notamment, une certaine composante réelle, la *résistance de rayonnement*  $R_r$ , qui, multipliée par le carré de l'intensité, donne la puissance rayonnée ;

— *diagramme directif*, c'est-à-dire répartition dans l'espace de cette énergie rayonnée ; on peut notamment définir, dans chaque direction :

la *hauteur effective*  $h_e$  du doublet élémentaire qui, parcouru par la même intensité, donnerait le même rayonnement ;

ou le *gain*  $g$  (ou  $G$ ), rapport du champ (ou de l'énergie) à ce que donnerait le doublet élémentaire alimenté avec la même puissance.

Nous nous proposons ici d'utiliser ces mêmes aériens à la *réception* ; c'est-à-dire qu'au lieu d'être alimentés par un émetteur et de rayonner dans l'espace, ils devront, au contraire, capter l'énergie du champ dans l'espace et en délivrer le plus possible entre leurs bornes de sortie. L'antenne se comportera donc, devant le récepteur, comme un générateur, fournissant une f.e.m.  $E_a$  et possédant une impédance interne  $Z_a$ .

Ce fonctionnement, symétrique ou inverse de l'émission, peut s'en déduire par des *théorèmes de réciprocité* très généraux. On montre notamment : (fasc. I, § 3.3113 et 3.312) :

— que l'*impédance interne*  $Z_a$  est la même et comporte la même résistance de rayonnement ;

— que le *diagramme directif* est le même, et que les paramètres  $h_e$  et  $G$  se retrouvent avec des significations légèrement différentes ;

— que la *hauteur effective* est maintenant la longueur par laquelle il faut multiplier le champ (provenant d'une certaine direction) pour obtenir la f.e.m. fournie aux bornes ;

— que le *gain* devient le rapport de la f.e.m. ou de l'énergie reçues par l'antenne (d'une certaine direction) à celles qui seraient reçues par un doublet élémentaire demi-onde, par exemple.

Connaissant le champ à l'emplacement de l'émetteur, ces paramètres permettent de déterminer le générateur équivalent à l'antenne.

La réciprocité des rôles des aériens d'émission et de réception, dans les formules de champ, pourrait faire penser que l'on doit toujours employer, aux deux bouts de la liaison, des aériens semblables, ou du moins de gain comparable.

C'est vrai lorsque :

a) on veut réellement recueillir le maximum d'énergie du champ, pour dominer les bruits internes du récepteur ;

b) la liaison forme un tout symétrique, entre les mains du même exploitant.

Mais cela cesse d'être vrai lorsque la réciprocité est détruite par un facteur technique ou économique, par exemple :

a) lorsque la limite de réception est donnée par des bruits externes (parasites) et non par des bruits internes ; dans ce cas, le mérite de l'aérien récepteur ne se mesure plus par la valeur absolue de l'énergie qu'il capte de l'émetteur, mais par le rapport de cette énergie à celle des bruits parasites ; il est alors parfois possible qu'un aérien de réception, différent de celui d'émission, ou plus simple, donne des résultats meilleurs, ou du moins équivalents ;

b) lorsqu'un émetteur unique doit desservir un grand nombre de récepteurs (cas de la radio-diffusion) ; il est alors économiquement avantageux, pour l'ensemble, d'améliorer l'aérien d'émission, même à grands frais, et de conserver des aériens de réception très simples.



Dans ce qui va suivre, nous nous bornerons à vérifier la réciprocité des antennes d'émission et de réception, dans le cas très simple d'un fil (ou nappe, etc...) rectiligne.

Nous passerons ensuite rapidement en revue les autres types d'aériens plus compliqués, en rappelant leurs formules connues et en examinant leurs mérites dans le cas particulier de la réception.

### Antenne réceptrice rectiligne dans un champ uniforme.

6.411. — Considérons (fig. 1) une antenne rectiligne placée dans un champ électrique uniforme dont la composante parallèle à l'antenne est  $E \sin \Omega t$  (par exemple antenne et champ verticaux).

Soit  $x$  l'abscisse le long de l'antenne,  $X$  sa longueur,  $r$ ,  $l$ ,  $c$ ,  $g$  ses constantes unitaires (résistance série, self, capacité, conductance en shunt).

La base (extrémité  $x = 0$ ) étant connectée au sol par l'intermédiaire d'un appareil d'utilisation, d'impédance  $Z_u$ , on demande l'intensité passant dans cet appareil ?

Nous considérons l'élément d'antenne  $MM'$  compris entre  $x$  et  $x + dx$ . Il reçoit du champ la f.e.m.  $E \sin \Omega t \times dx$  et donne lieu à la chute de tension interne :

$$d\mathcal{E} \cdot dx = -(r + j\Omega l) i \cdot dx ;$$

d'autre part l'admittance entre cet élément et le sol dérive le courant :

$$di = -(g + jc\Omega) v \cdot dx,$$

d'où, tenant compte des sens adoptés sur la figure, les deux équations différentielles :

$$\begin{cases} \frac{dE}{dx} = \mathcal{E} \sin \Omega t - (r + j\Omega l) i \\ \frac{di}{dx} = -(g + jc\Omega) v \end{cases}$$

système analogue aux « équations des télégraphistes », sous réserve du terme en  $E \sin \Omega t$  qui introduit un « second membre » ; on a en effet en éliminant  $i$  ou  $v$  par dérivation :

$$(1) \quad \begin{cases} \gamma^2 i - \frac{d^2 i}{dx^2} = (g + jc\Omega) \times \mathcal{E} \sin \Omega t \\ \gamma^2 v - \frac{d^2 v}{dx^2} = 0 \end{cases} \quad \text{avec :} \quad \begin{cases} \gamma^2 = (r + j\Omega l) (g + jc\Omega) \end{cases}$$

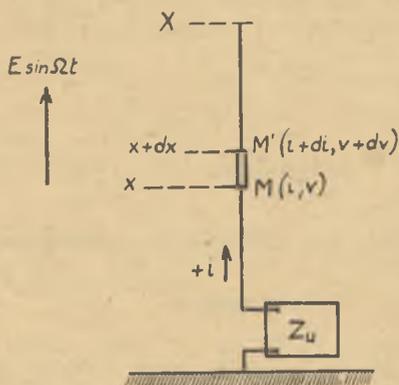


Fig. 1. — Antenne rectiligne dans un champ uniforme.

On sait que l'équation de ce type, sans second membre, admet pour solution générale :

$$i = M \operatorname{ch} \gamma x + N \operatorname{sh} \gamma x$$

et, par ailleurs, une solution particulière de l'équation avec second membre est évidente, c'est la constante (par rapport à  $x$ ) :

$$i = \frac{\mathcal{E} \sin \Omega t}{\gamma^2} \times (g + j c \Omega).$$

Additionnant ces deux solutions, et posant :

$$(2) \quad (\text{impédance caractéristique}) \quad Z_c = \frac{\gamma}{g + j c \Omega} = \sqrt{\frac{r + j l \Omega}{g + j c \Omega}},$$

nous obtenons :

$$(3) \quad i = M \operatorname{ch} \gamma x + N \operatorname{sh} \gamma x + \frac{\mathcal{E} \sin \Omega t}{\gamma Z_c}$$

d'où, en utilisant la seconde équation différentielle :

$$(4) \quad v = -Z_c (M \operatorname{sh} \gamma x + N \operatorname{ch} \gamma x)$$

Les constantes  $M$  et  $N$  se déterminent par les conditions aux limites, savoir :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{pour } x = 0, \quad v_0 = -Z_u \times i_0 \\ \text{pour } x = X, \quad i = 0 \end{array} \right.$$

conditions qui, portées dans (3) et (4), donnent :

$$(5) \quad M = - \frac{\mathcal{E} \sin \Omega t \left[ 1 + \frac{Z_u}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma X \right]}{Z_c \operatorname{ch} \gamma X + Z_u \operatorname{sh} \gamma X}$$

d'où le courant à l'origine, que nous cherchons :

$$(6) \quad i_0 = M + \frac{\mathcal{E} \sin \Omega t}{\gamma Z_c} = - \frac{\mathcal{E} \sin \Omega t}{\gamma} \cdot \frac{1 - \operatorname{ch} \gamma X}{Z_c \operatorname{ch} \gamma X + Z_u \operatorname{sh} \gamma X}$$

qui, sauf le cas de  $\operatorname{sh} \gamma X = 0$ , peut encore s'écrire :

$$(6 \text{ bis}) \quad i_0 = - \mathcal{E} \sin \Omega t \frac{X \frac{1 - \operatorname{ch} \gamma X}{\gamma X \operatorname{sh} \gamma X}}{Z_u + \frac{Z_c}{\operatorname{th} \gamma X}}.$$

Ce courant est donc le même que celui qui serait fourni par un générateur ayant :

<p>La f.e.m. :</p> <p>(7) (8) <math>\mathcal{E} \sin \Omega t X \frac{1 - \operatorname{ch} \gamma X}{\gamma X \cdot \operatorname{sh} \gamma X}</math></p> <p>(9) <math>= \mathcal{E} \sin \Omega t \times h_e</math></p>		<p style="text-align: center;"><i>interne</i> <i>l'impédance</i></p> <p><math>Z_a = \frac{Z_c}{i h \gamma X}</math></p>
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	--	-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

(en appelant *hauteur effective*  $h_e$  le quotient f.e.m./champ).

Si on néglige l'amortissement,  $\gamma$  se réduit à  $j\beta$  et :

$$(10) (11) \quad h_e = \left| X \frac{(1 - \cos \beta X)}{\beta X \cdot \sin \beta X} \right| = \left| \frac{1}{\beta} \operatorname{tg} \frac{\beta X}{2} \right|; \quad Z_a = \frac{Z_c}{j \operatorname{tg} \beta X}.$$

Il est utile de donner un coup d'œil à la variation de ces deux grandeurs en fonction de la longueur de l'antenne :

Pour une antenne courte (par rapport à  $\lambda/4$ )  $\beta X \ll \frac{\pi}{2}$   
on a sensiblement :

$$(12) (13) \quad h_e = X \frac{1 - \left[ 1 - \frac{\beta^2 \cdot X^2}{2} \right]}{\beta^2 X^2} = \frac{X}{2}; \quad \left. \begin{aligned} Z_a &= -j \frac{Z_c}{\beta X} = -j \frac{\sqrt{l|c}}{\Omega \sqrt{l|c} \cdot X} \\ &= -j \frac{1}{(cX) \Omega} \end{aligned} \right\}$$

la hauteur effective est la moitié  
de la hauteur géométrique ;

l'impédance interne se réduit  
à la capacité statique.

Pour une antenne quart d'onde  $X = \lambda/4$ ,  $\beta X = \pi/2$ ,  
il vient :

$$(14) (15) \quad h_e = X \frac{1}{\frac{\pi}{2}} = 0,64 X; \quad Z_a = 0.$$

(La valeur  $Z_a = 0$  signifie que la réactance s'annule : antenne accordée ; mais nous avons négligé l'amortissement dû aux pertes et à la résistance de rayonnement, et dont il faudrait tenir compte pour la partie réelle de  $Z_a$ ).

Pour une antenne demi-onde  $X = \frac{\lambda}{2}$ ,  $\beta X = \pi$  ;

les deux expressions de  $h_e$  et de  $Z_a$  deviennent infinies, par suite de l'annulation de  $\sin \beta X$ , c'est-à-dire  $\operatorname{sh} \gamma X$  ; en remontant à l'équation (6) qui excluait cette hypothèse, on voit que le courant est :

$$(11) \quad i_0 = \mathcal{E} \sin \Omega t \times \frac{2}{\gamma Z_c},$$

valeur paradoxalement indépendante, et de  $X$ , et de  $Z_0$ ... !  
mais que l'on peut ré-écrire

$$(16 \text{ bis}) \quad i_0 = \mathcal{E} \sin \Omega t \times \frac{\frac{2}{\pi} X}{Z_c}$$

et interpréter en assimilant l'antenne à un générateur à intensité constante.

Et ainsi de suite pour une antenne en  $\frac{3\lambda}{4}$ ,  $\lambda$  et multiples.

En se reportant au fasc. I, § 3.3132, 3.3133, on verra que nous laissons échapper ici la propriété intéressante des antennes « vibrant sur harmoniques », qui est le pouvoir directif dans leur plan. Nous en reparlerons à propos des aériens dirigés.

En fait, ces formules simplifiées, en négligeant l'amortissement, sont naturellement à compléter pour tenir compte de celui-ci, notamment en ce qui concerne l'impédance, qui n'est ni nulle, ni infinie, mais passe seulement pour  $X = \lambda/4$  par un *minimum* réel, pour  $X = \lambda/2$  par un *maximum* réel (1), etc. Tenant compte du sens et du signe de la réactance d'après (11), on voit donc que l'impédance d'antenne a pour représentation dans le plan complexe  $R_a + jX_a$ , une sorte de spirale (fig. 2). Partant, pour les faibles fréquences, d'une valeur imaginaire fortement négative (capacité statique, formule (13), elle coupe l'axe réel pour la fréquence correspondant à la première résonance (quart d'onde) ; l'abscisse de ce point est la résistance totale pour cette fréquence, laquelle est généralement peu supérieure à la résistance de rayonnement, soit environ 40 ohms. Puis la partie imaginaire devient positive, c'est-à-dire que l'antenne se comporte comme une self, jusqu'à une nouvelle intersection avec l'axe réel, dont l'abscisse dépend naturellement encore des pertes, mais, d'après (8), est proportionnelle à  $Z_c$ . Ensuite la partie imaginaire devient de nouveau négative (effet capacité) et repasse couper l'axe réel en un point d'abscisse plus élevée que celle du premier (car la fréquence étant plus élevée, les pertes le sont aussi). Et ainsi de suite, la spirale se resserrant en boucles autour de l'asymptote constituée par le point  $Z_c$  (très voisin de l'axe réel).

Etant donné que le premier point d'intersection avec l'axe réel est à peu près fixé par la résistance de rayonnement seule (et indépendante de  $Z_c$ ), tandis que le second a une abscisse proportionnelle à  $Z_c$ , le diamètre de la spirale, et, par suite, toute l'étendue de variation de l'impédance  $Z_a$ , diminueront avec  $Z_c$ . c'est-à-dire quand on augmentera le diamètre de l'antenne. La fig. 2 est instructive à cet égard (surtout en tenant compte que les échelles sont logarithmiques) :

(1) Se reporter aux Cours d'Antennes pour des approximations meilleures, notamment en ce qui concerne le petit écart entre les points de l'axe réel et les valeurs  $X = \lambda/4$ ,  $\lambda/2$ , etc.

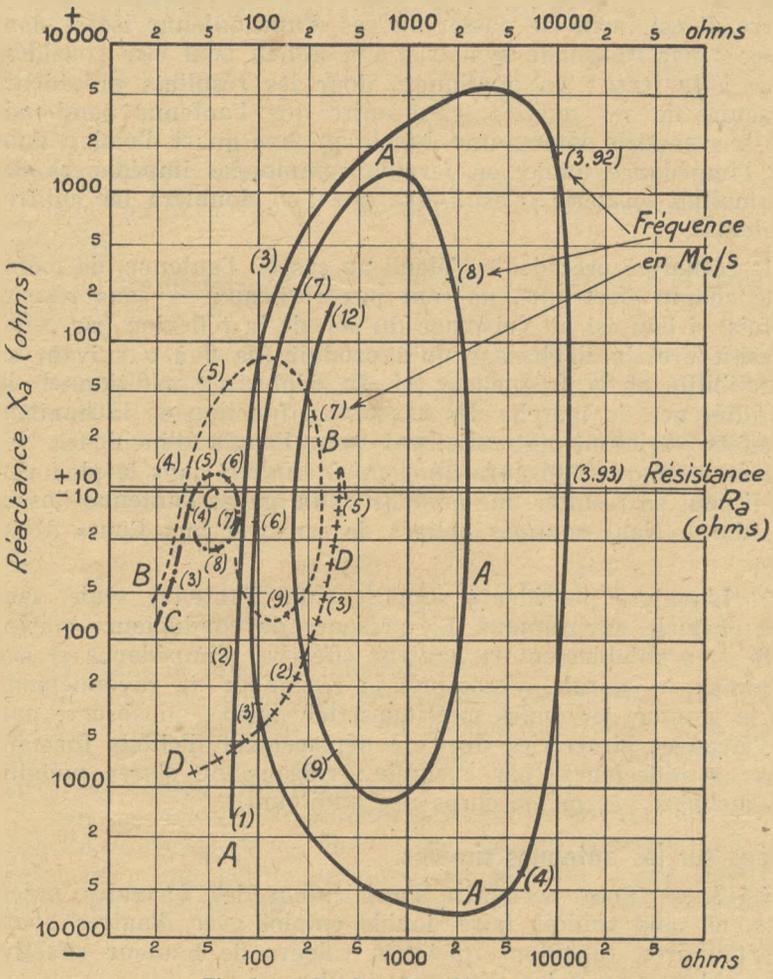
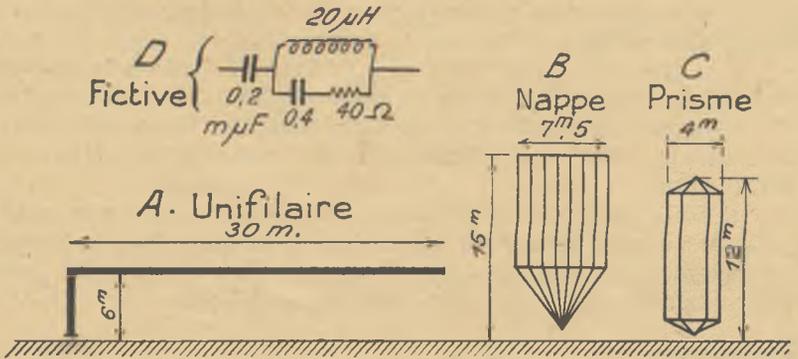


Fig. 2. — Courbes d'impédances d'antennes.

— avec une *antenne unifilaire*, courbe A, la variation va de 100 à 10 000 ohms ;

— avec une *nappe verticale*, de largeur égale à la moitié de sa hauteur, courbe B, elle ne va plus que 30 à 250 ohms environ ;

— avec une *antenne en prisme*, diamètre environ le tiers de la hauteur, courbe C, l'intervalle de variation ne dépasse pas 40/70 ohms.

Il est à prévoir — et nous y reviendrons — que, par suite, les antennes à gros diamètres seront beaucoup plus faciles à adapter correctement dans de grandes gammes ; d'où leur emploi exclusif dans certains récepteurs goniométriques délicats.

### Remarques.

6.412. — 1° Ce qui précède concernait les antennes mises à la terre. Il est facile de passer au cas d'une antenne isolée dans l'espace : par raison de symétrie, son milieu peut être considéré comme à la terre ; on appliquera donc les résultats précédents à chacune de ses moitiés (c'est-à-dire que l'antenne demi-onde isolée se comporte comme une double antenne quart d'onde). Pour avoir l'impédance totale, on fera la somme des impédances des deux moitiés en série (c'est-à-dire que l'on doublera les chiffres précédents).

2° L'analyse précédente s'étend au cas où l'antenne, de même que le champ électrique, ne sont pas verticaux — sous réserve toutefois, si l'on est au voisinage du sol, de la réflexion par celui-ci, c'est-à-dire du déphasage qu'il produit (de 0 à  $\pi$  suivant sa conductibilité et la fréquence), et du déphasage additionnel dû à la différence de marche des rayons en fonction de la hauteur. Ces effets varieront naturellement avec l'angle d'incidence des ondes de sorte que l'on aura un *pouvoir directif* dans le plan vertical. Il peut en résulter une *hauteur optimum* de l'antenne (losanges, radars). Nous sommes obligés de renvoyer aux Cours d'Antennes.

3° L'analyse précédente suppose enfin l'antenne seule, sans aucun obstacle environnant. La présence de conducteurs voisins modifie très notablement la hauteur effective, l'impédance et son diagramme en spirale, y compris la résistance de rayonnement. Dans la gamme des ondes métriques (télévision), on observe parfois d'étranges bizarreries dues au déplacement d'objets formant écrans ou réflecteurs (par exemple : rideaux ou stores métalliques, meubles... et même corps des auditeurs).

### Données sur les antennes simples.

6.413. — Pour permettre l'application des formules précédentes, et sans vouloir faire double emploi avec d'autres cours ou formulaires, rappelons quelques valeurs de hauteur effective et d'impédance pour des antennes simples :

Pour un *fil horizontal* de longueur  $L$  et de rayon  $r$ , à une grande hauteur au-dessus du sol ou pour tout fil isolé dans l'espace,

la *capacité* en  $\mu\text{F}$  par mètre est sensiblement

$$(\mu\text{F}/\text{m}) \quad c = \frac{24}{\log \frac{L}{r}} \quad (1);$$

l'*impédance caractéristique* : formule la plus simple :

$$Z_c \text{ (ohms)} = 138 \log \frac{L}{r};$$

variante avec correction en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$Z_c \text{ (ohms)} = 138 \left[ \log \frac{L}{r} + \frac{1}{2} \log \frac{\lambda}{2L} - 0,435 \right].$$

Si le fil *se rapproche du sol*, la capacité augmente et l'impédance caractéristique diminue :

pour un fil horizontal à hauteur  $H < L/2$ , remplacer ci-dessus  $L$  par  $2H$  ;

pour un fil vertical partant du sol, augmenter  $c$  et réduire  $Z_c$  d'environ 20 %.

Si le fil est *voisin d'obstacles* (autres antennes, superstructures de navires...) majorer  $c$  ou réduire  $Z_c$  de 30 à 50 % ; s'il est complètement « encagé », de 75 à 100 %.

Si, au lieu d'un fil unique, on a un *prisme* ou une *nappe* à  $n$  fils, écartés de  $d_{ij}$  entre le  $i^{\circ}$  et le  $j^{\circ}$ , admettre l'équivalence à un fil unique de rayon donné par :

$$\log r_{eq} = \frac{1}{n} \left[ \log r + \sum_{j=2}^{j=n} \log d_{ij} \right]$$

( $r$  étant le rayon de chaque fil).

Si l'antenne comporte une montée de hauteur  $H$ , terminée en haut par une nappe ou un prisme horizontaux, la hauteur effective est portée à 0,6 ou 0,7  $H$  suivant l'importance de la partie horizontale (rarement plus).

Sur un avion, une antenne *pendante* d'environ 66 m. a une capacité de l'ordre de 0,4  $\mu\text{F}$  et une hauteur effective de 3 à 6 m. seulement ; une petite antenne *fixe*, à 1 ou 2 fils tendus au-dessus du fuselage, ou latéralement vers le gouvernail, peut avoir

(1) Dans ces formules, tous les logarithmes sont décimaux.

une capacité de 0,15 à 0,25  $\mu\text{F}$  et une hauteur effective de l'ordre du mètre. (Ces valeurs s'appliquent à la gamme des ondes moyennes.)

Une antenne d'auto a une  $h_e$  de 10 à 15 cm.

Les antennes installées par les *auditeurs de radio-diffusion*, surtout dans les villes, sont forcément peu développées et peu coûteuses ; l'influence des bâtiments voisins diminue beaucoup

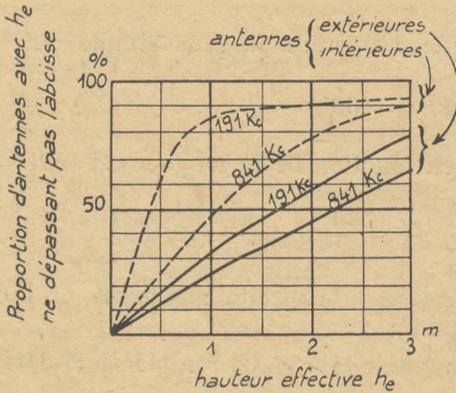


Fig. 3. — Hauteurs effectives d'antennes réceptrices de radio-diffusion.

leur hauteur effective (évaluée par rapport au champ dans l'espace libre). La fig. 3 reproduit les résultats d'une enquête statistique effectuée en ALLEMAGNE (1), et donnant, en ordonnées, la proportion des antennes dont la hauteur effective ne dépasse pas la valeur portée en abscisses : on voit que pour les antennes extérieures, déjà, 70 % ne dépassent pas  $h_e = 3$  m. ; pour les antennes intérieures, 80 % ont  $h_e$  inférieure à 2 m., et

50 % à 1 m. Il faut donc se garder d'illusions sur ce point.

En ondes métriques (télévision) le champ est plus fort aux étages élevés qu'au rez-de-chaussée (2).

### Propriétés antiparasites des antennes simples.

6.414. — Nous avons fait observer, au début de ce chapitre, qu'en ondes longues et moyennes, le mérite d'une antenne ne se mesurait pas tant à sa hauteur effective qu'au rapport signal/parasite fourni.

Dans le cas d'une antenne « simple », non directive, il semble difficile d'améliorer ce rapport.

Pourtant certaines précautions sur l'emplacement et la disposition peuvent montrer une réelle efficacité :

Tout d'abord, dans le service professionnel, on a souvent une certaine liberté dans le choix de l'emplacement : par exemple un centre récepteur peut être installé de façon autonome, assez loin des exploitants. Or, des considérations valables d'économie, de sûreté, de commodité d'exploitation, tendent à le faire rapprocher

(1) Reproduit par Bull. Ass. Suisse Electr. 24 mars 1943, p. 153.

(2) Par exemple SCHLESINGER a mesuré des baisses allant de  $-12$  à  $-50$  dB en passant du toit au rez-de-chaussée d'une maison de 3 étages (Electronics, janvier 1950, p. 72-77).

des agglomérations. On devra *ne pas leur sacrifier* le rapport signal/bruit. On peut gagner énormément, quant aux *parasites artificiels*, à s'installer dans la campagne, loin de tous perturbateurs ; et même vis-à-vis des parasites *atmosphériques*, on cite des cas où le déplacement d'un centre récepteur vers le Nord — de quelques centaines de Km — ou l'utilisation adroite de montagnes comme écran, ont rendu possible des liaisons qui ne l'auraient pas été sans cela.

Même lorsqu'on ne dispose pas d'autant de latitude, il est toujours possible de surélever ou d'écarter quelque peu l'aérien par rapport aux zones de perturbations. En particulier, la réception de la radiodiffusion en ville a pour principaux ennemis les « parasites artificiels », produits dans les rues et les habitations par de nombreux appareils électriques fonctionnant sur le secteur : (moteurs, interrupteurs, tubes à décharge lumineuse, etc...). Or, si ces parasites sont assurément susceptibles, en quelque manière, de se propager « sans fil » comme des ondes radio-électriques, cependant les conducteurs métalliques, et notamment les fils du secteur lui-même, leur offrent généralement vers le récepteur un chemin de moindre affaiblissement. La zone particulièrement infestée de parasites est donc *l'intérieur des maisons*, et toute connection avec les conducteurs qui s'y trouvent est dangereuse.

Par suite, l'antenne à employer de préférence est celle qui présente à la fois la plus grande « hauteur effective » pour le signal et le moindre couplage avec les conducteurs véhiculant des parasites : c'est-à-dire *l'antenne extérieure, aussi surélevée que possible*. Comme d'ailleurs le bénéfice de cette antenne se perdrait aisément si on la joignait au récepteur par une « descente » non protégée, et si on allait ensuite utiliser comme « prise de terre » un tuyau métallique quelconque (eau ou gaz, chauffage central), soumis à des inductions inconnues, et dont le potentiel ne serait rien moins que fixe, la solution idéale consiste à placer au-dessus des toits, non seulement l'antenne proprement dite, mais un « *contrepois* » moins élevé et à connecter ces deux éléments, par un *feeder bifilaire blindé*, aux bornes d'entrée du récepteur (fig. 4).

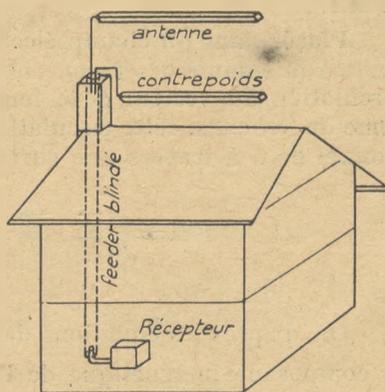


Fig. 4. — Antenne « antiparasite ».

C'est seulement à défaut de cette solution qu'on devrait se rabattre sur l'antenne *intérieure*, qui, non seulement capte moins de signal (hauteur effective moindre, par ci-dessus), mais surtout

se trouve forcément en couplage relativement fort avec tous les conducteurs longeant les murs, donc avec les sources de parasites environnantes. Il n'est pas rare que la chute du rapport signal/parasite, en passant de l'antenne extérieure à l'antenne intérieure, soit de l'ordre de 30 à 40 dB.

Bien entendu, la solution la plus mauvaise, et à proscrire absolument, est *d'utiliser le secteur lui-même* comme antenne : on ne s'y prendrait pas autrement pour assurer le maximum de parasites avec le minimum de signal.

Tout ceci est valable surtout en ondes moyennes, un peu moins en ondes courtes où les parasites artificiels diminuent, mais redevient fondamental en ondes métriques, où la réduction du champ utile en se rapprochant du sol est extrêmement marquée et où le déplacement des objets aux environs de l'antenne perturbe la réception. Pour la *télévision*, par exemple, l'antenne sur le toit semble souvent indispensable.

### Aérien fermé. — Cadre.

6.420. — L'antenne précédente était le type de l'aérien « ouvert » (fil coupé à la distance X). Mais on peut aussi utiliser un aérien « fermé », le long duquel l'action totale du champ électrique ne sera généralement pas nulle (bien que partiellement opposée) à cause des différences de marche — donc de phase — sur les divers éléments.

Prenons en effet une boucle ou spire de forme quelconque, de dimensions assez faibles (par rapport à la longueur d'onde) pour que le courant ait à chaque instant la même valeur en tous les points.

Placée dans un champ électrique  $\mathcal{E}$ , elle recueillera une f.e.m. égale à la somme des f.e.m. élémentaires  $\mathcal{E}_0 \times dx$ , c'est-à-dire à la circulation du vecteur  $\mathcal{E}$  le long du contour. Or, d'après le théorème de STOCKES, cette circulation est égale au flux du vecteur rotationnel de  $\mathcal{E}$  à travers une surface  $\Sigma$  limitée par ce contour :

$$E = \int_c \vec{\mathcal{E}}_t \cdot d\vec{x} = \int_{\Sigma} (\text{rot } \vec{\mathcal{E}})_n \cdot d\sigma.$$

Or, d'après les équations de MAXWELL,  $\text{rot } \vec{\mathcal{E}} = \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial t}$ ,  $\mathcal{M}$  étant la composante magnétique de l'onde.

Il s'ensuit que :

$$E = \int_{\Sigma} \left( \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial t} \right)_n \cdot d\sigma = \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_{\Sigma} \mathcal{M}_n \cdot d\sigma \right],$$

c'est-à-dire que la f.e.m. induite est égale à la *dérivée* (par rapport

au temps) du flux magnétique embrassé par le contour : on retrouve un résultat bien connu et utilisé pour toutes les bobines.

En particulier, pour une spire plane, dans un plan vertical faisant l'angle  $\Theta$  avec la direction d'arrivée d'une onde plane polarisée verticalement, on a (fig. 5) en appelant  $S$  la surface :

$$\varphi = S \mathcal{M} \cos \Theta,$$

$$E = - \frac{\partial \varphi}{\partial t} = - S j \omega \mathcal{M} \cos \Theta.$$

Or, d'après les équations de MAXWELL, existe entre  $\mathcal{E}$  et  $\mathcal{M}$  la relation fondamentale :

$$\mathcal{E} = c \mathcal{M}$$

$c$  étant la vitesse de la lumière.

Donc :

$$\begin{aligned} E &= - j S \frac{2\pi}{cT} \mathcal{E} \cos \Theta \\ &= - j \left( \frac{2\pi S}{\lambda} \cos \Theta \right) \mathcal{E}. \end{aligned}$$

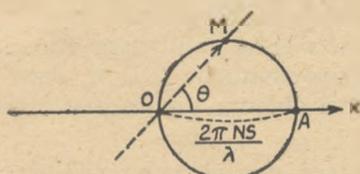
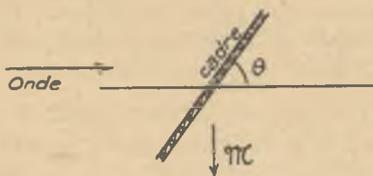


Fig. 5. — f.e.m. captée par un cadre.

Si, au lieu d'une spire, on en a  $N$  dans le même plan, avec toujours la restriction que le courant est le même à chaque instant en tous points du circuit, le flux, donc  $E$ , sont multipliés par  $N$  :

$$(18) \quad |E| = \left[ N \frac{2\pi S}{\lambda} \cos \Theta \right] \mathcal{E}.$$

On voit que si l'on compare à une antenne, en réintroduisant la « hauteur effective », quotient de la f.e.m. par le champ, il faut attribuer au cadre :

$$(19) \quad h_c = \frac{2\pi NS}{\lambda} \times \cos \Theta$$

et l'on voit :

1° que cette hauteur effective est au maximum égale à :  $2\pi NS/\lambda$ , valeur soumise à quelques limitations :

Nous avons supposé le courant constant le long du fil, c'est-à-dire la longueur totale très inférieure à la longueur d'onde ; si cette longueur est limitée, par exemple à  $\lambda/4$ , il y a intérêt à choisir la forme circulaire qui rend  $S$  maximum ; alors :

$$\begin{aligned} N \cdot 2\pi R &< \lambda/4, \\ S &= \pi R^2, \end{aligned} \quad (\text{R étant le rayon})$$

et il vient :  $h_c < \frac{\pi}{4} R$  ou  $0,8 R$

Il y a donc théoriquement avantage à employer de grands cadres à spire unique, et c'est ce qui s'est fait lorsque l'amplification n'existait pas (cadres BELLINI-TOSI). Mais cela conduit à un encombrement souvent prohibitif, surtout dans une station mobile : sur un navire, on peut tout au plus se permettre  $R = 0,5$  m. ; sur un avion, à cause de la « traînée » (résistance de l'air aux grandes vitesses), un cadre extérieur au fuselage ne peut avoir plus de  $R = 0,05$  à  $0,10$  m. environ. *La hauteur effective tombera donc à l'ordre de quelques cm.*

2° que cette hauteur effective est fonction de la direction d'arrivée des ondes par rapport au cadre : angle  $\Theta$ . Il y a maximum lorsque le cadre est dans le plan de l'émetteur, et ce maximum est flou ; il y a minimum (extinction « pointue ») lorsque le cadre est tourné perpendiculairement. C'est le principe de la radiogoniométrie (Voir Cours Spéciaux). Si l'on trace le diagramme directif du cadre en portant dans chaque direction OM (fig. 5) une longueur proportionnelle à la  $h_e$  dans cette direction, le lieu des points M ainsi obtenus est un cercle de diamètre  $OA = 2 \pi NS/\lambda$ .

### Avantages et inconvénients du cadre.

6.421. — La petitesse de la hauteur effective apparaît comme un inconvénient très frappant : c'est elle, en effet, qui interdit l'emploi des cadres à l'émission, et aussi lorsque, à la réception, on est à court d'amplification (cas exceptionnel) ou que la sensibilité est limitée par le bruit interne, que la f.e.m. recueillie doit dominer (cas des ondes courtes).

Cependant, lors de la réception des ondes moyennes et longues, nous avons vu que le niveau des bruits externes, atmosphériques, notamment était énormément plus grand que celui des bruits internes ; dans ces conditions, il est, jusqu'à un certain point, sans inconvénient, de réduire simultanément l'énergie captée du signal et celle des parasites (comme le fait le cadre), tant que l'on ne tombe pas au-dessous du seuil des parasites internes, et pourvu, bien entendu, que l'on dispose d'une suffisante réserve d'amplification.

A ce dernier point de vue, d'ailleurs, l'infériorité des cadres par rapport à l'antenne est moins marquée qu'on ne pourrait le penser, car on a vu que la hauteur effective des antennes d'avion, des antennes intérieures de radio-diffusion est relativement faible ; d'autre part ces petites antennes sont, comme on le verra, difficiles à « adapter » au récepteur, et le « gain » du circuit d'entrée ne dépasse pas quelques unités si l'on exige la commande unique ; au contraire, un cadre s'accorde très facilement par commande unique avec les autres circuits, en donnant un « gain » égal à sa surtension, c'est-à-dire facilement de l'ordre de 100 ; le produit de la hauteur effective par ce gain, que l'on appelle quelquefois la

« hauteur d'entrée », n'est donc pas très inférieur à celui d'une petite antenne ; on lui attribue l'ordre de grandeur honorable :

$$H_e = g \times h_e \approx 3 \sqrt{\frac{1000}{\lambda (m)}}$$

c'est-à-dire par exemple 4 m. sur 600 m.

Un artifice permet d'ailleurs assez souvent d'augmenter  $h_e$  et  $H_e$  : c'est l'adjonction au cadre d'un *noyau magnétique* (ouvert) pour y concentrer les lignes de force et en augmenter la surface équivalente. Non seulement on peut ainsi multiplier la tension recueillie par un facteur de quelques unités (à encombrement égal), mais aussi, grâce à des « pièces polaires » convenablement profilées (fig. 6), dévier les lignes de force extérieures à une paroi métallique (pont blindé, fuselage...) et utiliser un cadre complètement encastré dans une cuvette.

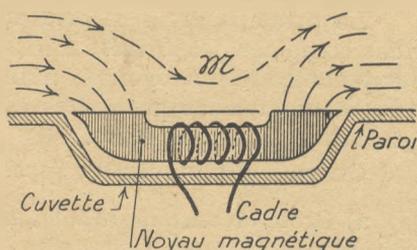


Fig. 6. — Cadre à noyau magnétique.

En ondes très courtes, on pourrait au contraire réaliser des cadres de dimensions appréciables par rapport à la longueur d'onde et ayant ainsi une hauteur effective et un pouvoir directif notablement différents de ceux calculés ci-dessus.

Enfin, nous avons dit plus haut que le cadre réduisait dans la même proportion l'énergie captée du signal et celle des parasites. Il existe d'assez nombreux cas où cette affirmation est *pessimiste*, c'est-à-dire où le cadre permet d'améliorer le rapport signal/parasites, soit par son pouvoir directif, si l'on a la chance que le signal et les brouilleurs ou parasites proviennent principalement de directions assez différentes, soit par sa forme « fermée », sans prise de terre, qui donne un couplage moindre avec les obstacles rayonnants des environs : par exemple en radio-diffusion, dans un immeuble aux murs plus ou moins conducteurs ou tapissés de conducteurs, un cadre donne généralement un rapport signal/parasites meilleur qu'une antenne intérieure (20 à 30 db).

## ANTENNES COMPLEXES, ANTENNES DIRIGÉES.

6.43. — L'antenne simple et le cadre sont presque les seuls employés en ondes moyennes et longues, où des systèmes plus perfectionnés ne donneraient guère mieux et seraient énormément plus coûteux et plus encombrants.

On les rencontre encore souvent en ondes courtes, dans les stations fixes simples et dans les stations mobiles (voitures, navires,

avions) ; mais, déjà dans cette gamme, s'il s'agit de centres récepteurs importants, le bénéfice obtenu par des aériens dirigés relativement encombrants justifie leur emploi, et l'on y trouve fréquemment des antennes de réception aussi développées que celles d'émission.

En arrivant aux ondes ultra-courtes (dm, cm), la prépondérance des bruits internes rend très avantageux les aériens à gain élevé, et précisément la réalisation de ceux-ci devient de plus en plus facile : on les emploiera donc très généralement ; seul, l'encombrement variera suivant les données du problème.

Le principe et la théorie des très nombreux dispositifs d'aériens complexes et dirigés, sont exposés dans les Cours d'Antennes, auxquels nous renvoyons ; nous voudrions rappeler ici comment se présentent leurs propriétés essentielles en ce qui concerne leur adaptation aux récepteurs.

On peut distinguer les types suivants :

a) *Groupements de dipôles accordés* (généralement demi-onde) en rideaux, grecques, espaliers, « arêtes de poissons », etc.

Si l'on accepte une largeur de  $2L = K\lambda$  et qu'on y dispose  $N$  antennes écartées de  $\lambda/2$  (il n'est guère utile de les serrer davantage), l'ordre de grandeur du gain réalisable est donné par le tableau suivant :

Largeur $2L/\lambda$ :	1	2	3	5	10	K
Nombre de dipôles :	3	5	7	11	21	N
Gain en champ $G =$ :	1,8	2,3	2,6	3,6	5,1	$1,6 \sqrt{K}$ $1,1 \sqrt{N}$

L'adjonction d'un réflecteur semblable augmente encore le gain de quelques décibels (maximum 6) et diminue l'influence perturbatrice des obstacles placés en arrière.

Outre la limite provenant de l'encombrement, on rencontre des difficultés de plus en plus grandes, lorsqu'on augmente  $K$  et  $N$ , à alimenter correctement tous les brins avec la phase convenable. Le réglage devient trop délicat. Pour ces raisons, le gain total (en champ) d'un aérien dirigé de ce type, en ondes décamétriques, dépasse rarement 10.

Ces dispositifs sont en outre sensiblement « monochromatiques », c'est-à-dire ajustés sur une seule fréquence et incapables d'en changer. Cela résulte des relations de phase à maintenir entre les brins. Avec des alimentations spécialement étudiées, des dipôles « à large bande » (gros diamètre)... on arrive péniblement à tolérer des variations de fréquence de  $\pm 10\%$ .

Du point de vue « générateur équivalent », un tel aérien se présentera comme ayant une f.e.m. élevée (hauteur effective de l'ordre de 100 m., par exemple) et une impédance interne réduite à une résistance pure : résistance de rayonnement, croissant comme  $\sqrt{N}$ , et pouvant atteindre quelques centaines d'ohms.

b) *Aériens différentiels*, comprenant des dipôles opposés par paires, de manière à assurer l'extinction des ondes arrivant dans le plan de symétrie (systèmes ANCOCK) et analogues.

On a alors des propriétés tout opposées : la hauteur effective et la résistance de rayonnement sont moindres qu'avec une seule antenne, la réactance reste élevée : l'adaptation sera difficile ;

c) *Aériens à ondes progressives*, fermés sur une résistance terminale égale à leur impédance caractéristique (V, losanges, « BEVERAGE », certaines variantes des « arêtes de poisson »..., etc.).

Le gain est un peu inférieur à celui des rideaux, mais il n'y a pas d'organe accordé, et l'onde progressive assure une relation de phase correcte dans un intervalle de fréquences élevé : quoique le diagramme directif se déforme un peu, un tel aérien peut être intéressant dans *une bande de l'ordre de l'octave*. Comme d'ailleurs l'installation n'est pas très coûteuse, ce type est très employé dans les centres récepteurs exigeant une grande souplesse de trafic.

Le « générateur équivalent » d'un tel aérien est encore à f.e.m. élevée ( $h_{eff}$  de 50 à 100 m.) et impédance interne réduite à une résistance de quelques centaines d'ohms (impédance caractéristique, ajustable à volonté), sauf apparition d'une composante réactive aux extrémités de la bande.

d) *Aériens à surface ou volume radiant*. — En ondes ultra-courtes, on peut réaliser des dimensions telles, que le montage et l'excitation des dipôles espacés de  $\lambda/2$ , devient trop compliqué. On s'arrange alors pour réaliser des « surfaces de radiation (ou de captation) » vibrant en phase, par les procédés imités de l'optique ou de l'acoustique : miroirs, pavillons, cornets, extrémités des guides, « persiennes », etc. (y compris les fentes dans les parois).

Pour un tel aérien, supposé de forme circulaire et de rayon R, le gain en champ est au maximum de l'ordre de  $G = \pi R/\lambda$  ; par exemple avec une onde  $\lambda = 3$  cm. et un miroir de  $R = 1$  m. le gain (en champ) approche de 100 : c'est ce qui a été réalisé de mieux dans les RADARS. (On est tout de même limité par l'encombrement et les déformations mécaniques du miroir.)

Les largeurs de bande actuellement couvertes, ne sont pas grandes, mais il semble que cela tient moins à l'aérien qu'aux organes d'accord et d'oscillation des émetteurs et récepteurs.

On a évidemment ici encore un générateur à f.e.m. élevée (quoique la  $h_{eff}$  décroisse avec la longueur d'onde c'est-à-dire la dimension du dipôle de comparaison) et résistance interne notable.

e) *Aériens divers*. — L'imagination des inventeurs étant inépuisable, on a parfois employé des aériens dirigés ou complexes ne rentrant dans aucune des catégories précédentes : telles les « antennes diélectriques », utilisées pendant la dernière guerre mondiale, et formées de rangées de tubes ou baguettes diélectriques, dans lesquels se propageaient d'abord les ondes, avant de rayonner à la fois par la section terminale et par les parois latérales.

Il sera toujours facile de ramener ces aériens à l'un des types précédents, ou du moins de définir les paramètres du « générateur équivalent » à l'entrée d'un récepteur.

On ne saurait exagérer l'importance de l'aérien dirigé en ondes ultra-courtes : d'après le chapitre « Bruits de fond », son avantage est double :

— en le supposant placé dans une enceinte fermée à température constante, l'énergie de bruit qu'il capte reste proportionnelle à sa résistance de rayonnement, l'énergie du signal au carré du gain en champ ; mais tant qu'il s'agit de dominer le souffle du détecteur ou de la 1<sup>re</sup> lampe, le bénéfice est évident ;

— si même certaines régions du ciel donnent moins de bruit que d'autres, l'aérien, braqué vers elles, donnera lieu à une diminution relative du bruit de fond capté (comme si la température de la résistance de rayonnement était abaissée).

## FEEDERS.

6.44. — La disposition des lieux oblige parfois à intercaler entre la partie active de l'antenne et le récepteur, un conducteur plus ou moins long, unique si par ailleurs le courant s'écoule à la terre, double si l'aérien est symétrique ou avec contrepoids (losanges, dipôles ondes ultra-courtes, etc.).

Si ce « feeder » est court (par rapport à la longueur d'onde), son équivalent électrique est simplement une petite capacité en shunt, une petite self-inductance et une petite résistance en série ; leur effet est seulement de perturber un peu l'accord et la gamme.

Si ce « feeder » est long (plus précisément, si l'ensemble antenne-feeder est long par rapport au quart d'onde) il constitue un transformateur d'impédance et de tension et peut modifier, du tout au tout, l'accord du circuit d'entrée et sa variation avec la fréquence.

Nous rappelons, d'après le cours LIGNES, que si une ligne de longueur  $L$ , d'impédance caractéristique  $Z_c$ , et de constante de propagation  $\gamma = \alpha + j\beta$ , est fermée sur une impédance quelconque  $Z$ , la tension et l'impédance varient suivant les formules :

$$\left. \begin{aligned} v &= v(L_0) \times \frac{\text{sh} [\xi + j(\gamma + \beta L)]}{\text{sh} [\xi + j(\gamma + \beta L_0)]} \\ Z_0 &= Z_c \times \frac{\text{th } \chi + \text{th } \gamma L}{1 + \text{th } \chi \text{ th } \gamma L} = Z \text{th } (\chi + \gamma L) \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{en appelant } \text{th } \chi = \text{th} (\xi + j\gamma) \\ \text{le rapport } \frac{Z}{Z_c} \end{array}$$

On notera que si, pour certaines fréquences,  $Z_o = Z$ , cette égalité cesse quand la fréquence varie, et d'autant plus vite que la ligne est plus longue ; en effet, si, par exemple, pour une pulsation  $\omega_o$ , la longueur de la ligne est multiple exact de la demi-onde,  $L = n \cdot \lambda_o/2$ , et s'il n'y a pas de pertes,

$$\text{th } \gamma L = j \text{tg } (n \pi) = 0, \quad \text{donc } Z_o = Z ;$$

mais si  $\omega_o$  subit une petite variation  $\omega_o (1 \pm \epsilon)$  c'est-à-dire  $\lambda = \frac{\lambda_o}{1 \pm \epsilon}$ ,

$$\text{il vient : } \text{th } (\gamma L) = j \text{tg } \frac{2\pi}{\lambda_o} \times \frac{n \lambda_o (1 \pm \epsilon)}{2} = j \text{tg } [n\pi (1 \pm \epsilon)] \approx \pm n\pi\epsilon,$$

c'est-à-dire des termes correctifs de  $Z_o$  d'autant plus importants que  $n$  est plus grand.

Dans quelques cas, on peut jouer adroitement sur ces transformations pour corriger la variation de réactance de l'antenne ; cela s'est fait en télévision ou radar ; mais c'est bien délicat, et on n'arrive pas à couvrir de larges gammes.

Le plus souvent, on tâche simplement d'atténuer ces ondulations et, pour cela :

a) d'employer un feeder dont l'impédance caractéristique  $Z_c$  soit voisine de l'impédance moyenne de l'antenne,  $Z_a$ , de manière que l'impédance « ramenée » par le système aux bornes du récepteur ne varie pas trop et permette une adaptation acceptable (cas des antennes losanges ou autres aériens dirigés pour lesquels  $Z_a$  diffère peu d'une résistance fixe  $R_a$ ) ;

b) de terminer également ce feeder, du côté récepteur, sur une impédance voisine de  $Z_c$ , de manière à conserver un faible taux d'ondes stationnaires, donc de faibles variations de tension ; on verra plus loin que c'est assez souvent possible, même en « commande unique ».

Pour permettre de situer les ordres de grandeur, nous rappelons que :

— pour une ligne bifilaire, parcourue par des courants de sens contraires, à deux fils parallèles de rayon  $r$  et d'écartement  $D$ , la capacité est de :

$$c = \frac{12}{\log D/r} \text{ micromicrofarads par mètre}$$

et l'impédance caractéristique de :

$$Z_c = 276 \log. D/r \text{ ohms.}$$

Le rapport  $D/r$  étant forcément assez grand pour assurer l'isolement,  $Z_c$  est ordinairement de l'ordre de 400 à 600 ohms ; de tels feeders s'adaptent donc assez bien aux dipôles minces et aux losanges.

— pour des tubes coaxiaux de rayons  $R$  et  $r$ , la capacité est de :

$$c = \frac{24}{\log R/r} \text{ micromicrofarads par mètre}$$

et l'impédance caractéristique de :

$$Z_c = 138 \log. R/r \text{ ohms.}$$

Le rapport  $R/r$  étant ordinairement de quelques unités — environ 4 correspond au minimum de pertes —,  $Z_c$  ne dépasse pas 100 ohms, ce qui convient aux dipôles accordés ou de gros diamètre.

Ces chiffres ne tiennent pas compte de l'isolant entre conducteurs ; s'il y en a un volume appréciable,  $c$  augmente et  $Z_c$  diminue ; pour deux fils isolés et torsadés,  $Z_c$  peut descendre à 80 ohms ; pour un coaxial rempli de diélectrique,  $Z_c$  peut descendre à 30 ou 40 ohms. Cela entraîne des pertes, qui peuvent être énormes avec les isolants normaux mais rester acceptables (quelques décibels par Km) avec des isolants spéciaux choisis (« polythène », etc.).

### ANTENNES FICTIVES.

6.45. — La grande variété des aériens possibles met souvent dans l'embarras les constructeurs et les utilisateurs, lors de la mise

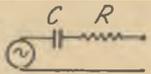
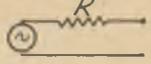
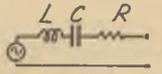
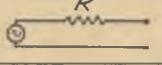
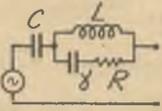
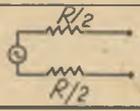
Type N°	Gammes d'ondes	Schéma	Valeurs			
			L ( $\mu$ H)	C ( $\mu\mu$ F)	$\gamma$ ( $\mu\mu$ F)	R (ohms)
1. "Intérieure" "Avion (fixe)" "Auto"	OM 150-1500 Kc		0	50	—	25
	OC 1,5-20Mc		0	$\infty$	—	100
2. "Extérieure" "Avion (pendante)"	OM 150-1500 Kc		20	200	—	25
	OC 1.5-20 Mc		0	—	—	400
3. _____ d° _____	OM et OC 150 kc - 20 Mc		20	200	400	400
4. Américaine (pour modulation de fréquence)	O.T.C. 88-108 Mc		—	—	—	300

Fig. 7. — Antennes fictives normales.

au point ou des essais d'un récepteur. Pour éviter les discussions et normaliser les résultats, on a conventionnellement établi quelques schémas simples d' « antennes fictives » de laboratoire, dans lesquelles un « générateur étalonné haute fréquence » fournit la f.e.m. et quelques réactances convenables simulent les principaux types d'antennes habituels.

Le tableau fig. 7 indique ces conventions ; pour l'antenne fictive n° 3, la variation de réactance est représentée en D, fig. 2. On voit que l'analogie avec l'antenne réelle est assez grossière, surtout lorsque la bande couverte est large (c'est-à-dire que l'on parcourt une portion notable de la spirale). C'est évidemment regrettable, car cela amène les constructeurs et les utilisateurs à étudier leurs appareils dans des conditions assez différentes de la réalité. On peut mieux faire en prenant comme antenne fictive une « ligne passe-bas » à quelques cellules, avec résonances et anti-résonances successives. Mais ce n'est pas encore normalisé.

## CONCLUSION.

6.46. — Il existe un très grand choix d'antennes réceptrices, dont les propriétés, et notamment l'encombrement, sont très différents.

Le responsable d'une réception doit naturellement rechercher l'aérien le plus réduit et le moins coûteux ; mais il doit se souvenir que les performances de son installation peuvent être irrémédiablement compromises, et la sensibilité utilisable (rapport signal/bruit) notablement abaissée, par un aérien insuffisant ou mauvais.

En ondes courtes et ultra-courtes, la sensibilité est, dans une large mesure, proportionnelle à la dimension de l'aérien : on devra donc toujours réaliser une antenne aussi développée que les circonstances le permettent.

En ondes moyennes et longues, la prédominance des bruits externes permet une certaine latitude, et l'on peut se contenter, sans dommage, d'aériens réduits ; mais il existe cependant une limite, au-delà de laquelle les performances décroîtront vite ; et, d'autre part, l'effort doit alors se porter vers la recherche d'un emplacement et d'une disposition où les parasites artificiels (et éventuellement naturels) soient aussi faibles que possible par rapport au signal.

Ces principes, pourtant bien simples, étant souvent méconnus, nous croyons devoir insister sur cette vérité première : aucun artifice, aucun perfectionnement ultérieur, ne peuvent compenser le tort causé à une réception par une mauvaise antenne.

## CIRCUIT D'ENTREE.

6.47. — Le circuit d'entrée est un organe intermédiaire intercalé entre le collecteur d'ondes et le récepteur proprement dit, pour adapter l'un à l'autre.

Nous avons vu que le collecteur d'ondes, quel qu'il soit, peut toujours se ramener à une source de signal, avec la f.e.m.  $E_a$ , et l'impédance interne  $Z_a = R_a + j.X$  ; nous avons vu que la résistance interne  $R_a$  peut elle-même se décomposer en une « résistance de rayonnement »  $R_r$ , inévitable, rançon de sa hauteur effective, et une résistance de pertes  $R_o$  que les conditions économiques ne permettent pas toujours de réduire autant qu'il serait désirable.

Nous avons vu enfin que le collecteur ne capte pas seulement le signal, mais aussi des brouilleurs et des parasites, et que l'intensité de ces derniers peut être exprimée par un « facteur de bruit » (rapport de l'énergie provenant de ces parasites à celle que capterait l'antenne dans une enceinte fermée à la température ambiante) ; de sorte que l'on sait aussi calculer la f.e.m.  $e_a$  induite par ces parasites dans le collecteur d'ondes.

Quant au récepteur, il se présente, entre ses bornes d'entrée, comme ayant, lui aussi, une certaine impédance, qui peut être, faible s'il s'agit d'un thermocouple ou d'un détecteur à cristal, ou très élevée, s'il s'agit de la grille, polarisée négativement, de la première lampe amplificatrice (tant que la fréquence n'est pas trop élevée), ou avoir n'importe quelle valeur intermédiaire (si l'on attaque un transformateur).

La question d'adaptation entre ces deux organes est compliquée par le fait que l'on est amené, suivant le cas, à rechercher trois avantages distincts :

- gain maximum, soit en tension, soit en énergie ;
- rapport signal/bruit maximum ;
- sélectivité maximum ;

ou, s'ils sont incompatibles, un compromis plus ou moins heureux entre les trois.

Elle est également compliquée par le fait que l'on veut généralement satisfaire à ces conditions dans une bande de fréquences plus ou moins large, avec le minimum de manœuvres, et que, dans cette gamme, l'impédance de l'antenne peut changer de façon mal connue.

Avant d'examiner les différents cas, faisons une remarque générale : on verra, et il est évident a priori, que l'on aura très souvent intérêt à « accorder » le circuit en neutralisant sa réactance propre  $X_a$  par l'addition d'une réactance opposée —  $X_a$  ; cela ne soulève aucune difficulté, lorsque  $X_a$  est positif (self) et que par suite —  $X_a$  doit être négatif (capacité) : on sait en effet réaliser aisément des capacités variables et pratiquement sans pertes appréciables. Par contre, si  $X_a$  est négatif (capacité, cas habituel d'une petite antenne), la réactance —  $X_a$ , ajoutée pour l'accord, devra être une self-induction, que l'on ne sait pas construire sans pertes, surtout si elle doit être ajustable. Elle introduira donc une nouvelle

résistance qui viendra s'ajouter à  $R_o$  pour porter la résistance totale de pertes à une nouvelle valeur plus élevée,  $R'_o$ .

Le couplage réalisé entre l'antenne et le récepteur peut être direct ou indirect.

### Couplage direct au maximum de puissance.

6.481. — Il arrive parfois que l'on veuille se procurer le maximum d'énergie dans une impédance d'utilisation : par exemple, un thermo-couple, pour une mesure de champ. Il s'agit alors de champs forts, et la sélectivité importe peu, de même que le bruit.

On retrouve alors le cas simple et connu d'un générateur de f.e.m. donnée  $E_a$ , d'impédance interne  $Z_a$ , débitant sur une résistance d'utilisation  $R_u$ . On rendra d'abord le courant maximum en annulant la réactance  $X_a$  par la réactance opposée d'accord,  $-X_a$  (même au prix d'une augmentation à  $R'_o$  de la résistance de pertes, que l'on lâchera d'atténuer autant que possible) ; on aura alors :

$$i = \frac{E_a}{R'_a + R_u} \quad \text{(} R'_a \text{ étant la nouvelle valeur de la résistance de l'antenne)}$$

d'où la puissance utile :

$$W = R_u \cdot i^2 = \frac{E_a^2}{\left(\sqrt{R_u} + \frac{R'_a}{\sqrt{R_u}}\right)^2}$$

maximum, comme on sait, lorsque  $R_u = R'_a$ , et alors égale au quart de ce que pourrait capter l'antenne seule. Si l'on augmente  $R_u$ , le rendement augmente, mais la puissance utile diminue.

Si l'on envisage la sélectivité vis-à-vis des brouilleurs de fréquence différente, on voit aisément qu'elle est identique à celle d'un résonateur de réactance  $X_a$ , accordée par  $-X_a$  sur la fréquence de résonance, et de résistance  $(R'_a + R_u)$ . Ce résonateur est en général assez fortement amorti, car l'antenne contient déjà plusieurs sources de pertes, la réactance d'accord en apporte d'autres, et l'impédance d'utilisation  $R_u$  double le total. La sélectivité sera donc médiocre.

### Couplage direct avec maximum du rapport signal/bruit.

6.482. — Ce cas se présente notamment pour la réception des ondes décimétriques : l'« impédance d'utilisation » est un détecteur de résistance assez faible, mais comme (par changement de fréquence) on réalise ultérieurement une amplification énorme, c'est

finalement le rapport signal/bruit qui limite la sensibilité et qu'il importe de rendre maximum.

Or, l'intensité utile du signal est comme précédemment, après accord de l'antenne :

$$I_s = \frac{E_a}{R'_a + R_u}$$

La f.e.m. de bruit dans l'antenne résulte de toutes sortes de parasites naturels, artificiels, cosmiques, etc... nous avons vu qu'on pouvait évaluer l'énergie correspondante comme égale à  $N$  fois celle du rayonnement thermodynamique seul ; la f.e.m. correspondante est donc  $\sqrt{N}$  fois celle de la résistance de rayonnement, soit :

$$\sqrt{N \cdot 4 k T \Delta F R_r} = B \sqrt{N R_r}$$

Il s'y ajoute (quadratiquement) celle provenant des autres résistances du circuit : celle des pertes (y compris la réactance d'accord)  $R'_o$ , celle d'utilisation  $R_u$ , donc au total le courant de bruit est :

$$I_b = \frac{B \sqrt{N R_r + R'_o + R_u}}{R'_a + R_u}$$

Le rapport des intensités signal/bruit vaut donc :

$$\rho = \frac{I_s}{I_b} = \frac{E_s}{B \sqrt{N R_r + R'_o + R_u}}$$

Pour le rendre maximum, il faut éviter toute résistance inutile donc en particulier laisser  $R_u$  petit vis-à-vis de  $(N R_r + R'_o)$ . Comme, sur ces ondes,  $N$  est voisin de 1 et que  $R'_o$  peut être rendu négligeable devant  $R_r$ , cette condition revient finalement à :

$$R_u \ll R_r \quad \text{avec} \quad \rho_M = \frac{E_s}{B \sqrt{R_r}} \quad (1)$$

Elle est donc contradictoire avec la condition précédemment trouvée pour l'énergie maximum, et qui serait  $R_u = R_r$  ; encore plus avec la condition de tension maximum du signal, qui serait  $R_u > R_r$ . Cependant cette contradiction théorique ne doit pas être exagérée, car un compromis pratique honorable peut être trouvé aux environs de  $R_u = R_r$  : le bruit de fond est augmenté de  $\sqrt{2}$ ,

(1) Dans ce cas, la hauteur effective ne joue aucun rôle tant qu'elle est faible, car  $E_s$  est proportionnelle à  $h_{eff}$  et  $R_r$  à  $h_{eff}^2$ .

l'énergie est maximum, la tension est moitié du maximum : suivant le cas on pourra s'écarter un peu de cette condition pour gagner sur l'un ou l'autre des facteurs, mais le bénéfice ne pourra pas être considérable (1).

La sélectivité restera la même que celle d'un simple résonateur passablement amorti.

### Couplage direct sur une lampe.

6.483. — En ondes longues et moyennes, on attaque d'ordinaire la première grille d'un amplificateur, avec polarisation négative et, par suite, impédance quasiment infinie. Il n'y a donc plus ni débit, ni puissance ; et l'on pourra placer cette impédance aux bornes de la réactance d'accord, afin de bénéficier de la surtension du circuit (fig. 8). On obtiendra ainsi la tension :

$$U_s = \frac{E}{R'_a} X_a = q'_a \cdot E_a$$

$q'_a$  désignant la surtension du circuit, et l'indice prime indiquant que l'on tient compte de l'amortissement supplémentaire apporté par la réactance d'accord ; on aura toujours intérêt, aux points de vue gain et sélectivité, à augmenter ce coefficient  $q'_a$  ; mais il sera limité par les pertes et restera généralement assez notablement inférieur à celui d'un bon résonateur fermé (2).

Quant au bruit de fond, il comprendra encore, comme précédemment, les composantes provenant de l'antenne et des résistances du circuit ; lesquelles bénéficieront, comme la f.e.m. du signal, du gain dû à la surtension  $q'_a$  ; et, en outre, le souffle de la lampe introduira une f.e.m.  $B \sqrt{R_L}$ , en série dans la grille, et par conséquent non majorée par ce gain. On aura donc sur la grille la tension de bruit :

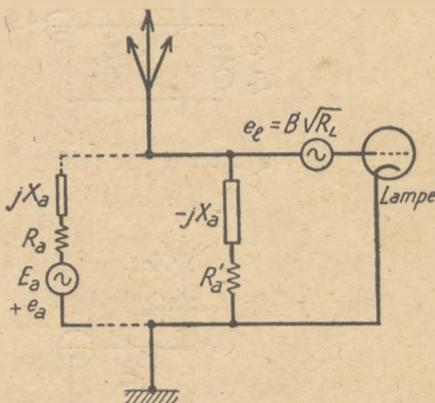


Fig. 8. — Couplage direct sur lampe.

$$U_b = B \sqrt{(NR_a + R'_a) q'^2_a + R_L}$$

(1) On retomberait d'ailleurs sur  $R_u \gg R_r$ , si l'on calculait le rapport des tensions de signal et bruit.

(2) Surtout à cause des pertes dans la descente d'antenne et dans la prise de terre. Si l'on admet les valeurs indiquées pour les « antennes fictives », on voit que la surtension du circuit d'entrée ne peut guère dépasser 50.

D'où le rapport signal/souffle :

$$\rho = \frac{U_s}{U_b} \frac{E_a}{B \sqrt{NR_a + R'_o + \frac{RL}{q'^2_a}}}$$

qui ne diffère du précédent que par  $R_L / q'^2_a$  au lieu de  $R_u$ . On voit que la surtension  $q'_a$  n'intervient pas directement pour augmenter le rapport signal/bruit, mais seulement pour ramener le bruit de la lampe au-dessous de celui de l'antenne (ce qui est facile, dès que la surtension est un peu élevée, et le facteur de bruit de l'antenne  $N_a$ , notable). Ceci fait,  $q'_a$  n'intervient plus, et on retrouve le même rapport  $\rho$  que dans le cas précédent.

### Variantes. — Couplage par circuit-bouchon.

6.484. — La fig. 9 donne quelques variantes possibles de ce

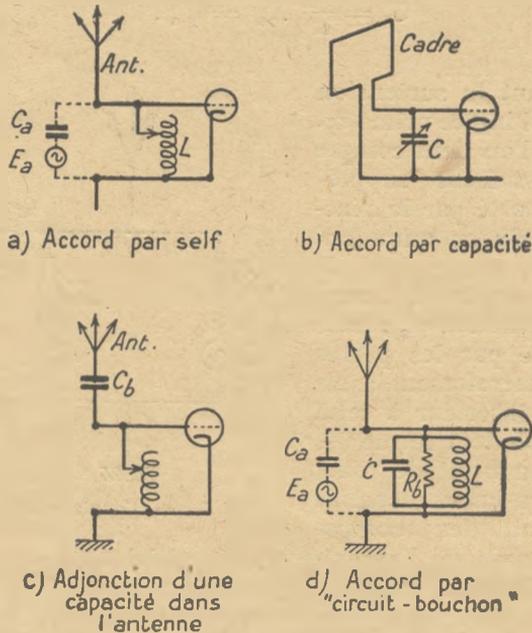


Fig. 9. — Couplages directs de l'antenne.

montage. Avec une antenne petite (par rapport à la longueur d'onde), dont la réactance est capacitive, l'accord doit se faire par adjonction d'une self-induction variable.

Au contraire, avec une antenne de longueur supérieure au quart d'onde (cas exceptionnel), ou plutôt avec un cadre (cas fréquent dans les récepteurs professionnels), l'accord se fait avec un condensateur variable.

Si la réactance de l'aérien se prête mal à l'accord ou à la réalisation d'un circuit d'entrée de surtension suffisante, on peut la modifier en ajoutant, en plus, un élément fixe. Par exemple, si les dimensions de l'antenne ne peuvent être prévues, on place souvent en série avec la borne « antenne » une capacité fixe, destinée à limiter la valeur possible de la capacité totale, qui, sans cela, pourrait devenir excessive avec une antenne très développée.

Une autre variante s'emploie parfois lorsque, au contraire, la capacité de l'antenne risque d'être trop faible et qu'elle exige une self d'accord trop grande, travaillant trop près de sa fréquence propre et par suite trop amortie et peu commode à ajuster : on peut alors placer une capacité variable en parallèle et coupler ainsi par « circuit-bouchon ». (Fig. 9, d).

Examinons le rendement de cette variante.

Soient toujours  $R_a$  et  $X_a$  la résistance et la réactance propres de l'antenne,

$L$ ,  $C$  et  $R_b$  la self, la capacité et la résistance-parallèle du circuit-bouchon.

(On sait qu'en appelant  $q$  le coefficient de surtension de ce circuit, on a :

$$R_b = q \cdot L\omega)$$

L'impédance du « bouchon » est  $Z$  donnée par :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_b} + \frac{1}{jL\omega} + jC\omega = \frac{1}{R_b} - j \frac{1 - LC\omega^2}{L\omega}$$

Et la tension aux bornes est :

$$U_s = E_a \frac{Z}{Z_a + Z} = \frac{E_a}{Z_a} \frac{1}{\frac{1}{Z_a} + \frac{1}{Z}}$$

Nous nous bornerons à discuter deux cas particuliers :

1) Si l'antenne est très petite devant  $\lambda/4$ , sa réactance est celle d'une petite capacité  $C_a$ , et sa résistance est faible. La tension aux bornes du bouchon se simplifie donc en :

$$\begin{aligned} U_s &= E_a \cdot jC_a\omega \cdot \frac{1}{jC_a\omega + \frac{1}{R_d} + \frac{1}{jL\omega} + jC\omega} \\ &= E_a \cdot jC_a\omega \cdot \frac{1}{\frac{1}{R_d} + j \left[ \frac{1}{L\omega} + (C + C_a) \right]} \end{aligned}$$

On rendra cette valeur maximum en annulant le terme imaginaire du dénominateur, c'est-à-dire en accordant l'ensemble (la capacité  $C$  nécessaire étant alors diminuée de  $C_a$  par rapport à l'accord du bouchon seul). Le rapport  $U_s/E_a$ , c'est-à-dire le « gain » du circuit d'entrée, sera alors :

$$g = \left| \frac{U_s}{E_a} \right| = \left| R_a \cdot j C_a \omega \right| = q \cdot L \omega \cdot C_a \omega = q \cdot \frac{C_a}{C}.$$

On a donc intérêt, pour recueillir le maximum de tension, à employer un circuit-bouchon de haute qualité ( $q$  élevé) et de faible capacité  $C$ .

La formule de  $U_s$  montre aussi que la sélectivité du montage est sensiblement la même que celle du circuit-bouchon seul (ce qui est normal, puisque nous avons supposé faible la résistance propre de l'antenne ; c'est évidemment une approximation assez grossière).

2) Si l'antenne est accordée et présente simplement une résistance  $R_a$  (aérien directif sur ondes courtes), la tension aux bornes du bouchon devient :

$$U_s = \frac{E_a}{R_a} \cdot \frac{1}{\left( \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_b} \right) + j \left( \frac{-1}{L \omega} + C \omega \right)}$$

maximum lors de l'accord propre du bouchon, et alors égale à :

$$U_s = E_a \frac{1}{1 + \frac{R_a}{R_b}}$$

comme si la résistance  $R_a$  de l'antenne et celle  $R_b$  du potentiomètre constituaient un potentiomètre.

On aura en général  $R_b > R_a$  et le dénominateur sera voisin de l'unité. Néanmoins, le gain  $U_s/E_a$  ne dépassera pas l'unité, et la sélectivité sera très médiocre, car  $U_s$  variera comme l'impédance du bouchon amorti par  $R_a$  en parallèle.

Nous ne discutons pas davantage cette variante ; on pourrait renouveler à son propos l'étude du rapport signal/bruit du paragraphe précédent, avec des conclusions sensiblement analogues.

## COUPLAGES INDIRECTS.

6.49. — Les divers couplages « directs » qui viennent d'être étudiés peuvent donner un certain « gain » et une sélectivité appréciable. Mais ils ont leurs possibilités limitées parce que le circuit d'antenne est toujours relativement amorti. D'autre part, l'accord de ce circuit dépend entièrement de la réactance d'antenne  $X_a$  ; si cette réactance n'est pas connue d'avance dans toute la gamme

de fréquences à recevoir --- et c'est ce qui arrive pour la plupart des antennes, sur la dimension et l'emplacement desquelles l'utilisateur requiert toujours une certaine tolérance --- il est impossible au constructeur du récepteur d'étalonner d'avance le réglage de cet accord, a fortiori de tenter une « commande unique » avec les autres éléments du récepteur.

On porte remède à ces défauts en compliquant le circuit d'entrée par l'adjonction d'un « secondaire » et parfois en sacrifiant l'accord indépendant du « primaire ». Le montage est représenté par la fig. 10. Le circuit de l'antenne est couplé avec le « secondaire »  $L_2 C_2 R_2$ ; ce couplage pouvant être soit magnétique (comme indiqué fig. 10) soit capacitif ou mixte (voir plus loin). Il introduit d'ailleurs dans le circuit d'antenne une réactance additionnelle  $X_c$ , à laquelle on peut encore ajouter, si l'on veut, une réactance de réglage  $X_b$ .

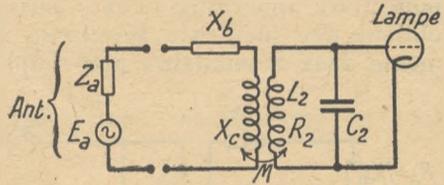


Fig. 10. — Couplage indirect.

Soient, dès lors,  $Z_1 = R_1 + j.X_1$  l'impédance, la réactance et la résistance totales du primaire ainsi constitué.

La théorie des circuits couplés est immédiatement applicable et donne pour la tension aux bornes du secondaire :

$$U_s = E_a \cdot \frac{1}{j \cdot C_2 \cdot \omega} \cdot \frac{j M \omega}{Z_1 Z_2 + M^2 \omega^2} = g \cdot E_a \cdot$$

en appelant  $g$  le gain du circuit d'entrée.

### Cas du primaire et du secondaire accordés séparément.

6.491. -- Il est facile d'accorder le secondaire en même temps que les autres circuits du récepteur (nous reviendrons sur ce point). Quant au primaire, il peut arriver qu'il ne contienne aucune composante réactive appréciable (antenne losange, feeder...) ou que l'on accepte de l'accorder séparément.

Dans ce cas très simple, les deux impédances  $Z_1$  et  $Z_2$  se réduisent aux résistances, et l'on retrouve immédiatement le résultat bien connu du gain maximum au couplage « critique »  $M^2 \omega^2 = R_1 \cdot R_2$  :

$$g_m = \frac{1}{C_2 \omega \cdot 2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot$$

que l'on peut écrire, en mettant en évidence le coefficient de surtension propre du secondaire :

$$g_m = \frac{L_2 \omega}{R_2} \sqrt{\frac{R_2}{4 R_1}} = q_2 \sqrt{\frac{R_2}{4 R_1}} \cdot$$

Suivant la remarque déjà faite, la résistance du primaire  $R_1$  est généralement assez grande et supérieure à celle d'un bon secondaire  $R_2$ ; le gain sera donc inférieur à celui  $q_2$  du secondaire seul; il pourra cependant rester supérieur à celui du primaire seul. *La présence d'un secondaire de haute qualité pourra donc être avantageuse pour le gain.*

Mais elle le sera surtout pour la sélectivité; en effet, pour un brouilleur de fréquence différente, les réactances  $X_1$  et  $X_2$  vont reparaître dans les  $Z$  et diminuer le gain. Cette variation a été étudiée; on sait qu'aux environs du couplage critique, au besoin un peu en-dessous, pour effiler la courbe, ou un peu en-dessus, pour faire apparaître deux « bosses » et élargir la courbe — on obtient une meilleure sélectivité qu'avec un seul résonateur, ou même deux résonateurs non-couplés.

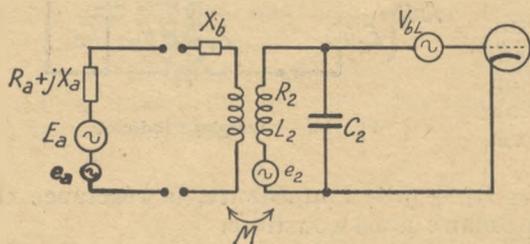


Fig. 11. — Calcul du bruit dans le cas du couplage indirect.

Il reste à examiner l'effet du secondaire sur le bruit de fond. Reprenons ce calcul en tenant compte des sources de bruit externes et internes (y compris, naturellement, la nouvelle source de bruit constituée par la résistance du secondaire).

Représentons toujours (fig. 11) les parasites extérieurs par une majoration  $N$  (facteur de bruit) de l'énergie de bruit qui serait apportée par la résistance de rayonnement seule. La f.e.m. de bruit dans le primaire sera :

$$e_{bl} = B \sqrt{(N - 1) \cdot R_r + R_1}.$$

Cette f.e.m. éprouvera le même gain que la f.e.m. du signal et donnera donc aux bornes du secondaire la tension :

$$v_{bl} = g \cdot B \sqrt{(N - 1) R_r + R_1}.$$

Il s'y ajoute évidemment la tension de bruit résultant de la résistance propre du secondaire. Si celui-ci était seul, cette tension de bruit correspondrait à sa résistance propre « en bouchon » et serait :

$$B \sqrt{R_2 \frac{L_2^2}{R_2}}.$$

mais il faut tenir compte ici du couplage avec le primaire, lequel diminue la surtension du secondaire en y « ramenant » une résistance  $\frac{M^2}{R_1}$ .

Ce qui revient à dire qu'une partie de l'énergie de bruit du secondaire est dissipée dans le primaire et qu'il reste seulement aux bornes la tension :

$$v_{b2} = B \sqrt{R_2} \frac{L_2 \omega}{\left(R_2 + \frac{M_2^2 \omega^2}{R_1}\right)}$$

Enfin, il s'ajoutera aussi, sur la grille de la lampe, la tension de bruit correspondant à sa propre « résistance équivalente », c'est-à-dire :

$$v_{L_1} = B \sqrt{R_L}$$

Additionnant quadratiquement ces trois tensions de bruit, nous avons au total :

$$U_b = B \sqrt{g^2 (N-1) R_r + g^2 R_1 + R_2 \frac{L^2 \omega^2}{\left(R_2 + \frac{M^2 \omega^2}{R_1}\right)^2} + R_L}$$

Le rapport signal/bruit vaut donc :

$$\frac{U_s}{U_b} = \frac{E_s}{B \sqrt{(N-1) R_r + R_1 + \frac{L^2 \omega^2 \cdot R_1^2 R_2}{g^2 (R_1 R_2 + M^2 \omega^2)^2} + \frac{R_L}{g^2}}}$$

Tenant compte de la valeur particulière du gain à l'accord,

$$g = \frac{L_2 \omega \cdot M \omega}{(R_1 R_2 + M^2 \omega^2)}$$

ce rapport s'écrit :

$$\frac{U_s}{U_b} = \frac{E_s}{B \cdot \sqrt{R_1}} \times \sqrt{1 + \frac{(N-1) R_r}{R_1} + \frac{R_1 R_2}{M^2 \omega^2} + \frac{R_r}{R_1} \times \frac{(R_1 R_2 + M^2 \omega^2)^2}{L^2 \omega^2 \cdot M^2 \omega^2}}$$

On voit tout de suite que le premier facteur représente le maximum théorique du rapport signal/bruit avec le primaire employé ; le second facteur représente sa diminution, et il varie avec le couplage  $M\omega$  d'une façon assez compliquée ; on voit par exemple :

— que si  $R_L$  était nul, le quatrième terme du dénominateur disparaîtrait, et on aurait avantage à augmenter le couplage  $M\omega$ , sinon indéfiniment, du moins au-delà de la valeur critique ;

— que si, au contraire,  $R_2$  tendait vers zéro, le troisième terme du dénominateur disparaîtrait, le quatrième se réduirait à :

$$\frac{R_L}{R_1} \times \frac{M^2 \omega^2}{L^2 \omega^2}$$

et l'on aurait, au contraire, avantage à diminuer  $M$  (cela s'interprète physiquement en notant que si le secondaire a une sur-tension infinie, il suffit de le coupler très faiblement et cela diminue la « résistance ramenée ») ;

— que, dans le cas général où ni  $R_L$  ni  $R_2$  ne sont négligeables, les deux termes agissent en sens inverse pour faire passer  $M\omega$  par une valeur optimum ; mais *cette valeur n'est plus* le « couplage critique ».

Pour évaluer l'importance de la correction résultante, écrivons le radical au dénominateur sous la forme :

$$1 + \frac{(N-1)R_r}{R_1} + \frac{R_1 R_2}{M^2 \omega^2} \left( 1 + \frac{R_L}{L^2 \omega^2 / R_2} \right) + 2 R_L \frac{R_2}{L^2 \omega^2} + \frac{R_L M^2 \omega^2}{R_1 L^2 \omega^2}$$

et (comme certains auteurs, FRANZ, etc.), appelons :

—  $b$  le rapport de bruit du primaire en tenant compte de l'antenne et des parasites externes ajoutés :

$$b = 1 + \frac{(N-1)R_r}{R_1}$$

(il sera généralement du même ordre de grandeur que  $N$ ),

—  $\alpha$  le rapport de la résistance de bruit de la lampe, à la résistance-bouchon du secondaire seul :

$$\alpha = \frac{R_L}{L^2 \omega^2 / R_2},$$

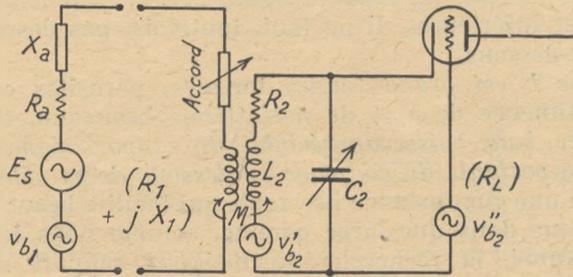
—  $n$  l'indice de couplage

$$n = \frac{M\omega}{\sqrt{R_1 R_2}}.$$

Le radical s'écrit alors :

$$\left( b + \frac{1 + \alpha}{n^2} + 2\alpha + \alpha \cdot n^2 \right).$$

Expression simple, dont on tire aisément (fig. 12) les variations du rapport signal/bruit, en fonction de  $n$ ,  $b$ ,  $\alpha$ .



$$b = 1 + \frac{(N-1)R_v}{R_1} \quad \alpha = \frac{R_L}{\left(\frac{L_2^2 \omega^2}{R_2}\right)} \quad n = \frac{M \omega}{\sqrt{R_1 R_2}}$$

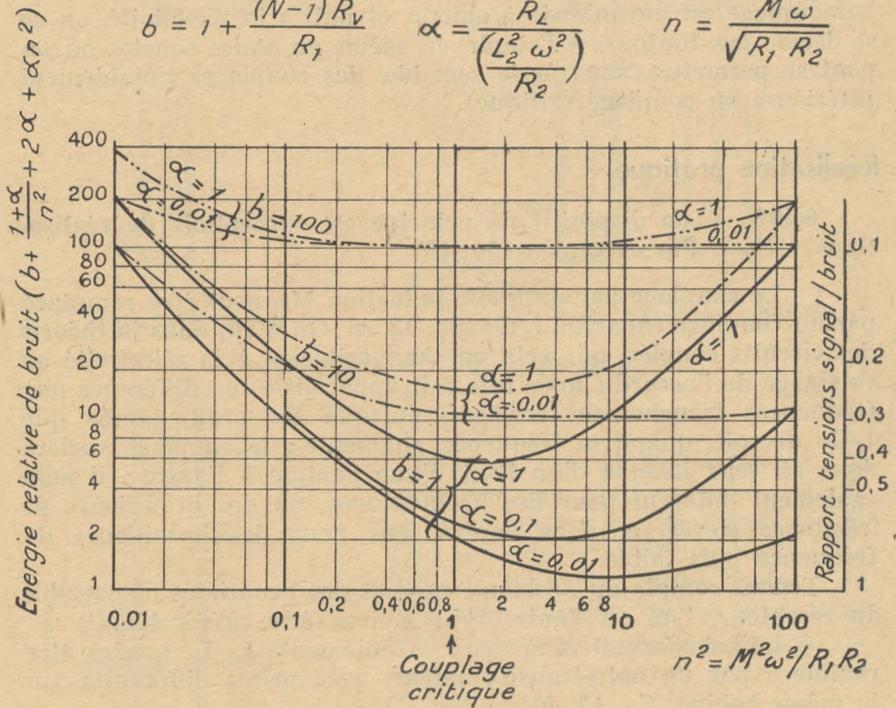


Fig. 12. — Couplage de l'antenne par secondaire.

Lorsque  $b$  est petit (valeur minimum voisine de 1) ces variations sont relativement prononcées ; pour une faible valeur de  $\alpha$ , c'est-à-dire  $R_L$  petit devant la résistance-parallèle du secondaire, on vérifie l'intérêt de surcoupler fortement ; ce serait peut-être le cas en ondes courtes. Par contre, dès que  $\alpha$  est voisin de l'unité ( $R_L$  du même ordre que la résistance-parallèle du secondaire), la différence s'atténue, et le couplage critique  $n = 1$  (donnant le maximum de gain) ne correspond pratiquement pas

à une baisse sensible du rapport signal/bruit : c'est le cas en ondes métriques et inférieures. Il ne faut, toutefois, pas descendre notablement au-dessous.

*Lorsque  $b$  est grand* (ondes longues, parasites externes intenses), l'influence de  $\sigma$  et de  $n$  s'atténue beaucoup, et l'on peut se permettre, sans baisse appréciable du rapport signal/bruit, une réduction importante du couplage en-dessous de sa valeur critique.

C'est là une circonstance favorable qui facilite beaucoup la commande unique dans une large gamme, comme nous le verrons.

*En résumé*, la recherche du meilleur rapport signal/bruit conduit théoriquement à un couplage optimum, plus élevé que le couplage critique donnant le gain maximum. Mais le bénéfice obtenu par ce surcouplage est faible ; et comme, d'autre part, ce surcouplage est incommode à obtenir et nuit à la sélectivité, on ne se décide pas toujours à l'employer, même en ondes courtes où on peut se permettre, sans perte sensible, des couplages notablement inférieurs au couplage critique).

### Réalisation pratique.

6.492. — Ce dispositif de principe est susceptible de réalisations variées. Par exemple : (fig. 13)

— Le couplage par mutuelle induction  $M\omega$  peut être remplacé par un couplage capacitif  $1/C\omega$  (fig. 13, *a*). On a vu, dans la théorie des circuits couplés, que cela ne changeait rien à la sélectivité au voisinage de l'accord ; mais cela fait apparaître une différence aux fréquences franchement écartées, puisque  $M\omega$  croît, tandis que  $1/C\omega$  décroît, quand la fréquence augmente ; le couplage variera donc en sens inverse d'un bout d'une gamme à l'autre ; il sera également différent pour des harmoniques, ou des brouilleurs de fréquence élevée, et dans l'autre sens pour des brouilleurs de fréquence plus faible.

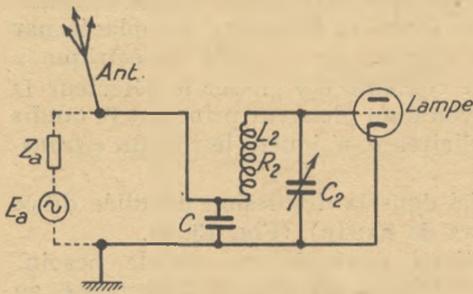
Tenant compte du problème posé et des propriétés d'ensemble du récepteur, l'un ou l'autre type pourra être préférable (1).

— Le transformateur à deux enroulements  $L_1$   $L_2$  pourra être remplacé par un auto-transformateur, avec prises différentes sur la même bobine (fig. 13, *b*).

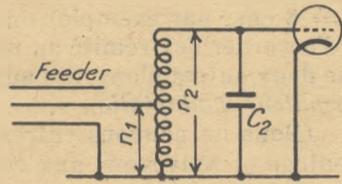
Si l'on admet que ce transformateur est parfait (sans pertes ni fuites), l'adaptation sera obtenue, comme on sait, en donnant aux nombres de tours primaire et secondaire  $n_1$  et  $n_2$  un rapport égal à la racine carrée du rapport des impédances :

$$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}$$

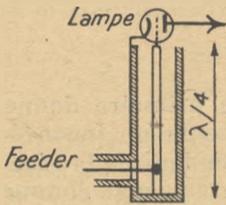
(1) On notera que la capacité de couplage  $C$  change l'accord du secondaire et que, si celui-ci doit être réglé par commande unique avec d'autres ayant la même capacité variable  $C_s$ , il faut ajouter dans tous une capacité fixe de la correction en série.



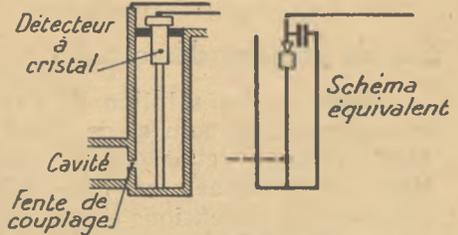
a) Couplage indirect par capacité



b) Couplage indirect par auto-transformateur



c) Ondes métriques



d) Ondes 10 cm

Couplage par ligne co-axiale

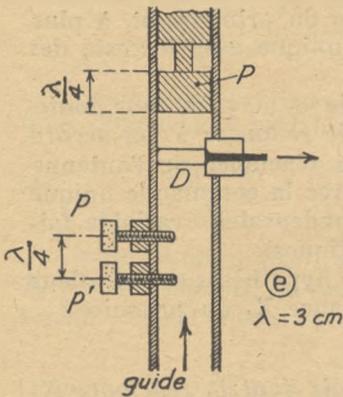


Fig. 13.

Dans le cas où l'enroulement du transformateur sert en même temps de self-induction du résonateur secondaire accordé, la résistance  $R_2$  de cette formule doit être prise égale à la résistance-bouchon de ce résonateur (éventuellement diminuée par la résistance d'entrée de la lampe placée en shunt).

Toutefois cette hypothèse de l'absence de fuites étant généralement assez éloignée de la réalité, le nombre de tours primaire, ainsi calculé, n'est qu'approximatif, et il sera toujours nécessaire d'en prévoir la retouche expérimentale.

— Ce même autotransformateur peut enfin, sur ondes courtes, être remplacé par un tronçon de ligne, ou tube coaxial, de longueur ajustée pour l'accord (environ  $\lambda/4$ , avec prise de sortie à l'extrémité et prise intermédiaire au point convenable pour adapter le feeder primaire : c'est l'entrée type du récepteur « radar » (fig. 13, c et d).

Ce schéma de principe évolue en arrivant aux ondes centimétriques : le couplage se fait par fente, la lampe est remplacée par un détecteur à cristal ; si l'on emploie un « guide diélectrique » ( $\lambda = 3$  cm., par exemple) on se contente d'y glisser le détecteur D et d'accorder l'extrémité au moyen d'un plongeur principal P, tandis que deux autres plongeurs auxiliaires  $p, p'$  jouent le rôle de « transformateur d'adaptation ».

(Nous ne pouvons entrer ici dans la discussion détaillée de ce montage et renvoyons aux cours de RADAR). (Fig. 13, e).

Enfin, toutes ces réalisations peuvent, en cas de besoin, être modifiées pour devenir *symétriques* par rapport à la masse, au cas où l'antenne et le feeder le seraient et où l'on tiendrait à conserver cette symétrie. Mais c'est une assez grande complication, et on préfère généralement passer par l'intermédiaire de montages transformateurs « symétriques/dissymétriques » spéciaux.

### Cas du primaire désaccordé.

6.493. — La solution de l'accord séparé du primaire donne le maximum de gain et de sélectivité, mais présente un inconvénient pratique : cet accord est essentiellement dépendant de la réactance de l'antenne ; or, cette réactance est souvent mal connue d'avance (les dimensions et la forme de l'antenne sont fixées suivant les possibilités d'installation locale, les obstacles voisins réagissent sur elle) et peut varier dans le temps (notamment avec les conditions atmosphériques, pluie, neige...). Il est donc impossible d'étalonner une fois pour toutes le réglage du primaire et, à plus forte raison, de l'assurer par commande unique avec le reste des circuits.

On a donc recherché s'il serait possible — au prix, sans doute, d'une perte de gain et de sélectivité — de renoncer à cet accord séparé et de compenser plus ou moins la réactance de l'antenne par le réglage du secondaire, compatible avec la commande unique (c'est-à-dire, en fait, avec l'emploi d'un condensateur variable faisant partie du même bloc à cellules identiques).

Cette étude exige évidemment quelques hypothèses sur la valeur relative de la résistance  $R_1$  et de la réactance  $X_1$  du primaire :

#### PREMIER CAS

*Primaire non exactement accordé, mais dont la réactance  $X_1$  reste faible vis-à-vis de la résistance  $R_1$ .*

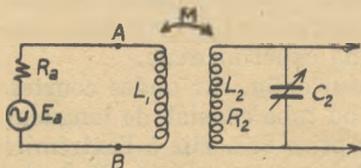


Fig. 14.

(Par exemple aérien dirigé type losange, relié au récepteur par un feeder de résistance caractéristique 100 ohms environ et attaquant un transformateur à faible self) (fig. 14).

La réactance du primaire est alors :  $X_1 = L_1 \omega$   
avec :

$$q_1 = \frac{L_1 \omega}{R_1} < 1 .$$

Au contraire, le secondaire possède une haute surtension :

$$q_2 = \frac{L_2 \omega}{R_2} \gg 1 .$$

On a donc le gain :

$$g = \frac{1}{j C_2 \omega} \times \frac{j M \omega}{[R_1 R_2 + M^2 \omega^2 - X_1 X_2] + j [R_2 X_1 + R_1 X_2]}$$

et le transformateur « ramène » au primaire l'impédance :

$$Z_r = \frac{M^2 \omega^2}{R_2 + j X_2} = \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + X_2^2} \times R_2 + j \frac{-M^2 \omega^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2 .$$

Dans ce cas particulier, l'une des conditions les plus importantes est d'éviter les ondes stationnaires sur le feeder et pour cela de faire que l'impédance apparente du transformateur d'entrée soit égale à sa résistance caractéristique ; il faut donc que la réactance ramenée compense la self du transformateur et que la résistance ramenée soit égale à  $R_1$  (on néglige la résistance du primaire) ; d'où :

$$R_2 \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + X_2^2} = R_1 ; \quad \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2^2 = X_1 .$$

Combinons ces deux relations ; éliminons d'abord  $R_2^2 + X_2^2$ , nous obtenons la variante :

$$(1) \quad \frac{M^2 \omega^2 R_2}{R_1} = \frac{M^2 \omega^2 X_2}{X_1} , \quad R_2 X_1 - R_1 X_2 = 0 .$$

cette relation exprime la correction de la réactance primaire  $X_1$  par le désaccord du secondaire  $X_2$  ; si  $X_1$  est petit,  $X_2$  l'est aussi ; lorsque  $X_1$  est une simple self, on obtient :

$$(1 \text{ bis}) \quad X_2 = L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} = \frac{R_2}{R_1} X_1 = R_2 \frac{L_1 \omega}{R_1} = L_2 \omega \times \frac{q_1}{q_2} ;$$

$$0 = (L_2) \left( 1 - \frac{q_1}{q_2} \right) \omega - \frac{1}{C_2 \omega} .$$

Si la self des autres résonateurs est  $L$ , il suffira donc de prendre  $L_2 = \frac{L}{1 - \frac{q_1}{q_2}}$

sans changer la valeur de  $C_2$  (c'est-à-dire en conservant la commande unique...).

La connaissance de  $X_2$  nous donne ensuite le couplage :

$$M^2 \omega^2 = \frac{R_1}{R_2} (R_2^2 + X_2^2) = R_1 R_2 + \frac{R_1}{R_2} \times q_1^2 R_2^2 = R_1 R_2 (1 + q_1^2)$$

qui correspond au couplage :

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{1 + q_1^2}{q_1 q_2}}$$

valeur supérieure à celle requise avec primaire accordé  $k = 1/q_1 q_2$ , mais de peu si  $q_1 < 1$ .

Enfin, ces conditions donnent pour le gain :

$$(2) \quad g_M = \frac{1}{j C_2 \omega} \times \frac{1}{2 \sqrt{R_1 R_2}}$$

qui est du même ordre que le gain avec primaire accordé (1).

On en conclut qu'un léger désaccord du primaire n'a pas d'inconvénient, si on le compense par une retouche convenable de la réactance secondaire.

En général,  $q_2$  sera choisi aussi élevé que les dimensions ou la sélection le permettent ; il restera donc à déterminer  $k$  ou  $q_1$  ; on pourra :

— soit se donner  $k$ , en prenant une valeur commode à réaliser et satisfaisante au point de vue signal/bruit, par exemple  $k = 0,6$ , et on en tirera :

$$L_1 \omega = R_1 q_1 = \frac{R_1}{k^2 q_2} ;$$

— ou bien utiliser le degré de liberté restant pour étendre à la plus large gamme possible la condition d'adaptation posée pour une seule fréquence ; en effet la résistance « ramenée » par le couplage dans le primaire s'écrit, en tenant compte de (1 bis) :

$$R'_1 = R_2 \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + X_2^2} = R_2 \frac{k^2 L_1 L_2 \omega^2}{R_2^2 + q_1^2 R_2^2} = R_1 k^2 \frac{q_1 q_2}{1 + q_1^2} = R_1 k^2 \frac{q_1^2}{q_1 + 1/q_1}$$

Lorsque la fréquence varie ( $R_1$  restant fixe),  $q_1$  varie proportionnellement ; il y a donc intérêt à faire  $q_1 = 1/q_1$  vers le milieu

(1) Et que l'on trouve parfois écrit de manières un peu différentes ; par exemple on peut remplacer  $1/C_2 \omega$  par  $L_2 \omega (1 - q_1/q_2)$  à l'accord, d'où :

$$g = \frac{1}{2} \times \frac{L_2 \omega}{R_2} \times \left(1 - \frac{q_1}{q_2}\right) \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = \frac{1}{2} (q_2 - q_1) \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$$

de la gamme (ou un peu sur un côté, si l'on veut corriger une variation quelconque, par exemple de  $q_2$ ) ; d'où, pour  $R'_1 = R_1$  :

$$k^2 = \frac{2}{q_2},$$

sous réserve, naturellement, que cette valeur soit acceptable au point de vue rapport signal/bruit.

On peut aussi employer un autotransformateur, et on retombe sur le schéma fig. 6, mais cette fois en tenant compte des fuites du transformateur imparfait (coeff.  $k < 1$ ).

On peut aussi naturellement transposer en ondes très courtes avec transformateur à ligne ou guide.

### DEUXIÈME CAS

*La réactance de l'airien l'emporte de beaucoup sur sa résistance :  $Z_1$  se réduit à  $jX_1$  (de signe quelconque).*

On a dès lors pour le gain la valeur :

(3)

$$(g) = \frac{1}{jC_2\omega} \times \frac{X_c}{(jX_1)(R_2 + jX_2) + X_c^2} = \frac{1}{jC_2\omega} \times \frac{X_c}{(X_c^2 - X_1 X_2) + jR_2 X_1}$$

La variable étant l'accord  $X_2$  du dénominateur, on rendra le gain maximum en annulant le premier terme au dénominateur par :

(3 bis)

$$X_2 = \frac{X_c^2}{X_1}$$

c'est-à-dire qu'au lieu d'accorder le secondaire comme s'il était seul ( $X_2 = 0$ ), on retouchera cet accord pour compenser la réactance du primaire. Ceci fait, le gain prendra sa valeur maximum :

(4)

$$|g_M| = \frac{1}{C_2\omega R_2} \times \frac{X_c}{X_1}.$$

Comme  $(1/C_2\omega)$  est (à la retouche d'accord près) de l'ordre de  $(L_2\omega)$ , le premier facteur est de l'ordre de  $q_2$ , donc relativement grand.

Le gain pourra donc être élevé, si le rapport  $X_c/X_1$  est suffisant ; mais d'après (3 bis) cela signifie aussi que le désaccord introduit par le primaire est grand ; il risquera alors d'être difficile à compenser :

— soit, pour une antenne donnée, parce que la compensation exprimée par (3 bis) n'est pas réalisable dans une gamme étendue, par commande unique, sans complications ;

— soit parce que le récepteur doit pouvoir s'accommoder d'antennes variées, donc de valeurs très élastiques pour  $X_1$ .

Comme le but essentiel du montage « à primaire désaccordé » est précisément d'atténuer la réaction de l'antenne et de permettre la commande unique, on est toujours conduit à garder un couplage  $X_c$  faible, pour limiter le désaccord (3 bis), quitte à perdre sur le gain (3) que l'on rattrapera ultérieurement par un excès d'amplification.

Il est facile de voir que la sélectivité du montage se réduit alors à celle du secondaire seul ; en effet, cette sélectivité n'est autre chose que la variation du gain (3), c'est-à-dire la variation de son dénominateur, lorsque la pulsation  $\omega$  s'écarte de sa valeur  $\omega_0$  donnant le gain maximum. Or, tant que l'on s'en tient aux petits désaccords, la variation de  $X_2$  est :

$$X_2 + \Delta X_2 = 2 L_2 (\omega_0 + \Delta\omega) ;$$

si, en vertu de (3 bis),  $X_2$  est initialement choisi pour annuler le premier terme au dénominateur, on aura pour le désaccord ultérieur  $\Delta\omega$  :

$$- X_1 \cdot \Delta X_2 + j R_2 X_1 ;$$

le rapport des deux termes est donc :

$$\frac{\Delta X_2}{R_2} = \frac{2 L_2}{R_2} \cdot \Delta\omega$$

comme si l'on avait le secondaire seul.

Imaginons maintenant que l'on ait à supporter un changement de réactance de l'antenne : par exemple que  $X_1$  passe à  $2 X_1$  sans que l'on change la correction (3 bis). Le premier terme du dénominateur de (3) n'est plus nul, mais égal à :

$$(X_c^2 - 2 X_1 X_2) = (X_c^2 - X_1 X_2) - X_1 X_2 = - X_1 X_2 = - X_c^2.$$

On n'est donc plus accordé sur le sommet de la courbe de sélectivité, mais sur le flanc, avec une perte de gain et une « contre-sélectivité » dans le rapport du nouveau dénominateur (module  $= \sqrt{X_c^4 + (R_2 X_1)^2}$ ) à l'ancien ( $R_2 X_1$ ), c'est-à-dire :

$$r = \sqrt{1 + \left(\frac{X_c^2}{R_2 X_1}\right)^2}.$$

Pour limiter cette perte, on est donc encore conduit à limiter le couplage  $X_c$ . Par exemple si elle ne doit pas dépasser 3 dB, il faut que :  $X_c^2 \ll R_2 X_1$ ,

d'où le gain maximum :

$$g_M \leq \frac{1}{C_2 \omega R_2} \times \sqrt{\frac{R_2 X_1}{X_1}}$$

qui est très voisin de :

$$(5) \quad g_M \leq \sqrt{\frac{L_2^2 \omega^2}{R_2 X_1}} \text{ c.-à-d. } \sqrt{\frac{R_{p2}}{X_1}}$$

en appelant  $R_{p2}$  l'impédance-bouchon du secondaire.

Pour peu que la réactance  $X_1$  de l'antenne soit réellement importante,  $R_{p2}$  ne sera pas beaucoup plus grand et *le gain sera donc relativement faible* : c'est la rançon prévue de ce dispositif.

Enfin, si, au lieu du gain, nous calculions le rapport signal/bruit, nous pourrions reprendre les considérations précédentes sur le transformateur accordé : l'expression du gain sera différente et, par suite, sur la grille de la première lampe, le rapport des bruits externes (et bruits internes du 1<sup>er</sup> circuit) à ceux du secondaire et de la lampe sera quelque peu changé. Les conclusions n'en subsisteront pas moins :

*En ondes courtes et très courtes*, les bruits internes étant prépondérants, il y aura lieu de choisir une lampe à faible souffle, un très bon circuit d'entrée et de ne pas trop diminuer le couplage et le gain.

*En ondes moyennes et longues*, au contraire, les parasites atmosphériques externes sont tellement prépondérants que l'on peut se relâcher des précautions concernant les bruits internes et notamment *tolérer un couplage et un gain réduits*, en faveur de la commande unique. (Il y a cependant une limite à ne pas dépasser...).

Nous allons appliquer ces considérations aux deux cas types du *cadre* (réactance  $X_1$  positive) et de la *petite antenne* (réactance  $X_1$  négative).

### Cadre désaccordé.

6.494. — Soit (fig. 15) un cadre de self  $L_a$  que l'on ne veut pas accorder et que l'on couple par l'intermédiaire d'un transformateur de self primaire  $l_1$ , avec self secondaire  $L_2$  accordées par  $C_2$ . Les résistances au primaire sont supposées négligeables. On a :

$$X_1 = L_a \omega = (L_a + l_1) \omega,$$

$$X_c = M \omega = (k \cdot \sqrt{l_1 \cdot L_2}) \omega.$$

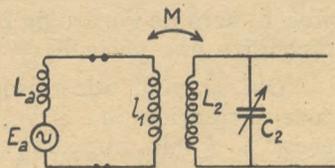


Fig. 15. — Cadre non accordé.

La condition (3 bis) d'accord du secondaire devient donc :

$$X_2 = L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} = \frac{X_c^2}{X_1} = \frac{k^2 l_1 L_2 \omega^2}{(L_a + l_1) \omega}$$

$$(6) \quad \text{ou : } L_2 \left( 1 - \frac{k^2 l_1}{L_a + l_1} \right) - \frac{1}{C_2 \omega} = 0.$$

Nous retrouvons une correction facile, parce que valable dans toute la gamme, sans changer la capacité  $C_2$ , simplement par une augmentation de valeur de la self  $L_2$ . D'autre part, la self  $L_a$  du cadre étant fixe et stable, aucun dérèglement n'est à craindre.

Le gain maximum est (d'après 4) :

$$g_m = \frac{1}{C_2 \omega R_2} \times \frac{k \sqrt{l_1 L_2} \cdot \omega}{(L_a + l_1) \omega} = \frac{L_2 [1 - k^2 l_1 / (l_1 + L_a)]}{R_2} \times \frac{k \sqrt{l_1 L_2}}{L_a + l_1}$$

$$(6) \quad = q_2 \sqrt{\frac{L_2}{L_a}} \times \frac{k \left[ 1 - \frac{k^2 l_1}{L_a + l_1} \right]}{\sqrt{\frac{L_a}{L_2}} + \sqrt{\frac{l_1}{L_a}}} = q_2 \sqrt{\frac{L_2}{L_a}} \times K.$$

Si les paramètres  $k$  et  $l_1$  sont disponibles, on rendra ce gain « maximum maximorum » en donnant au facteur  $K$  la valeur la plus élevée possible ; il suffit de tracer quelques courbes (fig. 16) pour situer cette valeur :

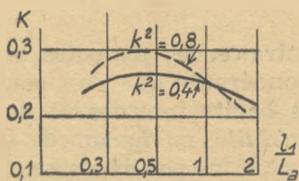


Fig. 16. — Variation du gain du cadre non accordé.

Si  $k$  peut atteindre 0,9 à 1 (transformateur à fer),  $K$  est maximum et égal à 0,3 pour  $l_1 = 0,4 L_a$ .

Si  $k$  ne dépasse pas 0,6 à 0,7 (transformateur sans fer),  $K$  est maximum et égal à 0,25 vers  $l_1 = 0,6 L_a$ .

Il est utile de comparer ces résultats à ceux que donnerait l'accord direct du cadre : le gain serait alors égal à son coefficient de surtension  $q_A$ . Y a-t-il avantage à coupler par transformateur ?

*Non*, si le cadre est un bon cadre, à haute surtension et grand nombre de tours  $N$ , connecté par des fils courts. Dans ce cas, en effet,  $L_a$  sera de l'ordre de  $L_2$ ,  $q_A$  de l'ordre de  $q_2$ , et l'expression (6) introduira une perte  $K = 0,3$  sans aucune contrepartie.

*Oui*, si, pour une raison quelconque, le cadre n'a qu'une mauvaise surtension ( $q_A < q_2$ ) ou si, devant être relié par un long feeder à faible impédance, il ne peut avoir qu'une faible self ( $L_a < L_2$ , cas des cadres dans la mâture des navires ou à l'extérieur des sous-marins). Alors le transformateur permet une adap-

dation correctrice satisfaisante ; en effet, si le nombre de tours  $N$  du cadre décroît, la f.e.m. captée décroît en proportion, et la self comme  $1/N^2$ , donc le rapport  $\sqrt{L_2/L_a}$  croît comme  $1/N$  et, dans l'expression (6), peut donner un avantage.

Il ne faut cependant pas oublier que nous avons négligé ici les résistances au primaire ; or, si la self  $L_a$  diminue trop (entraînant  $L_1$ ), la résistance finira par devenir appréciable et alors introduira une perte et surtout une composante de *bruit* néfaste (*même en ondes moyennes*, car la hauteur effective et la résistance de rayonnement d'un cadre à faible nombre de tours tombent à des valeurs ridiculement faibles, et la f.e.m. de bruits externes, même avec un niveau élevé de parasites atmosphériques, cesse de dominer les bruits internes).

### Petite antenne désaccordée.

6.495. — Par « petite », nous entendons « plus courte que le quart d'onde » et, par conséquent, dont la réactance est une capacité :  $C_a$ .

La formule (3 bis) suggère alors un *couplage par capacité*  $\gamma$  (fig. 17) de manière que la correction de l'accord puisse être faite une fois pour toutes dans la gamme ; en effet si :

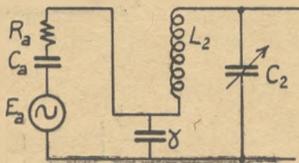


Fig. 17. — Couplage capacitif. Petite antenne désaccordée.

$$\begin{cases} X_1 = -\left(\frac{1}{C_a\omega} + \frac{1}{\gamma\omega}\right) \\ X_c = \frac{1}{\gamma\omega} \end{cases}$$

(3 bis) donne :

$$X_2 = L_2\omega - \left(\frac{1}{C_2\omega} + \frac{1}{\gamma\omega}\right) = \frac{(1/\gamma\omega)^2}{-\left(\frac{1}{C_a} + \frac{1}{\gamma}\right)\omega}$$

$$\text{d'où : } L_2\omega - \left(\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_a + \gamma}\right) \frac{1}{\omega} = 0.$$

Si donc  $C_a$  est connue et fixe, on pourra assurer la correction par un « alignement » du circuit secondaire (tous les autres accordés avec la même capacité  $C_2$  devant être corrigés par l'adjonction en série d'une capacité fixe égale à  $(C_a + \gamma)$  (1)).

(1) Du moins en principe ; car si le couplage est faible, comme cela a lieu généralement, le désaccord résultant peut être assez petit pour rendre superflue cette précaution.

Toutefois cette tactique risque d'être mise en défaut si la capacité d'antenne  $C_a$  est susceptible de changement, à moins qu'on ne rende  $\gamma \gg C_a$ , par exemple 10 à 100 fois  $C_a$ , c'est-à-dire que que le couplage sera faible, avec, ici encore, réduction du gain ; d'après (4) on aura :

$$(6) \quad g_m = \frac{1}{C_2 \omega R_2} \times \frac{1/\gamma \omega}{\left(\frac{1}{C_a} + \frac{1}{\gamma}\right) \frac{1}{\omega}} = \frac{1}{C_2 \omega R_2} \times \frac{C_a}{\gamma + C_a}.$$

Le premier facteur est de l'ordre de  $q_2$ , mais si le second est

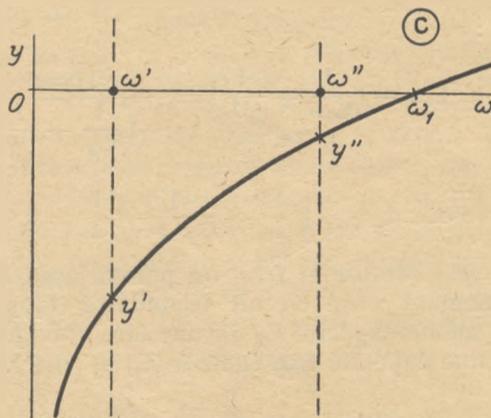
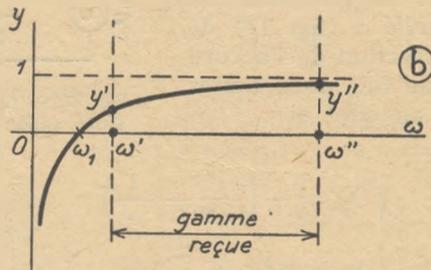
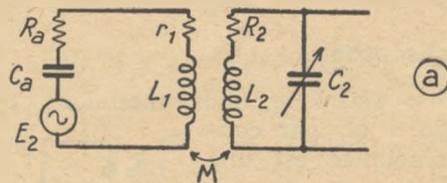


Fig. 18. — Petite antenne désaccordée avec couplage magnétique.

réduit à 0,1 ou 0,01 le gain sera faible, parfois même inappréciable, ce qui contre-indique ce montage en radio-diffusion.

Le couplage magnétique (fig. 18) n'est cependant pas à proscrire d'après (3 bis) ; si on l'emploie, il faudra seulement, ou tolérer une variation du gain dans la gamme, ou changer la nature de la réactance  $X_1$  en ajoutant une self suffisante.

On a en effet en tenant compte de la self primaire :

$$\underline{X_1} = \left( L_1 \omega - \frac{1}{C_a \omega} \right) = L_1 \omega \left( 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right),$$

en appelant  $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_a}}$  la pulsation propre du circuit primaire ; dire que le primaire est désaccordé, c'est dire que cette pulsation se trouve en dehors de la gamme à recevoir, (soit de  $\omega'$  à  $\omega''$ ) ; elle peut être d'un côté ou de l'autre (fig. 11 b et c).

Si la self d'antenne  $L_1$  est assez forte pour que l'onde propre du circuit d'antenne, soit plus longue que toutes les ondes à recevoir,  $\omega_1 < \omega'$  et le facteur :  $y = \left( 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right)$  varie relativement peu dans cette gamme ; par exemple, si  $\omega_1 = \omega'/2$ , de  $y' = 0,75$  à  $y'' = 0,97$  dans une gamme de rapport  $\omega''/\omega' = 3$ .

Au contraire, si la self  $L_1$  est faible, le circuit d'antenne sera désaccordé du côté des ondes courtes,  $\omega_1 > \omega''$  et le facteur  $y$  sera plus grand et plus variable ; par exemple, si  $\omega_1 = 2 \omega''$ , de  $y'' = -3$  à  $y' = -35$ .

La condition de retouche d'accord (4) :

$$X_2 = \left( L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} \right) = \frac{M^2 \omega_2}{L_1 \omega y} \left( L_2 - \frac{M^2}{L_1 y} \right) \omega - \frac{1}{C_2 \omega} = 0$$

correspondra donc à une retouche de  $L_2$  variable avec  $y$ , c'est-à-dire avec  $\omega$  et  $C_2$ . On ne pourra  $y$  satisfaire exactement par construction, mais seulement *approximativement* en certains points :

— naturellement, vers le milieu de la gamme, pour une valeur choisie  $y_0$ , en remplaçant

$$(L_2)_0 = \frac{1}{C_2 \omega} \text{ par } L_2 = \frac{1}{C_2 \omega} + \frac{M^2}{L_1 y_0} = \left( \frac{1}{C_2 \omega} \right) \left[ 1 + \frac{M^2}{L_1 (L_2)_0 y_0} \right];$$

— ou en deux points, par l'artifice d'un ou de deux condensateurs supplémentaires, comme on le verra pour l'alignement du superhétérodyne.

Mais cette correction demeurera illusoire si  $C_a$  est sujet à variations notables suivant l'installation de l'antenne, ce qui est

le cas le plus général. Il n'y aura alors d'autre ressource que de conserver à cette correction une très petite valeur, de manière que, même imparfaite, elle ne modifie pas sensiblement le gain et la sélectivité. Cela revient encore une fois à *maintenir un couplage faible*, par exemple  $k = 0,1$  (1).

Dans ces conditions, le gain maximum (4) :

$$g_m = \frac{1}{C_2 \omega R_2} \times \frac{X_c}{X_1} = \frac{1}{C_2 \omega R_2} \times \frac{k \sqrt{L_1 L_2}}{L_1 y} = q_2 \cdot \frac{k}{y} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$$

sera forcément faible aussi :

Pour  $\omega_1 > \omega''$  (*faible self primaire*) on peut avoir  $L_2 > L_1$  mais  $y$  varie de 3 à 35 et, même avec  $q_2 = 100$ , on ne dépassera pas un gain de quelques unités, avec *forte variation* dans la gamme.

Pour  $\omega_1 < \omega'$  (*forte self primaire*) on aura  $L_2 < L_1$ , mais  $y$  variera peu entre 0,75 et 1 ; le gain sera probablement au moins égal, et en tous cas *plus régulier*.

La seconde solution est souvent préférée dans les récepteurs de radio-diffusion (« primaire à haute inductance »). Cependant elle n'est praticable que si la capacité d'antenne  $C_a$  est suffisante — de l'ordre de 0,1 millième de  $\mu F$  — car si elle tombe à l'ordre de grandeur de la capacité parasite de la bobine  $L_1$  (10  $\mu F$ , par exemple), la résonance propre de celle-ci se trouve dans la gamme à recevoir, et le primaire forme « bouchon » comme dans la fig. 2, *d*, ce qui risque de provoquer une irrégularité. D'où préférence conservée à la première solution dans bon nombre de récepteurs professionnels ( $L_1$  de l'ordre de 0,2  $\mu H$  en O.C. à 10  $\mu H$  en O.M. et  $k$  de l'ordre de 0,1 à 0,3).

Nous ne revenons pas sur le rapport signal/bruit ; les mêmes conclusions restent valables ; il faudrait veiller ici à ce que la self  $L_1$ , si elle est très forte, n'introduise pas de résistance appréciable et nuisible.

#### AUTRES CAS

Les exemples traités ici sont les plus courants, mais, bien entendu, pas les seuls possibles. Voici rapidement quelques autres indications :

(1) Cette valeur, plus ou moins empirique, peut se justifier, si l'on veut, par la condition que le terme correctif de réactance reste inférieur à la résistance (comme pour le calcul de (5) ; si :

$$\frac{M_{2\omega}}{L_1 y} < R_2 \quad \text{ou} \quad \frac{R^2}{L_1 L_2} < \frac{R_2}{L_2 \omega y} \quad \text{c.-à d.} \quad k < \sqrt{\frac{y}{|q_2|}}$$

avec  $y$  (au minimum) de 0,75 ou 3,  $q_2$ , de 100 à 200, on a bien  $k$  de l'ordre de 0,1 au plus.

Outre le couplage *magnétique*  $M$  et le couplage par *capacité en série*  $\gamma$ , on peut aussi employer le couplage par *capacité en shunt*  $\gamma'$  (fig. 19, qui existe même toujours un peu par capacité parasite). On peut employer des combinaisons mixtes de ces différents couplages.

On peut aussi, pour réaliser une sélectivité exceptionnelle, employer entre l'antenne et la première lampe plusieurs circuits accordés (trafic à proximité d'un émetteur puissant, par exemple).

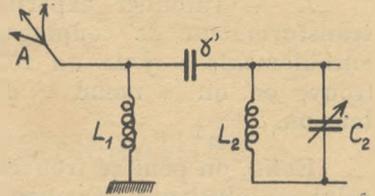


Fig. 19.

— Couplage par capacité  $\gamma'$  en shunt.

Enfin, un cas particulièrement difficile, mais fréquent, est celui d'un récepteur à *très grande gamme O. C. et O. M.*, travaillant sur antenne assez grande ou connectée par un feeder relativement long. Il est alors impossible d'éviter que, vers l'extrémité O. C. de la gamme, cet ensemble ne vibre « sur harmoniques », alternativement pairs et impairs, c'est-à-dire ne présente une impédance interne passant alternativement par des valeurs réelles, faibles et fortes, puis imaginaires de signe + et —. Ce problème est très embarrassant pour les constructeurs. Il n'admet pas de solution rigoureuse, mais on peut :

1. — Augmenter le diamètre de l'antenne, de manière à réduire son impédance caractéristique, donc la variation de sa réactance aux environs de l'accord (voir fig. 2, paragr. 6.411) ;
2. — Corriger ces variations par un dipôle — ou même un quadripôle — supplémentaire ; mais cette solution, très coûteuse, ne convient qu'à une antenne et une gamme déterminée ;
3. — Employer un feeder aussi court et aussi bien adapté que possible ;
4. — Proportionner les éléments de couplage, comme il a été fait dans les cas précédents, de manière à ramener dans le primaire une impédance assez voisine de l'impédance caractéristique et dans le secondaire une réactance assez faible, et désaccorder par construction ce secondaire de manière à compenser, en moyenne, ce terme réactif ;
5. — Améliorer cette compensation le long de la gamme en ajoutant des condensateurs « trimmer » et « padding » comme on le fera plus loin pour l'alignement des super-hétérodynes ;
6. — Sacrifier la « commande unique » véritable en ajoutant, au secondaire, un condensateur d'appoint à manœuvrer « facultativement » par l'opérateur pour améliorer la réception (on atté-

nuera l'effet psychologique de cette entorse au principe de la commande unique, en donnant au bouton d'appoint des dimensions beaucoup plus faibles qu'au bouton d'accord principal) ;

7. — Tâtonner expérimentalement sur la construction du transformateur de couplage, dont la « capacité parasite entre enroulements » joue un rôle important lorsque le récepteur se trouve en un « nœud » d'intensité, donc en un ventre » de tension.

Enfin, on peut se trouver devant un cas encore plus difficile : celui où plusieurs récepteurs doivent être « embrochés » simultanément sur la même antenne, surtout s'ils doivent travailler dans des gammes différentes : chacun risque alors d'introduire dans le circuit d'aérien des impédances désastreuses pour l'autre. On peut alors avoir recours à des « aiguillages » séparant d'un côté les ondes courtes, de l'autre les ondes moyennes, ou à des étages pré-amplificateurs à très large bande (couplage cathodique, par exemple, avec transformateurs de sortie à secondaires multiples)... mais il est impossible d'éviter, sur certaines fréquences, une perte dans le rapport signal/bruit et un risque accru d'intermodulation.

---

## CHAPITRE V

# AMPLIFICATION - GÉNÉRALITÉS

## AMPLIFICATION A HAUTE FRÉQUENCE

6.50. — Bien que l'amplification ne soit pas une indispensable fonction de principe, car on a construit pendant longtemps, et on construit encore quelquefois, des récepteurs sans amplification (« à galène », par exemple), elle est devenue primordiale dans le matériel normal moderne où l'on tient à obtenir un « niveau de sortie » très confortable à partir d'un signal très faible et d'un aérien réduit.

Nous en examinerons, dans ce chapitre, les bases générales et la première application : l'amplification « haute fréquence », c'est-à-dire celle qui porte sur le signal lui-même avant toute transformation. Les autres applications (« basse fréquence », « moyenne fréquence », régulations diverses) seront traitées ultérieurement.

L'amplification se fait exclusivement au moyen de « lampes à vide » ou « tubes à vide », dont elle constitue la propriété fondamentale. On a vu, dans d'autres parties du cours, l'essentiel du fonctionnement de ces lampes, qui peut être résumé comme suit :

Si, entre deux électrodes (cathode et grille), on applique une certaine tension  $v_g$ , il passera entre deux autres électrodes (plaque ou anode et cathode) un courant  $i_p$  donné par la relation fondamentale :

$$(1) \quad R_i \cdot i_p = v_p + \mu v_g + U_o \quad (\text{tant que } i_p > 0)$$
$$i_p = 0 \quad (\text{si la relation précédente donne } i_p \text{ négatif})$$

ces deux « régions » étant reliées par une portion courbe d'étendue faible et souvent négligeable.

Les paramètres  $R_i$  = résistance interne  
 $\mu$  = coefficient d'amplification  
 $U_o$  (petit dans les triodes)

$$\rho = \frac{\mu}{R_i} = \text{pente}$$

sont les constantes caractéristiques du tube, dont la valeur peut être choisie dans d'assez larges limites lors de la construction de

ce tube (1). Avec les pentodes,  $\mu$ ,  $R_i$  sont si grands que (1) se réduit à :

$$(2) \quad i_p = p.v_p + I_0$$

Les tensions  $v_g$ ,  $v_p$  et le courant  $i_p$  comportent en général une composante continue et une composante alternative, superposées. Si les composantes continues sont bien choisies et les composantes alternatives assez faibles,  $i_p$  reste à tout instant positif, la relation (1) ne cesse pas d'être valable et exprime que la lampe se comporte comme un *générateur de f.e.m.  $\mu v_g$  et de résistance interne  $R_i$* . On dit alors qu'on est « en classe A ». S'il en est autrement, c'est-à-dire si le courant  $i_p$  tend vers zéro pendant une partie de la période, on est en « classes B ou C ».

La classe A donne le gain le plus élevé et la moindre déformation mais son rendement est médiocre. Comme, dans un récepteur, le gain et la fidélité sont généralement plus intéressants que le rendement (sauf peut-être au dernier étage « de puissance » sur lequel nous reviendrons), c'est toujours dans cette classe que l'on fait travailler les étages amplificateurs : nous faisons, notamment, cette hypothèse de base pour tout le présent chapitre.

L'équation (1) ne contient aucun courant  $i_g$  passant entre les électrodes de commande et ne permet donc pas de se faire une idée sur l'impédance apparente à l'entrée de la lampe. Il est donc important d'ajouter que :

— en ondes longues et moyennes, et pour une polarisation négative de la grille, l'impédance apparente d'entrée se réduit à une très petite capacité parasite, sans aucun terme réel ; elle peut, en première approximation, être tenue pour infinie ; le courant  $i_g$  est négligeable ;

— en ondes courtes, et surtout ultra-courtes, cette simplification n'est plus vraie ; d'une part, les capacités parasites internes risquent de ramener à l'entrée une composante réelle d'impédance (voir « Réaction ») ; d'autre part, le temps de parcours des électrons à l'intérieur du tube n'est plus négligeable par rapport à la période, et cela aussi amène le passage d'un courant en phase avec la tension ; il apparaît donc une résistance d'entrée finie, qui décroît d'abord lentement, puis comme le carré de la longueur d'onde, pour atteindre, aux ondes métriques, des valeurs très faibles (quelques centaines d'ohms), constituant ainsi une charge très appréciable sur la source d'excitation.

Nous avons fait figurer, au tableau du chap. II, la valeur de cette résistance d'entrée pour quelques lampes intéressantes.

On devra bien se garder de la confondre avec la résistance de souffle, dont elle est fort différente (si on les représente parfois

(1) Sous réserve d'une dispersion notable dans les fabrications de série, par exemple  $\pm 20\%$  sur  $p$ , et plus encore sur  $i_p$ .

égales, c'est à la condition d'attribuer à la résistance de souffle une « température fictive » qui en change la valeur, c'est-à-dire moyennant un artifice de calcul tout à fait arbitraire).

## SCHEMAS DE BASE POUR ETAGES AMPLIFICATEURS.

6.51. — Les propriétés amplificatrices de la lampe suivant l'équation (1) peuvent être utilisées dans un grand nombre de montages. On applique toujours à la grille et à la plaque des polarisations continues, l'une négative  $-V_{g0}$ , l'autre positive  $+V_{p0}$ ; on y superpose sur la grille une tension d'entrée alternative  $V_E \cdot e^{j\omega t}$  et on recueille aux bornes d'une impédance de charge  $Z$ , placée sur le trajet du courant de plaque, une tension de sortie  $V_S \cdot e^{j\omega t}$ . Mais, suivant la position de cette impédance et la répartition des points à la masse, on peut obtenir trois schémas aux propriétés quelque peu différentes; d'autre part, suivant le choix de cette impédance et le couplage à l'étage suivant, on peut obtenir des effets variés de sélectivité et fidélité. Nous allons passer en revue ces divers montages et leurs propriétés, afin de pouvoir, dans chaque partie du récepteur, choisir le plus adéquat.

### 1° Cathode à la masse.

Montage classique, longtemps seul employé, et encore maintenant le plus fréquent (fig. 1).

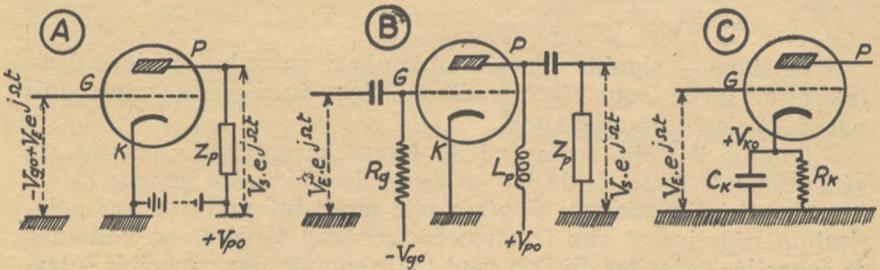


Fig. 1. — Etage avec cathode à la masse.

La cathode peut être rigoureusement à la masse (fig. 1, A) ; et dans ce cas la tension appliquée entre masse et grille doit comprendre, en série, la polarisation  $-V_{g0}$  et la tension alternative  $V_E \cdot e^{j\omega t}$ . Il est souvent plus commode d'appliquer séparément la seconde, extérieure, avec un point à la masse, de couper par un condensateur de capacité suffisante, pour amener ensuite la première par l'intermédiaire d'une résistance « de fuite »  $R_g$  (fig. 1, B) à laquelle on peut donner une valeur très élevée, puisque le courant moyen de grille est pratiquement nul. Une troisième solution consiste, avec les lampes « à chauffage indirect », à remplacer la pola-

risation négative de grille —  $V_{g0}$  par une polarisation positive de cathode +  $V_{k0}$  de même grandeur (ce qui revient évidemment au même, puisque seule compte la tension relative grille-cathode) ; pour cela (fig. 1, C) on intercale sur la connexion de cathode une résistance  $R_k$ , telle que le produit de  $R_k$  par le courant moyen de cathode  $I_o$  soit égal à  $V_{g0}$  (1). Il faut shunter cette résistance par une forte capacité  $C_k$  de manière à ce que toutes les composantes alternatives s'y écoulent et que, pour la fréquence à amplifier, la cathode semble pratiquement « à la masse » (2).

Quelle que soit cette variante choisie, la variation alternative  $V_E \cdot e^{j\Omega t}$  se trouve appliquée avec son signe sur la grille, provoquant une variation  $I_p \cdot e^{j\Omega t}$  du courant-plaque, d'où, aux bornes de l'impédance  $Z_p$  qui s'y trouve intercalée, une chute de tension —  $Z_p \cdot I_p \cdot e^{j\Omega t}$  qui constitue la tension de sortie  $V_s \cdot e^{j\Omega t}$ .

L'application de la relation (1) donne entre ces paramètres la liaison :

$$R_i I_p = V_s + \mu V_E = - Z_p I_p + \mu V_E$$

d'où :

$$(3) \quad I_p = \frac{\mu V_E}{R_i + Z_p} \quad V_s = \frac{-\mu V_E}{1 + R_i/Z_p},$$

et le gain :

$$(4) \quad g = \frac{V_s}{V_E} = \frac{-\mu}{1 + R_i/Z_p} \quad (\text{maximum} \rightarrow \mu \text{ quand } Z_p \gg R_i)$$

qui, pour une pentode, se réduit à  $g = -p Z_p = -\frac{\mu}{R_i} Z_o$ .

Le signe — signifie opposition de phase entre les tensions d'entrée et de sortie (sous réserve, s'il y a lieu, du déphasage introduit par  $Z_o$  si c'est une réactance).

Comme il a été remarqué, la lampe se comporte comme un générateur de f.e.m. égale à —  $\mu V_E$  et de résistance interne  $R_i$ .

Quant à l'impédance d'entrée, elle serait infinie (avec une polarisation négative et aux fréquences pas trop élevées) en l'absence de capacités parasites. Si l'on veut tenir compte des capacités inter-

(1) Dans une lampe fonctionnant en classes AB ou B, ou dans un étage soumis à une régulation de gain par variation de potentiel de grille, le courant cathodique  $I_o$  varie, donc aussi cette polarisation, dans un sens tel qu'elle tend à maintenir l'amplification constante. On devra tenir compte de ce changement de performances (par exemple chap. IX, régulation automatique).

(2) Si l'on doit passer de basses fréquences, cette condition n'est pas toujours commode à remplir, parce que conduisant à des valeurs prohibitivement grandes pour  $C_k$ .

On peut alors réduire  $C_k$  dans une certaine mesure en compensant la distorsion résultante, par l'artifice d'une résistance  $r_p$  dans le circuit de plaque, shuntée par une capacité  $c_p$ , avec la condition  $c_p r_p = C_k R_k$ . (fig. 11).

Si cela ne suffit pas, on préfère quelquefois supprimer totalement  $C_k$  en acceptant la réduction de gain provoquée alors par contre-réaction (chap. X) ; c'est le cas dans certains amplificateurs de radar, dans lesquels une perturbation très violente ne doit jamais entraîner de diminution ultérieure de sensibilité.

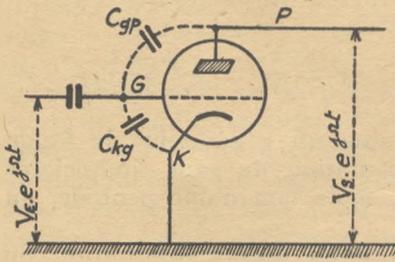


Fig. 2. — Capacités parasites.

nes  $C_{kg}$ ,  $C_{gp}$  (1), on doit noter que la première (fig. 2) est soumise, entre grille et cathode, à la tension d'entrée  $V_u$  ; la seconde, entre grille et plaque, est soumise à la tension  $(V_R - V_S)$ , c'est-à-dire  $(1 - g) V_R$  ; le courant qui y passe est donc multiplié par  $(1 - g)$ , c'est-à-dire que l'impédance d'entrée apparente totale est :

$$(5) \quad Z_x = \frac{1}{j \Omega [C_{kg} + (1 - g) C_{gp}]}$$

qui, malgré la petitesse des capacités parasites, peut devenir faible en très haute fréquence ( $g$  étant négatif).

### 2° Grille à la masse.

La solution « cathode à la masse », bien que plus naturelle avec les lampes, n'est pas la seule possible ; surtout avec les cathodes « à chauffage indirect », le potentiel de cathode est aussi arbitraire que les autres. On peut donc, par exemple (fig. 3), mettre la grille à la masse, appliquer la tension d'entrée sur la cathode et recueillir la tension de sortie entre plaque et masse ; on a alors les composantes alternatives :

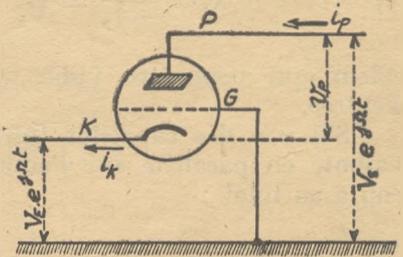


Fig. 3. — Grille à la masse.

$$\begin{aligned} v_g &= -V_R \times e^{j\Omega t} \\ v_p &= (V_S - V_R) e^{j\Omega t} \\ i_p &= -\frac{V_S}{Z_p} \end{aligned}$$

lesquelles, introduites dans la relation (1), donnent :

$$R_i I_p = -R_i \frac{V_S}{Z_p} = (V_S - V_R) + \mu (-V_R)$$

(1) La troisième capacité parasite  $C_{kp}$  n'intervient pas directement dans l'impédance d'entrée, mais seulement comme une dérivation sur  $Z_p$ , que l'on peut corriger pour en tenir compte ; nous le ferons plus loin.

d'où :

$$(6) \quad V_s = \frac{\mu + 1}{1 + R_t/Z_p} V_E, \quad g = \frac{V_s}{V_E} = \frac{\mu + 1}{1 + R_t/Z_p}.$$

Le tube se comporte donc comme un générateur de f.e.m.  $(\mu + 1) V_E$  avec une légère augmentation de gain, appréciable dans le cas d'une triode à faible  $\mu$ , mais non d'une pentode, où l'on retrouverait  $g = p \cdot Z_p$ .

On a, d'autre part, l'avantage, d'une légère diminution du bruit de fond de la lampe, parce que le potentiel de grille, étant fixe, ne subit plus les « fluctuations de répartition ».

(On peut enfin montrer que l'excès de puissance d'excitation appliqué sur la grille se retrouve dans la plaque, ce qui est avantageux à l'émission.)

Ces avantages sont payés par une *absorption notable d'énergie* dans le circuit d'entrée ; en effet, même en l'absence de toute capacité parasite, il passe entre les bornes d'entrée le courant de cathode, égal au courant de plaque ; on a donc de ce fait une résistance d'entrée :

$$R_E = \frac{V_E}{-I_p} = \frac{V_E}{V_s} Z_p = \frac{Z_p}{g} = \frac{Z_p + R_t}{\mu + 1}.$$

valeur qui peut être faible et amortir notablement le circuit d'entrée.

S'il y a des capacités internes appréciables, cette résistance s'ajoute en parallèle sur l'admittance calculée précédemment, et l'on a au total :

$$(7) \quad Z_E = \frac{1}{j\Omega [C_{kg} + (1 - g) C_{gp}] + \frac{g}{Z_p}}.$$

### 3° Plaque à la masse (ou à un potentiel fixe $V_{ro}$ ).

On peut enfin (fig. 4) fixer le potentiel de plaque, soit en la reliant vraiment à la masse (la tension  $-V_{po}$  étant alors superposée sur la grille et sur la cathode), soit en la reliant au potentiel fixe  $+V_{po}$ , ce qui revient au même pour annuler toute variation alternative sur cette plaque.

L'impédance de charge est alors intercalée entre cathode et masse, d'où le nom de « CHARGE CATHODIQUE » (1).

(1) Ne pas confondre la résistance de polarisation  $R_k$  de la fig. 1, C (shuntée par une capacité dérivant la haute fréquence) et l'impédance de charge  $Z_k$  de la fig. 4, non shuntée, de valeur élevée pour la haute fréquence.

Deux variantes sont possibles, suivant la manière dont on applique la tension d'excitation :

Si la tension d'entrée  $V_k$  (fig. 4, A), n'ayant aucun pôle à la masse, est appliquée entre cathode et grille, on retrouve le même gain (au signe près) et la même impédance d'entrée que dans le premier montage (la seule différence étant que la tension de sortie est maintenant en concordance de phase avec celle d'entrée).

Si, au contraire, la source présente un pôle à la masse, l'autre est connecté à la grille (fig. 4, B) ; alors les tensions relatives de grille et de plaque sont :

$$v_g = V_k - V_s,$$

$$v_p = -V_s$$

et 
$$I_p = \frac{V_s}{Z_k};$$

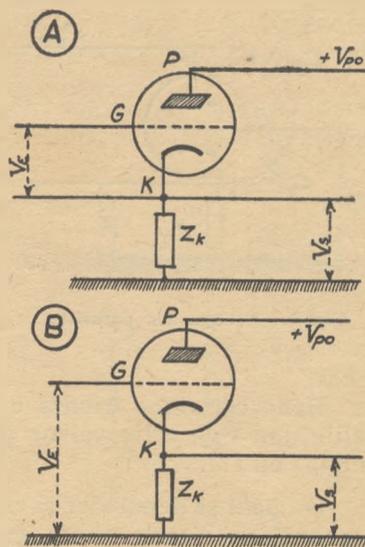


Fig. 4. — Plaque à la masse.

valeurs qui, substituées dans la relation (1), donnent :

$$R_t I_p = \frac{R_t}{Z_k} V_s = -V_s + \mu (V_k - V_s)$$

d'où

$$(8) \quad V_s = \frac{\mu V_k}{\mu + 1 + R_t/Z_k}, \quad g = \frac{V_s}{V_k} = \frac{\mu}{\mu + 1 + R_t/Z_k}.$$

Ce gain est inférieur à l'unité (quoique voisin si  $\mu$  est grand et  $Z_k > R_t$ ) ; cela peut sembler prohibitif, mais il ne faut pas oublier que l'amplification en tension n'est pas tout ; le montage est utilisable soit comme amplificateur de puissance, soit comme une sorte de « transformateur de couplage » permettant d'attaquer une faible impédance  $Z_k$  sans consommation d'énergie.

L'impédance interne du générateur équivalent se met en évidence en écrivant (8) sous la forme :

$$(8 \text{ bis}) \quad I_p = \frac{\left(\frac{\mu}{\mu + 1}\right) \times V_k}{Z_k + \frac{R_t}{\mu + 1}};$$

elle n'est donc pas  $R_t$ , mais  $\frac{R_t}{\mu + 1}$ , bien plus faible.

L'impédance d'entrée serait de nouveau infinie en l'absence de capacités parasites internes ; si l'on veut tenir compte de  $C_{kq}$  et  $C_{gp}$ , on voit cette fois que la première est soumise à la tension :

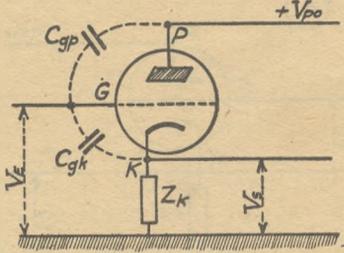


Fig. 5. — Capacités parasites.

$$v_g = v_e - v_k, \text{ c.-à-d. } V_x (1 - g),$$

tandis que la seconde est soumise seulement à la tension  $V_x$  ; donc l'impédance est :

$$(9) Z_k = \frac{1}{j\Omega [(1 - g) C_{kq} + C_{gp}]}$$

Dans certaines triodes et dans les pentodes où  $C_{gp}$  est plus petite que  $C_{kq}$ , cette valeur peut être nettement plus avantageuse que (5) ou (7).

On peut se demander si ce schéma est utilisable avec des lampes à chauffage direct, où la cathode, confondue avec le filament, présente ordinairement deux connexions à la masse ; mais on peut placer certaines impédances sur ces deux connexions, ou employer d'élégants artifices, comme celui de la fig. 6 : les deux connexions sont bobinées en parallèle pour constituer le primaire du transformateur ou la self de  $Z_k$ .

Nous retrouverons d'ailleurs plus loin ce montage comme un cas particulier de « contre-réaction totale ».

On voit que les dispositions 1°, 2°, 3°, conduisent, pour le gain et les impédances d'entrée et de sortie, à des résultats parfois bien différents ; d'où leur utilité ; le montage 1° (cathode à la masse) est normalement choisi dans les récepteurs ; mais il faut savoir lui préférer les montages 2° ou 3° dans certains problèmes particuliers (ondes ultra-courtes, couplage à un feeder, etc.), en vue d'une réduction du bruit, d'une stabilité plus grande ou d'une meilleure adaptation à la charge.

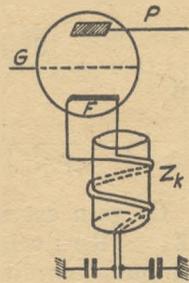


Fig. 6. — Couplage cathodique avec lampe à chauffage direct.

On peut d'ailleurs combiner ces montages entre eux et avoir à la fois  $R_k$  sur la cathode et  $R_p$  sur la plaque ; on établira facilement les formules correspondantes ; pour le circuit plaque, le résultat est le même que si l'on avait porté la résistance interne du tube à la valeur :

$$R'_i = R_i + (\mu + 1) R_k$$

### Couplage par résistance-capacité.

6.521. — Nous allons maintenant passer en revue les différentes constitutions possibles pour l'impédance  $Z_p$  (ou  $Z_k$ ) de charge et la liaison avec l'étage ultérieur. Sauf indication contraire, nous raisonnerons sur le montage 1° « cathode à la masse ».

La solution la plus simple, la moins encombrante et la moins coûteuse, est celle de la fig. 7 :  $Z_p$  est constituée d'une simple résistance  $R_p$ . Pour transmettre les variations de la tension de la plaque P, provoquées par cette résistance, jusqu'à la grille G' de la lampe suivante, il est généralement impossible d'opérer une connexion directe, puisque la tension moyenne de P est forcément positive par rapport à la masse, tandis que celle de G' est négative (1) :

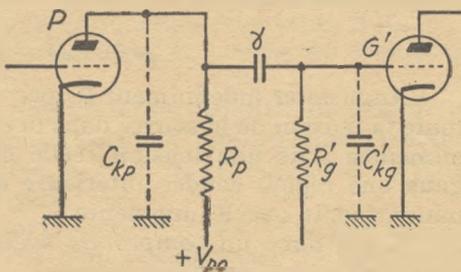


Fig. 7.

on coupe donc par une capacité  $\gamma$ , et l'on amène par ailleurs la polarisation de grille G' par une résistance « de fuite »  $R'_g$  (2) (connectée soit à  $-V'_{gg}$ , soit à la masse, si par ailleurs on polarise positivement la cathode comme indiqué fig. 1, C). Le courant de grille étant négligeable, il n'y a pas de chute appréciable dans  $R'_g$ , quelle que soit sa valeur, que l'on peut donc prendre très élevée ; dans ces conditions, si l'on prend pour la capacité  $\gamma$  une valeur assez grande, on peut admettre que pour toutes les fréquences à amplifier,  $1/\gamma \Omega$  est négligeable devant  $R'_g$  ; c'est-à-dire (sans tenir compte des capacités parasites  $C_{kp}$ ,  $C'_{kg}$ ) que l'on a les deux résultats importants suivants :

$$(10) \text{ — le gain (formule 4), } g = \frac{\mu}{1 + R_i/R_p},$$

est indépendant de la fréquence ;

— la tension amplifiée par le premier tube est *intégralement transmise* par la capacité  $\gamma$  à la grille G' du tube suivant.

Ce montage apparaît donc comme d'une *fidélité parfaite*, et c'est la raison de son emploi dans les amplificateurs « basse fréquence », où l'on veut amplifier uniformément toute la gamme des fréquences audibles ou même des fréquences de télévision.

(1) On pourrait intercaler une pile de tension égale à la différence des tensions moyennes de P et de G' ; on pourrait aussi laisser P et G' à la même tension en élevant le potentiel de la 2° cathode par rapport à la masse, c'est-à-dire en étageant les tensions des tubes successifs ; mais ces solutions incommodes et peu stables ne s'imposent que si l'on veut amplifier des tensions continues. Pour toutes les tensions alternatives, la liaison par capacité est bien préférable.

(2) Dans certains cas, on double cette résistance par une diode chargée de rétablir une composante continue proportionnelle à la composante alternative (teinte moyenne en télévision, antibrouillage radar).

Le gain est au maximum égal à  $\mu$ , lorsque  $R_p \gg R_i$  ; on en conclut :

- qu'il est avantageux de choisir des lampes à grand  $\mu$  ;
- qu'il est avantageux de prendre  $R_p$  grand par rapport à  $R_i$ .

Mais cette seconde condition se heurte à une limite ; en effet, dans  $R_p$  se produit non seulement la chute de tension alternative  $V_s$  à recueillir, mais aussi une chute de tension continue, due au courant plaque moyen  $I_{p0}$  ; la tension effective moyenne sur la plaque n'est donc pas celle de la source  $V_{p0}$ , mais seulement :

$$V'_{p0} = V_{p0} - R_p \cdot I_{p0}.$$

Augmenter indéfiniment  $R_p$  par rapport à  $R_i$  serait donc perdre toute la tension de la source dans la chute  $R_p \cdot I_{p0}$  ; et alors la lampe, alimentée sous une tension réelle de plaque trop faible, travaille dans une région coudée inférieure de sa caractéristique, où  $\mu$  diminue tandis que  $R_i$  augmente.

Il y a donc un *compromis* nécessaire (nous verrons d'ailleurs dans un instant une autre raison) : il est pratiquement aux alentours de  $R_p = 200\ 000$  ohms (1).

Avec une valeur de cet ordre et une bonne *triode* ayant  $\mu = 70$ ,  $R_i = 50\ 000$  ohms, on a donc  $g = 55$ .

Avec une *pentode* ayant  $\mu = 1400$ ,  $R_i = 1\ 000\ 000$  ohms (soit la même pente  $p = 1,4$  mA/v), on a  $g = 230$ , soit sensiblement  $g = p \cdot R_p$ . *L'avantage de la pentode est très net* : elle est donc ordinairement préférée (2).

Toutefois, l'hypothèse de la fidélité parfaite du montage en fonction de la fréquence n'est évidemment qu'une approximation ; elle n'est plus valable en dehors d'un certain intervalle. En effet :

— *Si la fréquence s'élève indéfiniment*, on ne peut plus négliger l'admittance offerte par les capacités parasites des deux lampes :  $C_{k\beta}$  pour la première,  $C_{k\eta}$  pour la seconde ; lesquelles sont pratiquement en parallèle (par l'intermédiaire de  $\gamma$  qui est beaucoup plus grande) sur la charge de  $R_p$ .

On a alors, en appelant  $C_t$  la capacité totale ( $C_{k\beta} + C_{k\eta}$ ) :

$$\frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_p} + j C_t \Omega$$

et le gain devient :

$$g' = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_p} + j C_t \Omega R_i}$$

dont le module diminue, et la phase tourne quand  $\Omega$  croît.

(1) Certains artifices de contre réaction (voir plus loin) sur la lampe suivante permettent de rendre  $R_p$  plus grand en alternatif qu'en continu ; mais c'est délicat.

(2) Cet avantage semblerait même devenir écrasant avec les pentodes à grande pente  $p = 10$  mA/v pour lesquelles la formule donnerait un gain dépassant 1 000 ; mais, comme nous le verrons au chapitre « Réaction », on aurait alors des accrochages d'oscillations parasites par la capacité interne.

Dans le cas normal d'une pentode où  $R_i \gg R_p$ , la formule se simplifie en :

$$(11) \quad g' = p \frac{R_p}{1 + j C_t \Omega R_p};$$

la diminution de gain, c'est-à-dire le facteur  $\frac{1}{\sqrt{1 + (C_t \Omega R_p)^2}}$ , est représentée par la courbe 1, fig. 8 en fonction de  $x = C_t \Omega R_p$ .

On tracerait de même, si nécessaire, la courbe du déphasage  $\varphi = \text{arc tg } C_t \Omega R_p$ .

Et l'on voit qu'imposer une variation relative maximum au gain (ou un déphasage maximum) jusqu'à une certaine pulsation  $\Omega_M$ , c'est imposer un maximum à  $x = C_t \Omega_M R_p$ , donc  $C_t$  étant donné, à  $R_p$  et finalement au gain (10).

Par exemple si, pour l'intervalle audible  $\Omega_M = 2 \pi \cdot 10\,000$ , on s'impose un gain constant à 10 % pour chaque étage (ne pas oublier que le défaut se reproduit à chacun, s'il y en a plusieurs) et si la capacité parasite totale est de 20  $\mu\text{F}$ , on a :

$$\sqrt{1 + (C_t \Omega R_p)^2} \cong 1,1,$$

d'où  $R_p \leq 350\,000$  ohms.

On voit que la valeur  $R_p = 200\,000$  ohms, adoptée précédemment, est inférieure à cette limite, donc donne toute sécurité : le montage normal résistance-capacité est pratiquement bien d'une *fidélité parfaite pour la gamme des fréquences audibles*. Mais il cesserait vite de l'être au-delà ; par exemple en arrivant aux fréquences supérieures de télévision  $\Omega_M = 2 \pi \cdot 3 \cdot 10^6$  la formule donne un  $R_p < 1\,200$  ohms environ, c'est-à-dire qu'avec une pentode à pente normale de l'ordre du milliampère par volt, le gain par étage devient illusoire : il faut disposer de pentodes à très grande pente et effectuer des corrections pour compenser le défaut (voir plus loin).

— Si, au contraire, on considère maintenant *des fréquences de plus en plus basses*, on rencontre une autre difficulté : la capacité de liaison  $\gamma$  se met à présenter une impédance  $1/\gamma \Omega_M$  appréciable par rapport à  $R'_g$ , formant ainsi une sorte de potentiomètre, et la tension appliquée sur la grille G' n'est plus qu'une fraction de la tension de la plaque P :

$$(12) \quad \frac{g'}{g} = \frac{R'_g}{\frac{1}{j \gamma \Omega_M} + R'_g} = \frac{1}{1 + \frac{1}{j \gamma \Omega_M R'_g}}$$

dont la variation présente une allure inverse de (11).

Il peut sembler toujours possible de maintenir cette perte aussi négligeable que l'on veut, puisque  $\gamma$  n'est pas donné et peut être augmenté ad libitum.

Mais on finit toujours par trouver des limites pratiques :

— soit par l'encombrement et le poids (radars d'avions) ;  
 — soit parce que la grande constante de temps  $\gamma R'_g$  entraîne une paralysie durable du récepteur en cas de forte perturbation rendant la grille momentanément positive (elle se trouve ensuite bloquée à un potentiel négatif) ;

— soit enfin parce que, si  $\gamma$  dépasse une certaine valeur, l'amplificateur se trouve satisfait aux conditions d'amorçage « d'oscillations de relaxation » et par conséquent « accroche » (en basse fréquence : grognement caractéristique). Il n'existe d'ailleurs pas de formule commode pour prévoir exactement ce phénomène : en fait,  $\gamma$  dépasse rarement quelques millièmes de microfarad, ce qui permet encore une amplification raisonnable aux fréquences les plus basses des radio-transmissions (25 à 50 p/s). En télévision on atteint  $\gamma R'_g = 0,1$  sec.

Cette étude sur la fidélité s'applique, bien entendu, au régime permanent ; si l'on veut la traduire en régime transitoire, il est clair que le passage uniforme de toutes les fréquences signifie d'après FOURIER, le passage de *tous* les régimes transitoires sans aucune déformation, notamment des impulsions brusques et des signaux rectangulaires. Il est facile de rejoindre, d'après cela, nos précédentes conclusions.

1° Supposons d'abord négligeables les capacités parasites  $C_{kk}$  et  $C'_{kg}$ .

Alors, un brusque saut de tension sur la grille G entraîne un une résistance de fuite  $R'_g$ , ces charges s'écoulent et l'armature de gauche du condensateur de liaison  $\gamma$  (fig. 8) ; la transmission des charges dans le condensateur amène exactement le même saut sur l'armature de droite, donc sur la grille G' ; toutefois, comme il existe une résistance de fuite  $R'_g$ , ces charges s'écoulent et l'armature de

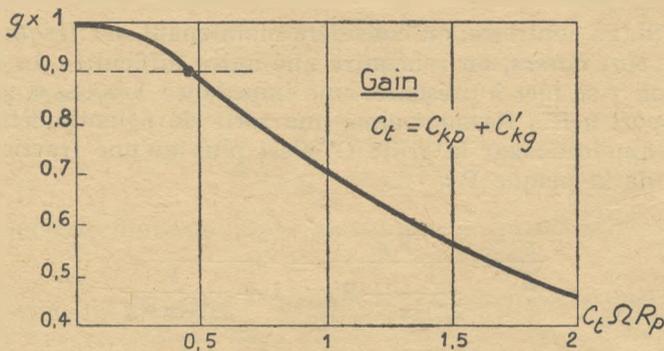


Fig. 8. — Etage à résistance/capacité.

droite (donc la grille G') reprend son potentiel primitif suivant la loi exponentielle

$$(1 - e^{-t/\gamma R'_g}).$$

Pour respecter la forme d'un signal rectangulaire de durée T, on rendra  $\gamma R'_g$  grand par rapport à T ; alors la variation exponentielle se réduira à une faible valeur  $T/\gamma R'_g$  marquant simplement un petit « affaissement » (américain « sag ») du « palier » désiré (fig. 9 a, à droite) ; par exemple si  $\gamma R'_g = 20 T$ , cet « affaissement » sera de 5 %, ce qui est ordinairement acceptable.

Si ce défaut se présente à plusieurs étages successifs, les « affaissements » s'ajoutent linéairement.

Il peut arriver, d'ailleurs, que l'on rende  $\gamma R'_g$  petit devant T pour obtenir un affaissement marqué (fig. 9, b) et même faire complètement disparaître le palier qui sera remplacé par deux impulsions brèves de sens inverse, au début et à la fin ; la durée de ces impulsions, comptée jusqu'au dixième de l'amplitude initiale, sera, d'après ce que l'on a vu des lois exponentielles, de l'ordre de  $2,3 \gamma R'_g$ . C'est le montage « dérivateur » employé habituellement en RADAR pour la production de ces impulsions.

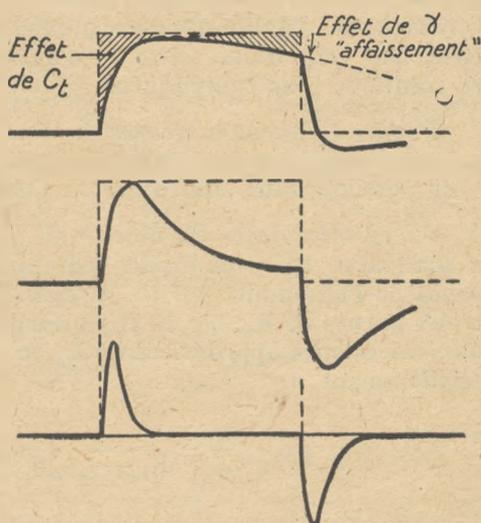


Fig. 9. — Déformation d'un signal rectangulaire dans un étage à capacité/résistance.

Si cet effet se produit à N étages successifs (1), il est clair que les effets ne s'ajouteront pas simplement, puisque chaque étage déforme déjà notablement le signal appliqué au suivant. Le calcul montre que la courbe de décharge « rebondit » en-dessous du zéro et n'y revient qu'après (N - 1) intersections, c'est-à-dire (N - 1) maximums et minimums. Cela peut être très gênant dans un radar, en faisant disparaître un écho faible survenant après un écho fort et prolongé.

2° Si les capacités parasites  $C_{kp}$  et  $C'_{kg}$ , dont la somme est  $C_t$ , ne sont pas négligeables, un saut de potentiel de G ne produira son effet sur P qu'avec le délai nécessaire à la charge de ces ca-

(1) Il peut aussi être produit par les ensembles capacités-résistances sur la cathode  $C_k R_k$  et sur l'écran d'une pentode  $C_s R_s$ .

son effet sur P, qu'avec le délai nécessaire à la charge de ces capacités à travers  $R_p$ ; c'est-à-dire que le saut de tension plaque sera remplacé par une croissance du type :  $(1 - e^{-t/(RC)})$ , c'est-à-dire encore qu'il sera *arrondi* comme par l'inertie d'un résonateur (fig. 8 a, gauche); on retrouvera donc les mêmes remarques sur la durée de montée  $\tau$ ; et si l'on évalue la « bande passante à 3 dB » de l'amplificateur passe-bas, on trouve  $\tau \cdot \omega = 0,35$ .

### Couplage par résistance-capacité, avec corrections.

6.522. — Les défauts ci-dessus, et donc les limites de la bande fidèlement transmise, peuvent être améliorés par d'ingénieux artifices de correction; en effet, comme nous l'avons vu au chapitre SÉLECTION, la variation d'une réactance peut être partiellement compensée par celle d'une autre — d'autant mieux que l'on acceptera des solutions plus compliquées.

1° *Aux fréquences élevées*, le dommage est causé par le terme « réactance de capacité parasite »  $1/j \cdot C_t \Omega$ , en shunt sur  $R_p$ . Mais il est possible d'introduire un ou plusieurs éléments convenables.

Un *premier degré* est obtenu en ajoutant une self-induction  $L_p$  en série avec  $R_p$ ; on prend ordinairement la tension totale aux bornes de l'ensemble, fig. 10, A (mais on peut aussi ne la prendre qu'aux bornes de  $R_p$ , fig. 10 B; un calcul un peu différent conduit, pour des valeurs appropriées de  $L_p$ , à une correction analogue). On a évidemment :

$$\frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_p + j L_p \Omega} + j \cdot C_t \Omega,$$

$$Z_p = \frac{R_p + j L_p \Omega}{(1 - L_p C_t \Omega^2) + j C_t \Omega R_p}.$$

Posant :

$$\Omega_0 = \frac{1}{R_p C_t}, \quad x = \frac{\Omega}{\Omega_0}, \quad q = \frac{L_p \Omega_0}{R_p} = \frac{L_p}{R_p^2 C_t} \quad (1),$$

on obtient pour le gain d'une pentode à pente  $p$  :

$$(13) \quad g' = (p \cdot R_p) \times \frac{1 + j \cdot qx}{(1 - qx^2) + jx}.$$

Le module du second facteur, c'est-à-dire la baisse de gain

(1) Ce coefficient  $q$  est, si l'on veut, un coefficient de surtension, mais contrairement à l'habitude, il est ici inférieur à l'unité.

$g'/g$ , est donné, pour trois valeurs de  $q$  et en fonction de l'abscisse  $x = C_t \Omega R_p$ , par les courbes du graphique inférieur gauche de la fig. 10.

SCHÉMAS CORRECTEURS

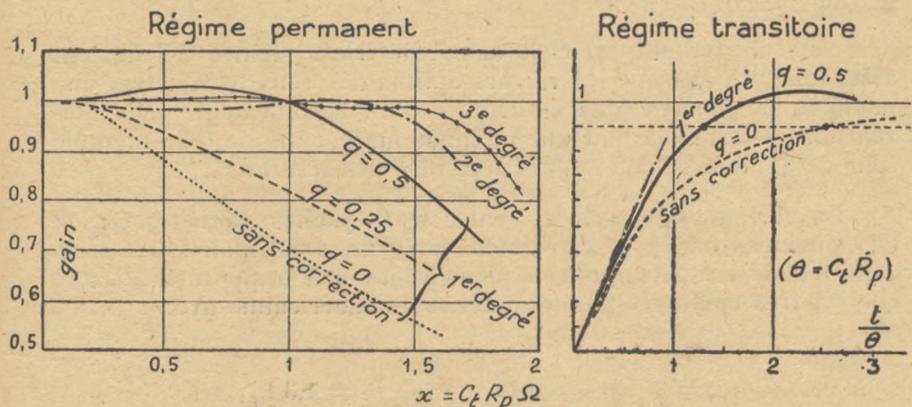
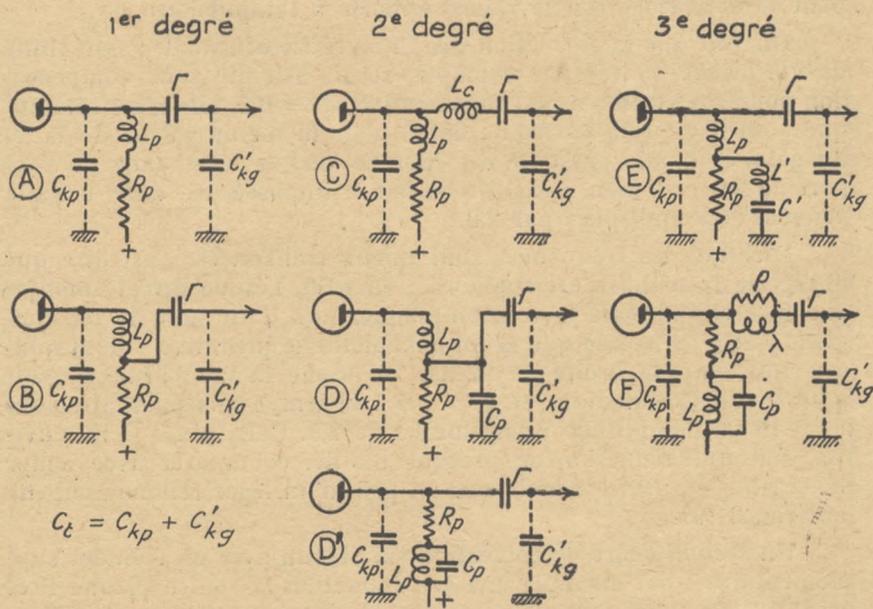


Fig. 10. — Etage à résistances, compensé aux fréquences élevées.

La valeur  $q = 0$  correspond à l'absence de compensation et on retrouve la courbe fig. 8.

La valeur  $q = 0,25$  correspond à l'amortissement critique sans « remontée ».

La valeur  $q = 0,5$  donne une légère surcompensation. Des valeurs supérieures de  $q$  donneraient une « bosse » marquée (parfois utile pour corriger d'autres étages), puis on tendrait vers le montage « à résonance » ci-après.

Des courbes analogues pourraient évidemment être tracées pour le déphasage (ou le retard apporté à l'impulsion).

On voit que la correction est d'une réelle efficacité ; une chute de l'ordre de 10 %, par exemple, serait atteinte sans compensation pour  $x = 0,46$  ; avec compensation,  $q = 0,5$ , elle n'est atteinte que pour  $x = 1,35$  environ ; donc, pour la même valeur de  $R_p$  et du gain, la bande passante est étendue vers le haut dans un rapport de 2,9 ; ou bien, à égalité de bande imposée,  $R_p$ , donc le gain, peuvent être multipliés par 2,9.

Dire que les fréquences sont mieux transmises, c'est dire que le régime transitoire est amélioré ; en effet, l'étude directe montre que la croissance de la tension-plaque, lors d'un saut de tension-grille, est plus rapide que la loi exponentielle primitive ; le graphique inférieur de droite de la fig. 10 donne la comparaison pour  $q = 0$  (sans correction) et  $q = 0,5$  : le temps mis pour atteindre les 9/10 de l'amplitude finale tombe de 2,5.  $C_t \cdot R_p$  à 1,3  $C_t \cdot R_p$  environ, soit une réduction de presque moitié. (Comparer avec chap. SÉLECTION, fig. 19, c) ; mais ceci au prix d'un léger rebondissement (environ 3 %).

Un *second degré* de correction est obtenu avec un élément supplémentaire : par exemple une self-induction  $L_c$  entre plaque P et grille G' (fig. 10, C), ou une capacité  $C_p$  en shunt sur la résistance  $R_p$  (fig. 10, D).

Nous ne ferons pas ici le calcul de tels systèmes ; il devient assez long, du fait que les valeurs optima des deux paramètres disponibles ne peuvent plus se déduire d'un tâtonnement, mais doivent être déterminées par une méthode mathématique (par exemple celle de TSCHEBYSCHOFF). Voici une idée des résultats :

La variante (C), avec  $L_c$  entre les capacités parasites  $C_{k_p}$  et  $C_{k_g}$  constitue non plus un dipôle, mais un quadripôle correcteur, dont les éléments varient, en principe, avec le rapport  $C_{k_p}/C_{k_g}$  ; elle est très employée par les téléviseurs américains, avec :

$$q = \frac{L_p}{C_t R_p^2} = 0,12, \quad L_c = 4,3 L_p,$$

et donne une baisse de gain de 10 % à partir de  $x = 1,8$  environ.

Les autres variantes ont été étudiées par différents auteurs, en cherchant soit la régularité du gain, soit celle de la phase, soit un compromis (voir chap. SÉLECTION). Sans nous y attarder, nous réca-

pitulons simplement quelques-uns des résultats obtenus, à titre indicatif :

Variante et référence	Valeurs des éléments		Résultats annoncés				
	$q =$	$r = C_p / C_t =$	gain constant à	retard constant à	jusqu'à $\alpha =$		
D (°)	0.823 0.654 0.824	0.378 0.260 0.380	2% 30% env 2%	> 5% 1% 3.6%	1.41 1.96 1.19		
D' (°°)	0.35	0.22	rebondissement 1% gain x 1.77				
(°°°)	0.296 à 0.233	0.125 à 0.2	rebondissement 0 à 1.5%				
E (°°°°)	0.80 à 0.81	$L' = (0.34 \text{ à } 0.54) L_p$ $C' = (0.3 \text{ à } 0.32) C_t$	gain constant à 10% près jusqu'à $\alpha = 1.8$				
F (+)		$L_p$	$\gamma_p$	$\rho$	$\lambda$	Élargissement de la bande	Rebondissement
	$C'_{kg} = C'_{kp} = C$	pour $0.2 R_p^2 C$	0.55 C	3.75 $R_p$	1.15 $R_p^2 C$	x 2.1	2%
		0.5 "	0	20	1	x 2.06	3%
	$C'_{kg} = C$ $C'_{kp} = 2 C$	0.4	0.44	infini	1.4	x 2.48	1%
	$C'_{kp} = C$ $C'_{kg} = 2 C$	<i>mêmes valeurs en retournant le réseau</i>					

- (°) JAUMANN, Fft Techn. El Ak. octobre 1943, p. 111/122.
- (°°) VACUUM TUBE AMPLIFIERS.
- (°°°) THOMSON, Wir. Eng. janvier 1947, p. 20/26 et août 1949, 264/266.
- (°°°°) PRIESMAN, Electronics et Short-Wave World, février 1940, p. 90/91.
- (+) BELL Lab.

La fig. 10 donne quelques exemples de résultats.

On notera que les corrections du 1<sup>er</sup> degré sont très utiles, mais qu'ensuite le bénéfice croît beaucoup moins vite que la complication et tend vers une limite (par exemple d'après ELMORE (1) ; si l'on interdit tout rebondissement, la durée de montée ne peut être inférieure à 1,18  $C_t R_p$ ). BODE a systématiquement recherché les types de dipôle ou de quadripôle de liaison qui peuvent donner un gain constant jusqu'à la fréquence la plus élevée possible, malgré la présence d'une capacité parasite  $C_t$  donnée. Il a montré que c'étaient des réseaux en forme de filtres et calculé le bénéfice réalisable en gain ou largeur de bande. Même en construisant synthétiquement les réseaux les plus compliqués, ce gain ne peut dépasser  $\times 2$  avec un dipôle et pratiquement  $\times 4$  avec un quadripôle (le rebondisse-

(1) ELMORE, J. Appl. Phys. janv. 1948, 357/359.

ment étant de l'ordre de 15 %) ; l'ultime limite théorique est d'environ  $\times 5$ . Le quadripôle a par ailleurs l'inconvénient d'augmenter le déphasage, ce qui est nuisible à la stabilité (voir chapitre Réaction).

On peut évidemment faire, sur  $N$  étages successifs, des corrections légèrement différentes, de manière à retrouver des compensations mutuelles analogues à celles vues au chapitre SÉLECTION avec des suites de résonateurs ou transformateurs décalés. On retrouvera des propriétés semblables concernant les durées de montée totales (limite  $\tau. \beta = 0,35$ ) et les rebondissements. En fait, de telles compensations semblent toujours se produire sans qu'on le veuille par l'imperfection des réglages ; tout au plus peut-on s'efforcer de les obtenir lors de la mise au point expérimentale ; il serait illusoire de les calculer rigoureusement.

On a pensé aussi à la contre-réaction et à l'emploi de « lampes à capacité négative », que nous étudierons plus loin ; mais la contre-réaction diminue le gain, ce qui est ici contre-indiqué, et la réalisation d'une « capacité négative » fixe dans une large bande soulève les mêmes difficultés que l'amplification.

L'essentiel est donc d'utiliser au mieux les pentodes à forte pente et une correction du premier degré. Par exemple avec une EF 42,  $\mu = 9,5$  mA/v,  $C_{kx} = 9,5$  pF,  $G_{kx} = 4,5$  ; pour tenir compte des connexions et supports, mettons  $C_t = 20$  pF. Pour aller jusqu'à 3,5 Mc/s avec une chute de 3 dB (télévision normale) et sans correction, il faudra prendre

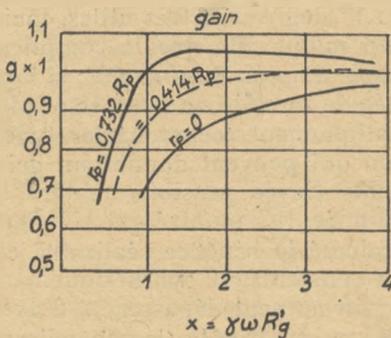
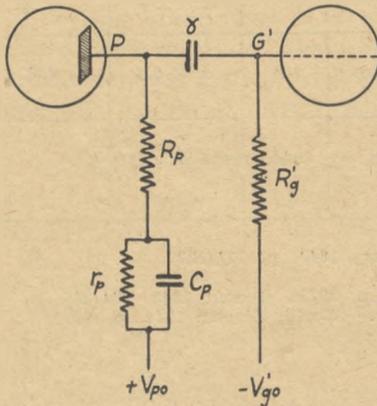


Fig. 11. — Étages à résistances, avec compensation aux très basses fréquences.

$$R_p = \frac{1}{C_t \omega_M} = 2\,300 \text{ ohms,}$$

d'où un gain de 22 par étage.

Avec correction du 1<sup>er</sup> degré et léger rebondissement, on pourra multiplier  $R_p$  et  $g$  par 1,8, donc obtenir un gain de 40 par étage.

Pour la télévision à haute définition, il faudra passer jusqu'à 10 Mc/s, donc diviser sensiblement par 3 la résistance plaque et le gain ;

avec correction, il restera un gain de 13 par étage, ce qui est encore utilisable.

2° Aux très basses fréquences, lorsque la capacité de couplage  $\gamma$  ne peut être portée à une valeur suffisante par rapport à la durée  $T$  du signal, on peut envisager des artifices de correction analogues ; on se contente ordinairement du schéma simple de la fig. 11, dans lequel on ajoute à la résistance normale de plaque  $R_p$  (limitée par la fidélité aux fréquences aiguës), une résistance additionnelle  $r_p$ , shuntée par une capacité  $c_p$ , assez grande pour former court-circuit aux fréquences élevées. On a évidemment, pour une pentode à pente  $p$ , le gain total :

$$g' = g \times \frac{R'_g}{R'_g + \frac{1}{j\gamma\omega}} = p \frac{\left[ R_p + \frac{r_p}{1 + j C_p \omega r_p} \right] R'_g}{R'_g \left[ 1 + \frac{1}{j \gamma \omega R'_g} \right]}$$

Posant :  $a = 1 + \frac{r_p}{R_p}$

il vient :

$$g' = (p R_p) \times \frac{\left( 1 + \frac{a}{j C_p \omega r_p} \right)}{\left( 1 + \frac{1}{j C_p \omega r_p} \right) \left( 1 + \frac{1}{j \gamma \omega R'_g} \right)}$$

La discussion est facilitée en prenant :

$$C_p r_p = \gamma R'_g$$

d'où comme variable unique :

$$x = C_p \omega r_p = \gamma \omega R'_g$$

qui permet d'écrire :

$$(14) \quad g' = (p R_p) \times \frac{1 - j a/x}{(1 - j/x)^2}$$

Le module du facteur de réduction est représenté par les courbes de la fig. 11 pour trois valeurs du paramètre  $a$  :

$$\begin{array}{ll} a = 1 & \text{c'est-à-dire } r_p = 0 : \text{ pas de correction,} \\ a = 1,414 & \text{--- } r_p = 0,414 R_p, \\ a = 1,732 & \text{--- } r_p = 0,732 R_p. \end{array}$$

On voit qu'au prix d'un léger « rebondissement » intermédiaire, la troisième valeur permet de descendre à  $x = 0,7$  pour une

baisse de 10 % du gain (au lieu de  $x = 2,1$  sans correction) : le dispositif est donc efficace ; il est d'ailleurs très simple, et parfois même entièrement gratuit, car la résistance  $r_p$  et la capacité  $c_p$  sont souvent nécessaires pour « découpler » les différents étages et éviter les accrochages parasites dus à la résistance interne de la source d'alimentation ; il suffit alors de les proportionner convenablement.

On peut aussi, dans une certaine mesure, donner à différentes parties de l'amplificateur des constantes de temps assez différentes pour obtenir une compensation (en jouant sur le fait, signalé précédemment (6.521) que la courbe de décharge descend alors plus vite et dépasse le zéro) ; l'une de ces constantes de temps partielles peut être celle du circuit de cathode  $R_k \cdot C_k$  ou d'écran  $R_s \cdot C_s$ . On peut combiner encore cet effet avec des diodes redresseuses empêchant la courbe de dépasser le zéro, des lignes à retard appliquant, au bout d'un instant, la tension perturbatrice en sens inverse, etc. (Voir VACUUM TUBE AMPLIFIERS, chap. II).

3° L'intervalle couvert par le montage est suffisamment large pour que les deux corrections précédentes puissent être employées simultanément aux deux bouts de la bande ; c'est ce qui rend possible le passage des fréquences de 25 à 10 000 000 par exemple, en télévision à haute définition.

4° *Amplification « répartie »*. — L'emploi de plusieurs lampes en parallèle ne présente aucun intérêt dans les cas difficiles d'amplification des bandes larges, car il augmente les capacités parasites dans la même proportion que la pente, et c'est le quotient qui compte.

Il en serait autrement si l'on pouvait ajouter les variations provenant des diverses lampes, sans ajouter les capacités parasites. Une méthode a été indiquée pour cela (1) : elle consiste à « distribuer » les lampes en des points convenables de deux lignes artificielles. L'une reliant les grilles, l'autre les plaques ; en effet l'impédance de ces lignes reste indépendante du nombre de « cellules » ainsi formées, et les tensions alternatives induites s'ajoutent.

Rien n'empêche de mettre en cascade plusieurs étages de ce type.

On a pu ainsi obtenir, avec un amplificateur à  $2 \times 7$  tubes 6 AK 5, un gain de 20 dB jusqu'à 200 Mc/s, c'est-à-dire une durée de montée inférieure au centième de microseconde.

## COUPLAGE PAR SELF-INDUCTIONS.

6.53. — Si, dans le schéma fig. 7, on remplace la résistance de plaque  $R_p$ , par une self  $L_p$ , c'est-à-dire si l'on donne à  $Z_p$  (en

(1) GINZTON, HEWLETT, etc. Proc. Inst. Rad. Eng. août 1948, 956/969.

négligeant les capacités parasites) la valeur  $j.L_p\Omega$ , on obtient, dans un certain intervalle, une amplification croissant avec la fréquence — ce qui peut avoir de l'intérêt dans certains cas — avec l'avantage qu'il n'y a pas, dans  $L_p$ , de chute de tension continue, donc que toute la tension d'alimentation est appliquée effectivement sur la plaque, ce qui peut être important, si cette tension est faible (postes portatifs à piles). Cela enlève l'une des limitations de  $R_p$  et permet éventuellement une augmentation du gain.

Mais l'autre limitation persiste, c'est-à-dire celle due aux capacités parasites : elle se manifestera ici par un maximum de  $Z_p$  lors de la résonance  $L_p\Omega = 1/C_p\Omega$  ; ce maximum, et par suite le gain, seront même exceptionnellement élevés, parce que le rapport  $L/C$  sera très grand ; ils sont malheureusement difficiles à utiliser, la capacité  $C_p$  n'étant pas réglable et pouvant se modifier accidentellement.

Aux fréquences supérieures à la résonance, le gain diminuera très rapidement, comme avec un circuit accordé (ci-après).

Ces propriétés bizarres rendent le couplage par selfs peu sympathique aux constructeurs : en outre, les selfs sont plus encombrantes, plus coûteuses et plus susceptibles de couplages mutuels que les résistances.

Ce schéma est donc rarement employé.

## COUPLAGE PAR CIRCUIT ANTI-RESONNANT DE PLAQUE.

6.54. — Dans ce montage (fig. 12) l'impédance  $Z_p$  est constituée par un circuit antirésonant :  $L_p$  en parallèle avec  $C_p$  ; pour tenir compte des capacités parasites, il suffit de les incorporer à  $C_p$  dont elles augmentent la valeur (elles sont en effet en parallèle sur lui).

On sait que l'amortissement inévitable du circuit anti-résonnant peut se représenter à volonté par une résistance-série  $R$  ou par une résistance-parallèle  $R_p = L/C.R$ . On choisira ici cette deuxième façon.

Il est dès l'abord évident que ce montage est *sélectif* et donne un maximum de gain lors

de la résonance  $\Omega_o = \frac{1}{\sqrt{L_p C_p}}$ ,

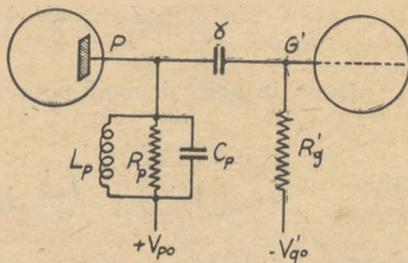


Fig. 12. — Montage « à résonance ».

pour laquelle  $Z_p$  est maximum et égal à  $R_p$ . D'après la formule (4), ce gain maximum :

$$g_m = \begin{cases} - \frac{\mu}{1 + R_i/R_p} & \text{(triode)} \\ - \rho R_p & \text{(pentode)} \end{cases}$$

doit pouvoir être rendu supérieur à celui du montage à résistances, car les deux limites, alors imposées à  $R_p$ , ont disparu : il n'y a plus de chute de tension continue dans  $L_p$ , et les capacités parasites sont incluses dans  $C_p$ .

C'est parfois vrai ; mais il faut tout de même tenir compte de deux nouvelles limites :

La première est le maximum *physiquement réalisable* de  $R_p$  : en écrivant

$$R_p = \frac{L_p}{C_p R} = \frac{L_p \Omega}{R} \times \frac{1}{C_p \Omega} = \frac{q}{C_p \Omega}$$

on voit que  $R_p$  est en effet limité,  $q$  ayant un maximum fonction de l'encombrement et du type de la bobine (environ 200 dans un récepteur) et  $C_p$  ayant un minimum, somme des capacités parasites des lampes, connexions, condensateur variable et commutateur s'il y a lieu (30  $\mu\mu\text{F}$  en ondes courtes, 50 en ondes moyennes, environ) ; en fait  $R_p$  atteint rarement 500 000  $\Omega$  dans les cas les plus favorables en ondes longues et diminue avec la longueur d'onde jusque vers 10 000 ohms en ondes métriques. (En ondes décimétriques, il peut se relever par l'emploi de cavités à haute surtension.)

Une seconde limite peut apparaître en raison du compromis *sélectivité/fidélité*. En effet le montage est sélectif ; si la pulsation  $\Omega$  s'écarte de la résonance (formule 10 bis), on sait que son impédance devient :

$$Z_p = \frac{1}{R_p} + j \left( C\Omega - \frac{1}{L\Omega} \right).$$

Donc le gain devient pour l'étage :

$$(15) \quad g' = \frac{-\mu}{1 + \frac{R_i}{Z_p}} = \frac{-\mu/R_i}{\left( \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_p} \right) + j \left( C\Omega - \frac{1}{L\Omega} \right)}$$

Il varie donc comme la sélection d'un résonateur-bouchon dont la résistance-parallèle serait

$$R'_p = \frac{1}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_p}}$$

c'est-à-dire comme si le résonateur de plaque était *amorti* par  $R_i$ , en parallèle : amortissement faible si  $R_i \gg R_p$  (pentode), notable dans le cas contraire (triode).

A cet ensemble, on devra donc appliquer les considérations du chap. SÉLECTION sur la constante de temps maximum  $\Theta_M$  ou la largeur de bande minimum  $\beta$  compatibles avec la reproduction fidèle d'une modulation de pulsation maximum  $\omega_M$  ou avec une durée de montée imposée  $\tau$  ; on aura par exemple :

$$(16) \quad R'_p = \frac{2 L_p}{R'} \times \frac{1}{2 C_p} = \frac{\Theta_M}{2 C_p} = \frac{1}{2 \pi C_p \beta}$$

d'où, avec une pentode,

$$(16 \text{ bis}) \quad g = \frac{\beta}{2 \pi C_p \Theta_M}$$

Avec la valeur ci-dessus de  $C_p$ , on trouve :

— en radio-diffusion,  $\Theta_M = 10^{-4}$ ,  $R'_p$  de l'ordre du mégohm : cette limite ne jouera pratiquement pas ;

— en télévision ou radar,  $\Theta_M = 10^{-7}$ ,  $R'_p = 1\,700$  ohms : limite à prendre en considération.

Nous reviendrons d'ailleurs plus loin sur cette discussion.

En tous cas, que le maximum de  $R_p$  soit celui physiquement réalisable, ou celui imposé par la constante de temps, on voit qu'il est avantageux de réduire la capacité  $C_p$  ; et, dans le montage fig. 12, on ne peut la réduire au-dessous du minimum constitué par la somme des capacités parasites des lampes ( $C_{kp} + C'_{kg}$ ). Une dernière ressource, si le gain est trop faible, consiste alors à employer le schéma fig. 12 bis :

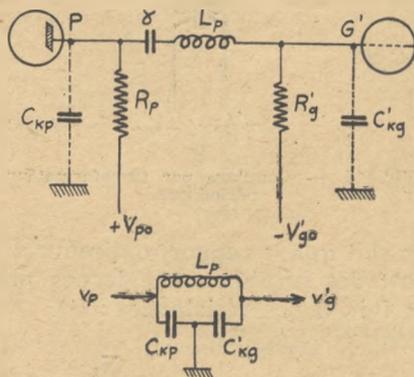


Fig. 12 bis.

la self-induction  $L_p$  est en série entre les deux lampes, la tension-plaque devant alors être amenée par une résistance  $R_p$  en shunt (analogie avec fig. 10, C, mais les éléments sont différents, la résonance étant marquée). Le schéma équivalent montre que la capacité semble alors celle

$$C_t = \frac{1}{\frac{1}{C_{kp}} + \frac{1}{C'_{kg}}}$$

des deux capacités parasites *en série*, soit environ 4 fois moins si elles sont du même ordre, tandis que la tension sur la grille reste à peu près la même. Ce montage est parfois préconisé en ondes métriques.

### COUPLAGE PAR TRANSFORMATEUR APERIODIQUE.

6.55. — L'emploi d'une impédance  $Z_p$  dans la plaque et la transmission de sa tension aux bornes (par une capacité) à la grille esuivante ne constituent pas, a priori, la méthode la plus rationnelle de couplage : elle ne permet pas, en effet, d'obtenir un gain supérieur au coefficient d'amplification  $\mu$ . Or, les électriciens connaissent bien un autre mode de couplage, le *transformateur*, qui permet d'adapter les impédances et — celle de la plaque étant inférieure à celle de la grille — d'obtenir ainsi, par un rapport élévateur, une multiplication de la tension. De plus, les enroulements primaire et secondaire étant distincts, la tension continue

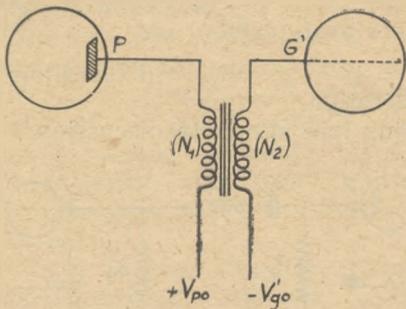


Fig. 13. — Couplage par transformateur aperiodique.

de grille peut être différente de celle de plaque, sans nécessiter de capacité intermédiaire ni de résistance de fuite.

On voudrait pouvoir appliquer au schéma ainsi obtenu (fig. 13) la théorie classique du transformateur industriel : en première approximation, supposant le transformateur « parfait », c'est-à-dire sans pertes ni fuites, et avec des réactances grandes par rapport aux impédances externes, on sait que le rapport optimum  $n$  est égal à la racine carrée du rapport des impédances externes primaire et secondaire — réduites, en fait, à des résistances : (1)

$$\frac{N_2}{N_1} = n = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$$

Malheureusement, cette approximation n'est plus acceptable dans le cas présent : dès que la fréquence est élevée, les pertes et les fuites augmentent rapidement ; d'autre part, le débit sur la grille pouvant être rendu négligeable, le transformateur travaille « à vide » ; le rapport optimum ne peut donc plus être trouvé indépendamment de ces pertes ou fuites et des capacités parasites.

(1) L'amplification obtenue est alors indépendante de la fréquence, donc, en principe, parfaitement fidèle.

Ces défauts sont si marqués en haute fréquence, que l'étage à transformateur se trouve en infériorité très nette par rapport à l'étage « résistances-capacités » ; aussi ne s'emploie-t-il pas et n'en parlons-nous que pour mémoire.

En basse fréquence, dans la gamme audible (et un peu au-delà), la situation est moins mauvaise ; l'emploi de matériaux magnétiques de haute qualité permet encore parfois de réaliser des étages à transformateurs ; nous y reviendrons donc en étudiant cette amplification particulière.

Mais surtout, la question change d'aspect si, au lieu de vouloir réaliser une amplification « apériodique » — c'est-à-dire fidèle dans un grand intervalle de fréquences — on veut au contraire privilégier certaines fréquences, en accordant l'un ou les deux enroulements. Nous allons étudier ce cas.

### COUPLAGE PAR TRANSFORMATEUR ACCORDE.

#### 1° Secondaire seul accordé.

6.561. — Si l'on n'accorde qu'un seul enroulement, c'est ordinairement le secondaire (fig. 14) ; nous en faisons le calcul ; on l'étendrait aisément au cas du primaire accordé, moins intéressant.

Soient  $L_1, R_1$  les constantes du primaire,  $L_2, R_2, C_2$  celles du secondaire,  $\mu$  et  $R_t$  celles de la lampe. Pour une tension  $V_g \cdot \sin \Omega t$  appliquée sur la grille, la lampe se comporte comme un générateur de f.e.m.  $\mu \cdot V_g$  ; appelant  $M$  la mutuelle induction entre primaire et secondaire, on a pour les deux circuits les relations :

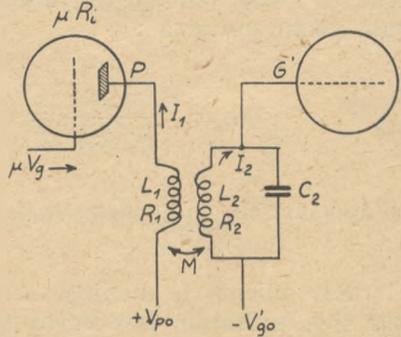


Fig. 14. — Etage à transformateur, secondaire accordé.

$$(R_1 + R_t + jL_1 \Omega) I_1 + jM\Omega I_2 = \mu V_g,$$

$$jM\Omega I_1 + \left( R_2 + jL_2 \Omega + \frac{1}{jC_2 \Omega} \right) I_2 = 0.$$

Il semblerait que l'on doive retrouver les considérations du circuit d'entrée pour un primaire désaccordé ; mais il est facile de voir que le désaccord est ici très petit : car dans l'impédance primaire  $(R_1 + R_t + jL_1 \Omega)$  le terme  $R_t$  est ordinairement de beau-

coup prépondérant (même avec une triode normale, il atteint plusieurs dizaines de milliers d'ohms). Dans ces conditions,  $Z_1$  se réduit à  $R_1$  et l'élimination de  $I_1$  donne :

$$(17) \quad I_2 = \mu V_g \frac{M \Omega}{R_1 (R_2 + j X_2) + M^2 \Omega^2} \quad \text{avec : } X_2 = L_2 \Omega - \frac{1}{C_2 \Omega}$$

Pour rendre ce courant maximum, il faudra annuler le terme imaginaire  $X_2$  au dénominateur, c'est-à-dire accorder le secondaire comme s'il était seul, puis faire :

$$(18) \quad M \Omega = \sqrt{R_1 R_2}$$

qui correspond ici au « couplage critique »

On aura alors :

$$(I_2)_M = \frac{\mu V_g}{2 \sqrt{R_1 R_2}}$$

La tension aux bornes du secondaire, c'est-à-dire sur la grille  $G'$ , sera obtenue en multipliant par  $j L_2 \Omega$  et par suite le gain maximum sera :

$$(19) \quad g_M = \mu \frac{L_2 \Omega}{2 \sqrt{R_1 R_2}} = \frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{R_{p2}}{R_1}} = \frac{\mu q_1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$$

en appelant  $R_{p2}$  l'impédance-parallèle du secondaire  $\frac{L_2^2 \Omega^2}{R_p}$ .

Par ailleurs le montage sera évidemment sélectif, c'est-à-dire que si la pulsation  $\Omega$  s'écarte de la valeur  $\Omega_2$  qui annule la réactance secondaire  $X_2$ , le gain diminuera. D'après l'inspection de la formule (17), cette diminution sera proportionnelle à :

$$\frac{1}{\left( R_1 + \frac{M^2 \Omega^2}{R_1} \right) + j X_2}$$

c'est-à-dire la même que celle du secondaire seul, si sa résistance était accrue de  $r = \frac{M^2 \Omega^2}{R_1}$  « ramenée » par le couplage. On

vérifie qu'au couplage critique (18), cette résistance « ramenée » est précisément égale à  $R_2$ , c'est-à-dire que la résistance naturelle du secondaire est en apparence *doublée*.

Si donc l'on réalise la condition (18) — ce qui est possible avec une triode à  $R_i$  pas trop élevé — on obtient le gain (19) avec une sélectivité correspondant à celle du secondaire à résistance doublée. Comparons avec le montage à résonateur embroché directement dans la plaque [éq. (15)] : pour le gain, cela revient à comparer les facteurs :

$$\frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_p}} \quad \text{et} \quad \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_p}{R_i}}$$

et l'on voit aussitôt (fig. 15) que l'avantage du transformateur est illusoire pour  $R_p < R_i$  et appréciable pour  $R_p > R_i$  ; dans ce dernier cas, la sélectivité serait, en outre, très amoindrie par l'amortissement de la lampe.

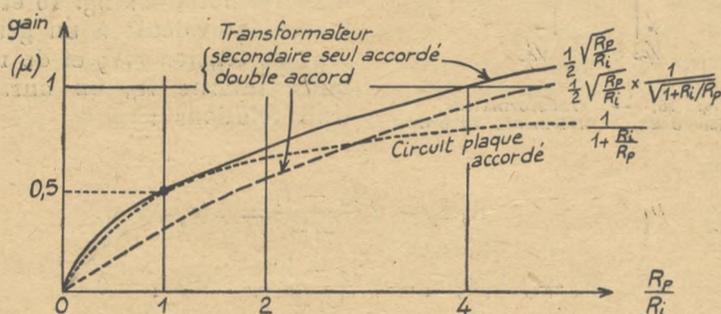


Fig. 15. — Comparaison du gain avec les montages à résonateur accordé ou à transformateur (secondaire accordé).

On en déduit que, si l'impédance-parallèle  $R_p$  du résonateur disponible est (compte tenu des possibilités de réalisation et du compromis sélectivité-fidélité) nettement supérieure à la résistance interne de la lampe, on a intérêt — à la fois pour le gain et la sélectivité — à utiliser ce résonateur, non directement dans la plaque (fig. 12), mais comme secondaire d'un transformateur (fig. 14), au couplage critique.

Cela peut arriver avec des lampes triodes à  $R_i$  relativement faible, cas assez rare à présent mais fréquent autrefois.

Par contre, avec des pentodes, les  $R_p$  possibles et permis sont toujours inférieurs aux  $R_i$  ; dans ces conditions, non seulement le transformateur, au couplage critique, ne présente pas d'avantage sensible ; mais encore la valeur de  $M$  correspondant au couplage

critique (18) devient physiquement irréalisable, de sorte que le gain effectif est inférieur à (19) ; le transformateur est donc pratiquement moins avantageux ; comme d'autre part il est plus compliqué (surtout si l'on doit changer de gamme : deux enroulements à commuter au lieu d'un), il s'emploie peu.

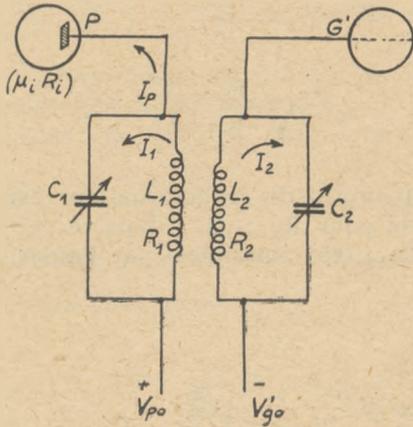


Fig. 16. — Transformateur avec les deux enroulements accordés.

2° Primaire et secondaire accordés.

6.562. --- En accordant à la fois le primaire et le secondaire, on obtiendra évidemment les propriétés sélectives des circuits couplés (Chap. SÉLECTION), plus ou moins altérées par l'amortissement de la lampe. Avec les notations fig. 16 et une lampe équivalente à un générateur de tension  $\mu V_o$  et de résistance interne  $R_i$ , on aura les trois relations :

$$\left. \begin{aligned} R_1 I_p - j \frac{I_2 - I_1}{C_1 \Omega} &= \mu V_o \\ (R_1 + j L_1 \Omega) I_1 + j \frac{I_2 - I_1}{C_1 \Omega} + j M \Omega I_2 &= 0 \\ (R_2 + j L_2 \Omega + \frac{1}{j C_2 \Omega}) I_2 + j M \Omega I_1 &= 0 \end{aligned} \right\}$$

On reconnaît dans la troisième l'une des relations classiques des circuits couplés. Quant aux deux premières, on peut les combiner pour éliminer  $I_p$  et obtenir :

$$(20) \quad I_1 \left\{ \left[ R_1 + \frac{R_i}{1 + (R_i \cdot C_1 \Omega)^2} \right] + j \left[ L_1 \Omega - \frac{1}{C_1 \Omega} \times \frac{(R_i \cdot C_1 \Omega)^2}{1 + (R_i \cdot C_1 \Omega)^2} \right] \right\} + j M \Omega I_2 = \frac{\mu V_o}{1 + j R_i \cdot C_1 \Omega},$$

que l'on peut aussi ramener à la forme habituelle :

$$(21) \quad Z'_1 I_1 + j M \Omega I_2 = \left[ R'_1 + j \left( L_1 \Omega - \frac{1}{C_1 \Omega} \right) \right] I_1 + j M \Omega I_2 = E$$

$$(22) \quad \text{en posant : } \left\{ \begin{aligned} R'_1 &= R_1 + \frac{R_i}{1 + (R_i \cdot C_1 \Omega)^2} \\ C'_1 &= C_1 \cdot \frac{1 + (R_i \cdot C_1 \Omega)^2}{(R_i \cdot C_1 \Omega)^2} \\ E &= \frac{\mu \cdot V_g}{1 + j \cdot R_i \cdot C_1 \Omega} \end{aligned} \right.$$

Comme pour les circuits couplés, on aura donc en éliminant  $I_1$  :

$$(23) \quad I_2 = \frac{E \cdot M \Omega}{Z'_1 Z_2 + M^2 \Omega^2} = \frac{\mu \cdot V_g}{1 + j R_i \cdot C_1 \Omega} \times \frac{M \Omega}{Z'_1 Z_2 + M^2 \Omega^2}$$

et l'on pourrait être tenté de prendre une triode à faible résistance interne  $R_i$ , de manière à rendre  $R_i \cdot C_1 \Omega \ll 1$  et à augmenter la « f.e.m. équivalente  $E$  ». Mais les lampes à faible résistance interne ont aussi une faible amplification  $\mu$  ; d'autre part, ce faisant, on augmenterait encore bien plus vite  $R_i$  qui deviendrait démesuré ( $R_i$  étant toujours  $\gg R_1$ ) ; enfin on ferait tendre  $C'_1$  vers l'infini, c'est-à-dire que l'on dérèglerait complètement l'accord du primaire. Il sera donc préférable, au contraire, de prendre une lampe à  $\mu$  et  $R_i$  élevés, de sorte que  $R_i \cdot C_1 \Omega$  soit  $\gg 1$  ; on aura alors sensiblement :

$$(24) \quad \left\{ \begin{aligned} C'_1 &= C_1 & E &= \frac{\mu \cdot V_g}{j R_i \cdot C_1 \Omega} \\ R'_1 &= R_1 + \frac{R_i}{(R_i \cdot C_1 \Omega)^2} = R_1 \left( 1 + \frac{L_1^2 \Omega^2}{R_1} \right) \end{aligned} \right.$$

et on retrouvera les propriétés sélectives du transformateur seul. A l'accord,  $Z_1 = R'_1$   $Z_2 = R_2$ , le courant  $I_2$  sera maximum au couplage :

$$(25) \quad M \Omega = \sqrt{R'_1 R_2}$$

et, d'après le chap. SÉLECTION, éq. 33, le gain du transformateur seul sera :

$$g_M = \frac{V'_g}{E} = \frac{1}{j C_2 \Omega} \times \frac{1}{2 \sqrt{R'_1 R_2}}$$

Le gain de l'étage s'en déduit :

$$(26) \quad g'_M = \frac{V'_g}{V_g} = \frac{\mu}{j R_i \cdot C_1 \Omega} \times \frac{1}{j C_2 \Omega} \times \frac{1}{2 \sqrt{R'_1 R_2}}$$

en posant :

$$R_{p1} = L_1^2 \Omega^2 / R_1 \text{ (résistance-parallèle du primaire seul),}$$

$$R_{p2} = L_2^2 \Omega^2 / R_2 \text{ ( » du secondaire).}$$

on voit que ce gain peut encore s'écrire :

$$(27) \quad |g'_m| = \frac{\mu}{2 R_i} \times \sqrt{\frac{R_{p1}}{1 + \frac{R_{p1}}{R_i}}} \times R_{p2} = \frac{\mu}{2} \sqrt{R_{p1} \cdot R_{p2}},$$

en appelant  $R'_{p1}$  l'impédance  $\frac{1}{1/R_{p1} + 1/R_i}$  du primaire amorti par la lampe.

Si les impédances  $R_{p1}$  et  $R_{p2}$  sont limitées par la valeur  $R_p$  physiquement réalisable, on les prendra naturellement toutes deux égales à cette valeur, pour avoir le maximum de gain, qui sera :

$$(28) \quad |g'_m| = \frac{\mu}{2 R_i} \times \frac{R_p}{\sqrt{1 + \frac{R_p}{R_i}}} = \frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{R_p}{R_i}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R_i}{R_p}}}$$

à cause du dernier facteur, visiblement inférieur à l'unité, ce gain sera plus petit que celui (19) obtenu avec un seul résonateur de même  $R_p$  ; mais prenons garde que :

— avec une triode, la différence sera faible, car  $R_i \ll R_p$  ;

— les deux formules supposent le couplage critique ; or, avec une pentode, si rien n'empêche de l'obtenir pour le transformateur double, par contre ce couplage est ordinairement irréalisable avec le transformateur à secondaire seul accordé, parce que, dans la formule (18), la résistance du primaire est remplacée par la valeur beaucoup plus grande  $R_i$ . Donc, si (28) est valable, (19) ne l'est pas et la comparaison est illusoire ; en fait, le transformateur à double accord donne un gain supérieur.

Mais, dans les amplificateurs à large bande, les valeurs de  $R_{p1}$ ,  $R_{p2}$  sont limitées à des valeurs bien plus faibles par des considérations de fidélité ; on retrouve en effet les formules du transformateur isolé, étudié au chap. SÉLECTION, et l'on a vu que pour passer une bande  $\mathcal{B}$  ou maintenir la durée de montée  $\tau$ , il faut limiter la constante de temps moyenne  $\Theta$  ; on aura par exemple (éq. 39).

$$\Theta \leq \frac{1,4}{\pi \mathcal{B}}$$

Si l'on donne la même constante de temps aux deux circuits (compte tenu de l'amortissement apporté par la lampe, c'est-à-dire le primaire étant, par lui-même, meilleur) on en tire :

$$R'_{p1} = R_{p2} = R_p = \frac{\theta}{2 C_p} \leq \frac{1,4}{2 \pi C_p \beta} ;$$

le gain (27) devient donc :

$$(28 \text{ bis}) \quad g'_m \leq \frac{\rho}{2} R_p \leq \frac{0,7}{2 \pi C_p \beta},$$

un peu inférieur à la valeur (16 bis) trouvée avec un seul résonateur : rançon acceptable de la meilleure sélectivité.

Mais on peut faire mieux si l'on dispose d'une marge suffisante sur la constante de temps du secondaire : si l'on peut la multiplier, par exemple, par 2 ou 5,5, tout en réduisant celle du primaire (amortissement par  $R_i$  compris) à 0,66 ou à 0,55 et en augmentant le couplage, les formules (44), etc, chap. SÉLECTION, montrent que l'on conserve la même courbe de sélectivité, tout en multipliant le gain par 1,12 ou 1,29, c'est-à-dire en rattrapant la plus grande partie de la différence avec le résonateur unique. Ce sera donc un artifice à employer chaque fois qu'on le pourra.

Tout ceci s'applique d'ailleurs au couplage critique (pour les circuits de même amortissement) ou transitionnel (pour des amortissements inégaux). Bien qu'on ne doive pas s'en écarter beaucoup, sous peine de réduire le gain, on peut cependant se placer un peu en-dessous (pour avoir une courbe de sélectivité plus étroite), ou un peu en-dessus (pour faire apparaître les deux « bosses ») et modeler ainsi, à sa guise, la réponse globale de plusieurs étages, comme il a été expliqué au chap. SÉLECTION. Ici encore, l'emploi d'amortissements inégaux sera avantageux, et d'autant plus que l'on travaillera avec des couplages  $n$  inférieurs à l'unité.

Le transformateur à double accord est donc très fréquemment employé, notamment dans la partie « moyenne fréquence » des récepteurs.

## COUPLAGES PLUS COMPLEXES.

6.57. — Il est clair que le transformateur à double accord ne constitue pas le terme des organes de couplage sélectif entre lampes : on pourrait le compléter par d'autres enroulements (tertiaire...), des quartz, ou un système intermédiaire tel que cellule différentielle, filtre, etc.

On peut d'ailleurs transposer ici tout ce qui vient d'être dit à propos de l'extension de la bande et de l'augmentation du gain dans

les montages résistance-capacité : il suffit de remplacer les capacités par des circuits-bouchons, les bobines par des résonateurs, tous accordés sur la fréquence centrale de la bande, et l'on retrouve pour le *passé-bande* ainsi constitué les propriétés du *passé-bas*.

Toutefois, de tels ensembles, en raison de leur complexité, ne peuvent guère être construits que pour une fréquence unique, fixe, et réglés par construction, sans possibilité de changement ultérieur rapide, ni surtout de « commande unique ». Ils sont donc pratiquement réservés aux amplificateurs « moyenne fréquence » où nous les retrouverons plus loin.

## L'AMPLIFICATION « HAUTE FREQUENCE ».

6.58. — Nous allons maintenant appliquer cet examen général des schémas amplificateurs à la première partie du récepteur : l'amplification « haute fréquence », directe de l'onde reçue.

Les conditions à satisfaire découlent des remarques préalables suivantes :

1° Si l'on doit actionner *directement le détecteur*, il faut, comme on le verra au chapitre suivant, une tension de l'ordre du volt. Or, dans un récepteur très sensible, on veut rendre utilisables des signaux faibles, dès qu'ils dépassent le bruit de fond ; et si l'aérien est peu développé, ce niveau de bruit est celui du premier circuit, soit, suivant la largeur de bande, 1 à 10 microvolts dans la plupart des cas. Une amplification de l'ordre de  $10^5$  à  $10^6$  est donc à envisager : il y faudra évidemment plusieurs étages.

2° Par ailleurs, la *sélectivité* de l'aérien et du circuit d'entrée demeure généralement très inférieure au maximum permmissible, que l'on doit s'efforcer d'atteindre le plus tôt possible (pour éviter l'« intermodulation », les distorsions et autres défauts étudiés plus loin). Donc, l'amplification H.F. doit être *sélective*, surtout au début.

3° Si, au lieu d'attaquer le détecteur, on effectue un « *changement de fréquence* », c'est-à-dire si l'amplification et la sélection sont complétées sur une nouvelle fréquence « moyenne » ou « intermédiaire » fixe le rôle de l'amplification H.F. devient moins important, et l'on peut parfois la supprimer, dans les récepteurs « bon marché », (notamment en radio-diffusion, où le niveau des parasites externes est assez grand pour que les bruits de souffle des lampes soient peu à redouter). Cependant, comme ce changement de fréquence est normalement effectué par des lampes multigrille à grande résistance de souffle, il est bon d'élever le niveau du signal suffisamment pour être sûr de les dominer ; d'autre part, l'élimination des brouillages (notamment du « fantôme ») requiert souvent plus de sélectivité que le circuit d'entrée ne peut en fournir. Il est donc souvent intéressant de conserver une certaine ampli-

fication H.F., et, dans les récepteurs soignés — surtout en ondes courtes —, on en trouve ordinairement un ou deux étages.

4° Dans tous ces cas, la caractéristique de l'amplification H.F. est qu'elle doit être *ajustée sur la fréquence* du signal à recevoir, donc réglée à nouveau chaque fois que l'on change la station écoutée. Il faut donc une très grande souplesse : variation continue dans chaque sous-gamme (rapport 1 à 2 ou 1 à 3), variation discontinue par changement des organes (commutation des selfs, et parfois des capacités) en passant d'une sous-gamme à l'autre, et les récepteurs modernes, comme il a été dit, ont couramment 5 à 10 sous-gammes. Enfin, la « commande unique » de cet accord, pour tous les étages à la fois, est habituellement exigée.

## MONTAGES A UTILISER EN HAUTE FREQUENCE.

Examinons, à la lumière de ces considérations, les divers montages possibles :

### 1° Couplage à résistances.

6.581. — Ce couplage n'étant pas sélectif, ne peut suffire ; cependant son gain serait appréciable (avec compensation) jusqu'aux ondes intermédiaires, ce qui permet de l'employer quelquefois, soit comme étage « de couplage » (par exemple avec plaque à la masse et charge cathodique) entre antenne et un ou plusieurs récepteurs, soit comme intermédiaire (« tampon ») entre deux étages accordés, pour régulariser le gain dans la gamme et éviter les amorçages parasites par réaction entre les résonateurs grille et plaque à travers la capacité interne des lampes.

### 2° Couplage par circuit antirésonant accordé dans la plaque.

6.582. — C'est le montage-type de l'amplification H.F. : il réunit un excellent gain avec une bonne sélection, se prête aux changements de gamme (un seul enroulement à commuter, soit, si l'on veut, une seule extrémité, l'autre étant à la masse) et a la commande unique (circuits identiques et isochrones, blocs de capacités variables égales montées sur le même axe).

Le gain et la sélectivité résultent de la formule (15). Mais comment choisir la lampe ? Pour augmenter le gain, il faut  $R_i < R_p$  ; pour augmenter la sélectivité, en évitant d'amortir le résonateur-plaque, il faut, au contraire,  $R_i > R_p$ . Mais cette contradiction n'est qu'apparente, car, dans les lampes, l'amplification  $\mu$  augmente avec  $R_i$  ; de sorte que l'augmentation de  $R_i$ , favorable à la sélectivité, l'est aussi, en fin de compte, pour le gain. Afin de s'en rendre compte, il n'est que de comparer les performances de deux lampes de *pente égale*, une triode à faible  $R_i$ , une pentode à grand  $R_i$ . On a le tableau suivant :

	TRIODE	PENTODE
Type .....	955 (miniature) ou sensiblement 6C5	EF 6
Coefficient d'amplificat.	$\mu = 25$	$\mu = 4\ 600$
Résistance interne ....	$R_i = 12\ 500$ ohms	$R_i = 2\ 300\ 000$ ohms
Pente .....	$p = 2$ mA/v	$p = 2$ mA/v
Formule du gain max. :	$g = \frac{\mu}{1 + R_i/R_p}$	$g = p R_p$
avec $R_p = \left. \begin{array}{l} \text{gain} \\ 200\ 000 \text{ ohms} \end{array} \right\}$ sélectivité	24 déplorable	370 bonne
avec $R_p = \left. \begin{array}{l} \text{gain} \\ 20\ 000 \text{ ohms} \end{array} \right\}$ sélectivité	15 médiocre	40 bonne

On voit que l'avantage de la pentode, écrasant pour un  $R_p$  élevé (ondes moyennes), est encore important pour  $R_p$  petit (ondes courtes) ; d'où son emploi quasiment universel dans cette application (nous reviendrons plus loin sur le cas des ondes ultra-courtes).

Si la charge de plaque  $R_p$  n'est limitée que par les possibilités de réalisation physique, on voit que toute l'amplification H. F. désirable peut être obtenue avec 2 ou 3 étages en ondes moyennes (ou longues), 3 à 4 en ondes courtes.

On aura cependant l'inconvénient que, si l'on veut couvrir une gamme étendue (rapport 1 à 2 ou à 3) par l'accord des condensateurs variables, on sera amené à changer  $C_p$  dans le rapport  $1/\omega^2$  ; comme le coefficient des surtensions des résonateurs varie peu, l'impédance-bouchon  $R_p = \frac{L_p}{C_p R} = \frac{Q}{C_p \omega}$  variera en sens inverse de  $C_p \omega$  c'est-à-dire à peu près comme  $\omega$  ; le gain de chaque étage variera donc de 1 à 2 ou à 3, produisant, s'il y a plusieurs étages, une grosse variation et un risque d'accrochage aux ondes les plus courtes.

Si c'est trop gênant, on pourra sacrifier le gain à cette extrémité en ajoutant, en parallèle sur chaque résonateur, une résistance  $R'_p$  qui limitera évidemment le gain à  $p \cdot R'_p$ .

En ondes courtes, on peut aussi obtenir une compensation par le fait que l'impédance d'entrée de grille de l'étage suivant diminue avec la longueur d'onde.

Si, au contraire, on veut amplifier une bande très large, c'est-à-dire un signal très bref, la charge de plaque  $R_p$  se trouve li-

mitée, comme on l'a vu, par le compromis sélectivité/fidélité ; d'après le chap. Sélection, formule (52), pour passer une bande de largeur  $2 \omega_M$  avec un affaiblissement limite de  $1/S_M$  à travers  $N$  étages, il faut une constante de temps inférieure à :

$$\theta_M = \frac{\sqrt{S_M^{2/N} - 1}}{\omega_M}$$

et par suite, d'après (16) ci-dessus, la charge de plaque  $R_p$  serait au maximum :

$$(30) \quad R_p \leq \frac{\theta_M}{2 C_p} = \frac{\sqrt{S_M^{2/N} - 1}}{2 C_p \omega_M}$$

Pour  $N$  étages, équipés de pentodes à pente  $p$ , le gain total serait donc :

$$(31) \quad G \leq (g_M)^N \leq (p R_p)^N \leq \left[ \frac{p \sqrt{S_M^{2/N} - 1}}{2 C_p \omega_M} \right]^N$$

Si  $N = 1$  et  $S_M = \sqrt{2}$ , on retrouve la formule (16 bis) ; on constate qu'il existe une largeur de bande limite impossible à amplifier, pour laquelle le gain tombe à 1.

Si  $N$  est grand, on peut écrire ( $S_M^{2/N} = e^{2/N \text{ Log } S_M} = 1 + \frac{2}{N} \text{ Log } S_M$  en se bornant au premier terme du développement en série ; alors ( $S_M^{2/N} - 1$ ) se réduit à  $\left(\frac{2}{N} \text{ Log } S_M\right)$  et le gain total  $G$  à :

$$G = \left[ \frac{p \sqrt{\frac{2}{N} \text{ Log } S_M}}{2\pi C_p \beta} \right]^N$$

ou, pour  $S_M = \sqrt{2}$ ,

$$G = \left[ \frac{p \frac{1,2}{\sqrt{N}}}{2\pi C_p \beta} \right]^N$$

Par étage, on a donc  $g = \frac{p \times 1,2}{2\pi C_p \beta}$  au lieu de  $\frac{p}{2\pi C_p \beta}$ .

Il en résulte qu'avec des tubes donnés (c'est-à-dire  $p$  et  $C_p$  donnés) un gain total  $G$  n'est réalisable qu'avec une largeur de bande inférieure à une limite  $\beta_M$  donnée ; on aura beau accu-

muler les étages, on n'arrivera pas à une bande supérieure. En effet, prenons  $N$  comme variable et cherchons le maximum de  $\mathcal{B}$  :

$$\mathcal{B} = \frac{p \times 1,2}{2\pi C_p} \times \frac{1}{\sqrt{N}} \times \frac{1}{G^{1/N}} = a \cdot N^{-1/2} \times \left(\frac{1}{G}\right)^{1/N};$$

donc :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{B}}{dN} &= a \left[ -\frac{1}{2} N^{-3/2} \left(\frac{1}{G}\right)^{1/N} - N^{-1/2} \left(\frac{1}{G}\right)^{1/N} \text{Log} \frac{1}{G} \times \frac{1}{N^2} \right] \\ &= a \times \frac{1}{G} \times N^{-3/2} \left[ -\frac{1}{2} + \frac{1}{N} \text{Log} G \right]. \end{aligned}$$

$\mathcal{B}$  passe par un maximum lorsque cette dérivée s'annule, c'est-à-dire pour :

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} \text{Log} G &= \frac{1}{2} \\ N &= 2 \text{Log} G \quad G = e^{N/2} \end{aligned}$$

Le gain par étage est alors  $G^{1/N} = e^{1/2} = 1,7$  (4,3 dB)

on en déduit  $N$ , puis  $\mathcal{B}_M = 0,114 \frac{p}{C_p} \times \frac{1}{\sqrt{N}}$ .

On voit tout l'intérêt d'employer des lampes à forte pente  $p$  et à faibles capacités internes, permettant de réduire la capacité totale  $C_p$ . Si l'on classe par exemple les lampes du Tableau, Chap. II, par leur rapport  $p/(C_{k_1} + C_{k_2})$ , on trouve :

tube	6 AC/7 (1852)	6 AK 5	EF 42
$p/C_i$	0,56	0,73	$0,95 \times 10^9$

On voit, par exemple, qu'avec la 6 AK 5, pour un gain de 10, la bande maximum est de  $\mathcal{B}_M = 37,5$  Mc nécessitant 5 étages. En fait, on n'ira jamais jusque-là. Pour la télévision normale, avec une bande totale  $\mathcal{B} = 2 \times 3,5$  Mc/s et en réservant une petite marge pour  $C_p$ , on trouvera :

- pour  $N = 1$ , un gain au plus égal à 10 ;
- pour  $N = 2$ , un gain de l'ordre de 6 par étage, soit au total 40 ;
- pour  $N = 4$ , un gain 4 par étage, au total 250 ;
- pour  $N = 8$ , un gain 3 par étage, total environ 6 000.

On voit combien pénible et coûteuse devient l'amplification de bandes aussi énormes ; il est vrai que, le bruit de fond et le niveau des parasites externes croissant avec la largeur de bande, on n'exige pas de recevoir des signaux de l'ordre du microvolt,

mais seulement de 0,1 à 1 millivolt ; cela exigera pourtant un nombre élevé d'étages.

Dans tout ceci, intervient seulement la largeur de bande, et non pas la fréquence moyenne porteuse ; mais si cette fréquence augmente au-delà d'une certaine limite, de nouveaux inconvénients apparaissent : le souffle des lampes augmente ; et surtout, leur impédance d'entrée diminue et finit par tomber à des valeurs très faibles ; or cette résistance, se trouvant, en fait, en parallèle sur le résonateur de grille, c'est-à-dire sur celui formant le  $R_p$  de l'étage précédent, l'amortissement dans une proportion qui devient vite excessive : le gain et la sélectivité diminuent : il arrive un moment où l'amplification H. F. devient illusoire.

Cette limite est chaque jour repoussée par les incessants progrès effectués sur les lampes et les circuits. Avec les dernières pentodes, mentionnées ci-dessus (6 AK 5, 6 AG 5...), les résistances d'entrée et de bruit (Voir tableau chap. II) sont encore acceptables en ondes métriques. Pour atteindre les ondes décimétriques,

la dernière ressource consiste dans la combinaison d'une lampe « phare » (GL 446) à électrodes très voisines et symétrie circulaire (fig. 17) avec des résonateurs grille et plaque en tubes coaxiaux ; on préfère alors le montage « grille à la masse » dont nous avons vu les avantages (augmentation du gain, réduction du bruit de fond) et qui, dans le cas présent, est aussi moins dangereux vis-à-vis des accrochages d'oscillation par la capacité interne (celle nuisible étant alors  $C_{kp}$ , très inférieure à  $C_{pn}$ ). Un premier ensemble de deux tubes co-axiaux, limité par un piston réglable, forme, avec la capacité  $C_{kg}$ , le résonateur de grille ; la

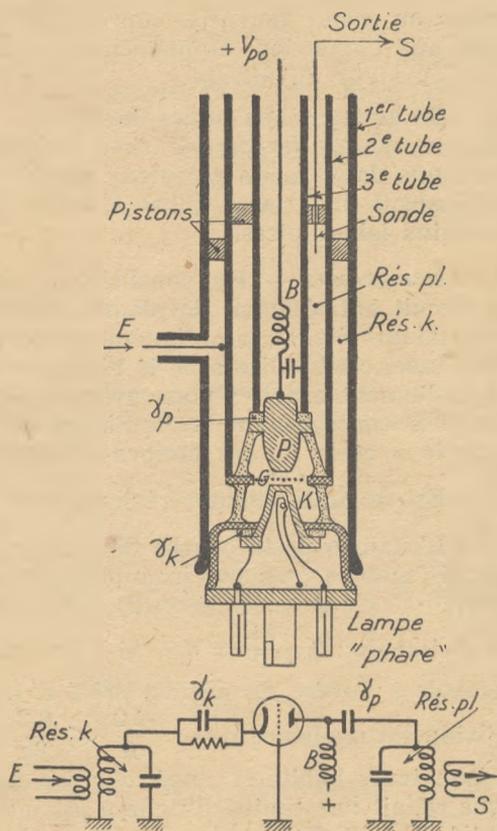


Fig. 17. — Etage amplificateur pour ondes ultra-courtes.

tension à amplifier y est amenée en un point convenable. Un troisième tube interne forme avec le second une nouvelle cavité coaxiale, servant de résonateur-plaque et accordée par un second piston réglable ; la tension amplifiée s'y trouve prise par une sonde. La connexion de ce tube avec la plaque n'est toutefois établie que par l'intermédiaire d'une rondelle diélectrique, afin de laisser les tubes au même potentiel continu, la haute tension étant amenée par une connexion supplémentaire axiale avec bobine d'arrêt et condensateur de filtrage.

En arrivant aux ondes de 10 cm et au-dessous, l'amplification directe semble *impossible* avec les montages normaux et ne se pratique dans aucun récepteur actuel ; une solution pour l'avenir s'entrevoit dans les « tubes à ondes progressives » étudiés dans certains laboratoires.

*Remarque.* — En considérant, ci-dessus, les suites d'étages à circuit antirésonant de plaque, nous avons admis que tous ces résonateurs étaient simultanément accordés sur la même fréquence moyenne, c'est-à-dire avec le réglage idéal et la commande unique parfaitement exacte ; nous avons également admis que ces résonateurs successifs ne présentaient aucun couplage mutuel autre que le  $\mu$  et le  $R_i$  des lampes intermédiaires.

Est-ce pratiquement réalisable ?

L'examen de la courbe de réponse d'un résonateur (Sélection, fig. 6) montre que, par exemple, sur les flancs de la courbe, une variation d'ordonnée de 1 dB correspond à peu près à un écart d'abscisse de :  $2q \frac{\Delta\Omega}{\Omega} = 0,2$ . Si l'on veut être maître de la courbe globale à l'ordre du décibel près, il faut donc une exactitude individuelle meilleure que :  $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \leq \frac{0,2}{2q}$ , c'est-à-dire, avec les bons résonateurs habituels, supérieure au *millième* ; or, nous avons vu que c'était une limite difficile à atteindre pour les éléments constitutifs L et C. Il faut donc s'attendre — surtout dans la construction « bon marché » avec des blocs de condensateurs variables légers — à des écarts accidentels supérieurs, d'où élargissement de la courbe globale, perte de gain et de sélectivité.

Par ailleurs, l'hypothèse que les résonateurs successifs n'ont entre eux aucun autre couplage que celui introduit dans le calcul est également sujette à caution ; la nécessité de réduire l'encombrement et le poids, fait que, malgré les blindages, toujours trop minces, la mutuelle induction entre les bobines successives n'est pas négligeable ; il y a, de plus, des couplages inévitables par la capacité interne des lampes, les connexions d'alimentation, les commutateurs, etc... d'où *réaction* des étages les uns sur les autres, pouvant modifier gravement les résultats.

Ces effets nuisibles, naturellement très variables avec la gamme et la fréquence sur laquelle on s'accorde, expliquent pourquoi la sélectivité obtenue diffère toujours quelque peu — et parfois notablement — de celle calculée.

Ils expliquent aussi pourquoi, dans l'amplification H. F. (sur fréquence ajustable), il n'est guère possible de faire appel au désaccord systématique des résonateurs successifs pour corriger la courbe de réponse globale, comme nous l'avons mentionné au chap. Sélection et comme nous le ferons plus loin dans l'amplification « intermédiaire » (sur fréquence fixe) ; ce serait ici trop délicat, les désaccords systématiques à obtenir devant être réglés avec une grande précision et se trouvant très inférieurs aux désaccords accidentels, inévitables entre étages avec les blocs de condensateurs variables normaux.

### 3° Couplage par transformateur accordé.

6.583. — Si l'on envisage maintenant le couplage par transformateur, on mettra évidemment hors de question le transformateur « aperiodique », de mauvais rendement et non sélectif ; et on se bornera au transformateur accordé.

Avec *secondaire seul accordé*, le couplage critique seul est intéressant ; la formule (18) donne alors un gain pouvant dépasser  $\mu$  si  $R_{p2} \gg R_i$  ; cela n'est pas sans intérêt avec des triodes en ondes longues ou moyennes. Reprenons la triode 955 ou 6 C 5 ci-dessus ; avec  $R_{p2} = 260\ 000$  ohms on obtient :

$$g_M = \frac{25}{2} \sqrt{\frac{200\ 000}{12\ 500}} = 50.$$

Par rapport au même résonateur directement embroché dans la plaque, le gain est doublé ; en outre la sélectivité est améliorée, le résonateur semblant seulement amorti par une résistance supplémentaire ramenée égale à la sienne.

Cependant, cela ne permet pas encore à la triode de rivaliser avec la pentode ; et pour celle-ci, la formule  $g_M$  (18) ne donne pas d'avantage ; elle est d'ailleurs optimiste, le couplage critique étant irréalisable.

On s'explique ainsi pourquoi ce montage, employé autrefois avec les triodes, a pratiquement disparu depuis l'avènement de la pentode.

Avec *primaire et secondaire accordés*, on a vu que l'on obtenait la courbe de réponse caractéristique des circuits couplés, avec palier au couplage critique ou « deux bosses » au-dessus,

## CHAPITRE VI

# DÉTECTION

6.60. — Aux débuts de la T.S.F., la principale difficulté, pour recevoir, consistait à déceler ou à « détecter » les très faibles oscillations de haute fréquence ; on utilisait pour cela d'ingénieux « détecteurs » de principes variés : micromètre à étincelles de HERTZ, tube à limaille de CALZECCHI-ONESTI et de BRANLY, puis électrolytique de FERRIE, magnétique de MARCONI, etc.

Ces appareils ont disparu, mais le nom est resté, bien que l'opération ait quelque peu changé de nature. On peut la préciser comme suit :

Rappelons, encore une fois, que l'essentiel du signal reçu n'est pas l'onde à haute fréquence, mais la modulation ou manipulation qu'elle transporte, c'est-à-dire la variation d'amplitude ou de fréquence (ou de phase) constituant l'« intelligence » transmise, soit :

- $E(t)$  pour une modulation d'amplitude  $E(t) \cdot \sin \Omega t$   
( $\Omega$  étant fixe) ;
- $\Omega(t)$  pour une modulation de fréquence  $E \cdot \sin [\Omega(t) \cdot t]$   
( $E$  étant fixe) ;
- $\varphi(t)$  pour une modulation de phase  $E \cdot \sin [\Omega t + \varphi(t)]$   
( $E$  et  $\Omega$  étant fixes).

Ces deux dernières peuvent d'ailleurs être considérées comme des variantes du même type.

On suppose cette modulation lente par rapport à la haute fréquence, c'est-à-dire que si on l'analyse en intégrale ou série de FOURIER, de pulsation  $\omega$ , les composantes d'ordre élevé sont devenues négligeables bien avant que  $\omega$  soit de l'ordre de  $\Omega$  ; en fait, le maximum  $\omega_M$  ne dépasse ordinairement pas le  $1/20$  de  $\Omega$  (environ).

Le but de la « détection » est alors de dissocier, de séparer la haute fréquence porteuse (incapable d'agir sur l'appareil d'utilisation) et la modulation, pour récupérer et utiliser celle-ci (après amplification, s'il y a lieu) (1).

(1) L'opération est aussi appelée quelquefois « démodulation », ce qui est discutable, car ce mot suggère que l'on enlève la modulation pour conserver l'onde porteuse, alors que l'on fait précisément le contraire.

Plusieurs moyens peuvent être employés dans ce but ; on a parfois fait appel à des phénomènes thermiques ou magnétiques ; mais l'augmentation des fréquences mises en jeu, tant pour le rayonnement que pour la modulation, ne permet plus aujourd'hui d'employer qu'un seul type de détecteur à inertie particulièrement faible : c'est le « conducteur dissymétrique » ou « non-linéaire », ne suivant pas la loi d'OHM, grâce à une différence d'émission électronique selon le sens du courant. Cette propriété peut apparaître soit dans le vide, entre une électrode chaude et une froide — on a alors la « diode » —, soit dans une couche semi-conductrice à la surface d'un métal.

DETECTEUR DIODE.

6.61. — Le redressement par diode a été étudié au fasc. II (§ 4.20 et suivants). Nous reprenons et complétons ici ce qui concerne la détection. On sait que les électrons passant de la cathode vers la plaque, lorsque celle-ci est positive — mais non quand elle est négative — et le passage inverse étant impossible, la caractéris-

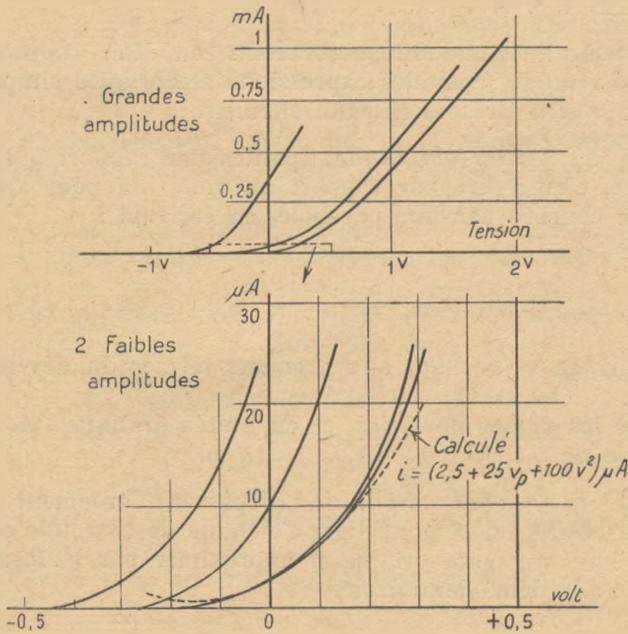


Fig. 1. — Caractéristiques de diodes EB 4.

tique  $i_p = f(v_p)$  présente l'allure bien connue de la fig. 1 : courant nul à gauche pour les  $v_p$  négatifs, apparaissant aux environs de  $v_p = 0$ , avec une région coudée vaguement parabolique (théorique-

ment en  $v_p^{3/2}$ ) puis dans un certain intervalle, sensiblement proportionnel à la tension, le quotient étant donc une résistance  $R$ , à peu près constante. (Eventuellement, il y a encore plus loin une saturation, mais nous supposons ici les tensions assez faibles pour ne pas l'atteindre.)

On notera :

— que pour  $v_p \ll 0$ , le courant est vraiment entièrement négligeable ; il n'y a pas de « courant inverse » ;

— que la région coudée s'étend sur un intervalle de tensions de l'ordre du volt (plus même, si la cathode n'est pas équipotentielle) ; il serait intéressant de la réduire, mais c'est impossible, en raison de la dispersion dans la vitesse des électrons ;

— que cette région coudée se déplace, de part et d'autre du zéro, d'une fraction de volt, suivant le type de lampe et la présence de « potentiels de contact », dus souvent à des impuretés accidentelles (1) ;

— que, pour les petites diodes, servant ordinairement à la détection, la résistance interne  $R_i$  est de l'ordre de 2 000 ohms (diodes EB 4, 6 H 6, etc.).

Si, pour la commodité des calculs, on désire approximer la relation  $i_p = f(v_p)$  par des expressions algébriques simples, il en est deux qui se présentent naturellement :

*Pour les petites amplitudes* (petites par rapport à l'étendue du coude, c'est-à-dire par rapport au volt), on peut approximer la région courbée par une parabole, en écrivant :

(1)

$$i_p = f(v_p) = i_0 + av_p + bv_p^2 = f_0 + f_0'(v_p - v_{p0}) + \frac{1}{2} f_0''(v_p - v_{p0})^2$$

c'est-à-dire en se bornant aux premiers termes du développement en série.

Avec les diodes normales, et en unités pratiques,  $a$  et  $b$  sont de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-5}$ .

*Pour les grandes amplitudes* (dépassant largement le coude des deux côtés), on peut négliger l'étendue de ce coude en le supposant réduit au point origine et approximer par la forme « anguleuse » de deux demi-droites :

(2)

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Si } v_p < 0 \dots i_p = 0 \\ \text{Si } v_p > 0 \dots i_p = \frac{v_p}{R_i} \end{array} \right.$$

(1) Sur les raisons assez mal connues de ces écarts, voir BENJAMIN, COSGROVE, WARREN « Receiving valves... etc. ». J. Inst. El. Eng. avril 1937, p. 403 et 410.

Ces relations sont vraies jusqu'à des fréquences très élevées, en raison du peu d'inertie des électrons et de leur grande vitesse dans la diode. Cependant, avec les diodes normales, où la distance cathode-plaque est de quelques millimètres, le « temps de transit » commence à se faire sentir en arrivant aux ondes métriques et le rendement diminue. Pour aller plus loin, on a construit des diodes spéciales, où l'intervalle cathode-plaque a été réduit à une très faible fraction de millimètre (il faut naturellement une construction très précise), de l'ordre du 1/100<sup>de</sup> mm. Le rendement reste alors acceptable jusqu'aux ondes décimétriques.

Mais une autre raison intervient encore pour limiter l'usage des diodes en très haute fréquence : leur *bruit de fond*, dont il a déjà été question et que l'on peut évaluer par comparaison avec celui d'une résistance ; pour une diode, la « résistance équivalente de bruit » est toujours supérieure à sa « résistance interne », donc assez notable.

Il faut enfin mentionner la capacité parasite en shunt (quelques  $\mu\text{F}$ ).

## DETECTEURS A CONTACT IMPARFAIT.

6.62. — Ce « contact imparfait » est obtenu tout simplement dans l'air, entre une petite surface métallique (ordinairement une pointe fine) et une autre surface (généralement un cristal naturel ou artificiel), dont la composition chimique, les impuretés, l'irrégularité... sont choisies pour lui donner un « comportement électronique » très différent, c'est-à-dire un « potentiel de contact » différent, de sorte que la conductibilité est dissymétrique, et que les électrons passent plus facilement dans un sens que dans l'autre.

On expliquait autrefois cette dissymétrie par la forme même des surfaces en contact : irrégularités, facettes, arêtes cristallines. La théorie moderne fait appel aux « niveaux d'énergie » dans les couches semi-conductrices : il s'agit de réaliser des trajectoires électroniques instables et des zones « interdites », d'où les électrons peuvent sortir bien plus aisément qu'ils ne peuvent y rentrer.

Comme d'ailleurs la polarité des contacts ainsi obtenus change très facilement — parfois même dans des couches de fabrication analogue — on admet aussi que certains « trous » dans les couches d'électrons peuvent se comporter comme des charges positives, en inversant le sens du phénomène.

Ces détecteurs présentent, par rapport aux diodes, les avantages suivants :

- pas besoin d'alimentation ;
- pas de point à la masse ;
- très faible capacité en shunt (0,1 à 1  $\mu\text{F}$ ) ;
- très faible épaisseur (0,0001 mm et moins), donc durée de trajet des électrons bien plus réduite ;

— bruit interne également plus réduit (énergie de bruit correspondant, par exemple, au double de la résistance interne).

Ces avantages rendent, a priori, de tels détecteurs très intéressants pour les ondes décimétriques et centimétriques.

Mais ils présentent aussi des inconvénients :

- existence d'un courant « inverse » non nul ;
- détérioration en cas de surcharge ;
- instabilité et fragilité mécanique.

De tels détecteurs ont été employés dès les premiers âges de la T. S. F. : signalons notamment le détecteur à galène (pointe

métallique et cristal de sulfure de plomb), qui a équipé tous les récepteurs avant l'introduction de la lampe à vide, mais qui a été abandonné, en raison surtout de son instabilité, à l'apparition de celle-ci.

Le contact *cuivre-oxyde de cuivre*, très courant en basse fréquence, a été aussi utilisé en « moyenne fréquence » sous forme appropriée (très petites rondelles WESTECTOR).

Mais il a fallu l'apparition des ondes centimétriques et du RADAR, pour remettre à la mode ces détecteurs historiques : en effet, pour ces ondes, l'amplification haute fréquence étant impossible, la sensibilité se trouve, en dernière analyse, limitée par le rapport signal/bruit dans le détecteur ; or, à ce point de vue, le cristal, meilleur pour le signal et donnant moins de bruit, se trouve nettement supérieur à la diode : on a donc fait un immense effort pour pousser au maximum ces avantages, tout en atténuant les inconvénients ; c'était d'autant plus difficile que la fabrication des couches « semi-conductrices » est extrêmement délicate et déce-

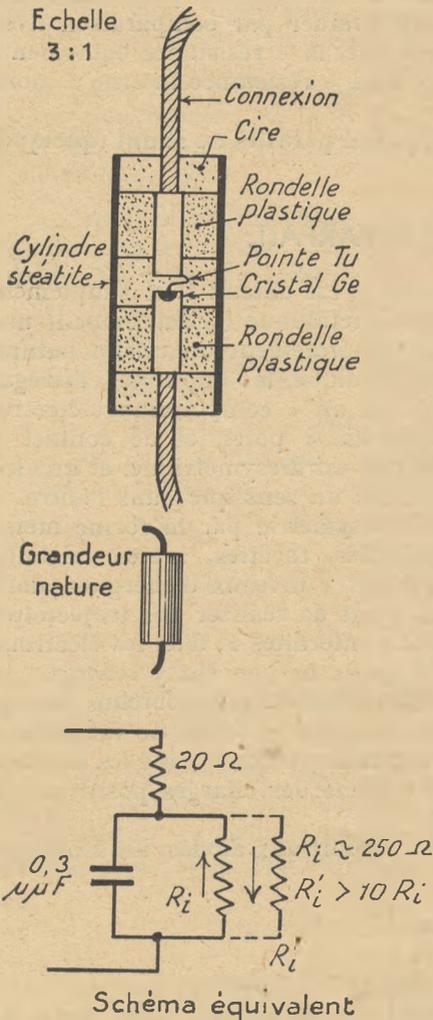


Fig. 2. — Détecteur à cristal (1 N 34).

vante, les mêmes traitements industriels donnant parfois des résultats opposés.

Les Américains ont triomphé de ces difficultés et réussi à fabriquer en grande série (50 000 par mois en 1944) plusieurs modèles, dont les performances sont savamment graduées pour s'adapter au mieux de tous les cas particuliers.

La fig. 2 représente l'aspect général de ces détecteurs : dans un petit cylindre en stéatite, aux extrémités duquel arrivent les connexions, sont placés :

— le cristal (silicium sensibilisé à l'étain, ou germanium), en plaquette de  $5 \times 5 \times 0,5$  mm. ;

— la pointe de contact (tungstène, diamètre 75 microns) avec une pression d'environ 10 à 15 gr.

Il n'y a pas lieu de chercher de « point » sensible, tous le sont également ; mais la qualité du redressement est améliorée par une série de « tapotements latéraux » ; puis le contact est bloqué et protégé par une composition cireuse, coulée dans le cylindre.

La fig. 3 donne une idée des performances et des progrès faits de 1941 à 1945 ; la résistance interne (dans le sens direct)  $R_i$  est de l'ordre de 250 ohms ; dans le sens inverse, elle n'est pas infinie, mais au moins dix fois supérieure. Il faut ajouter une vingtaine d'ohms pour la résistance de la masse du cristal. La capacité en shunt, comme il a été dit, est inférieure au picofarad. Le rendement reste constant jusque vers  $\lambda = 10$  cm ; certains modèles (I N 26) vont jusqu'à 1,25 cm (24 000 Mc). On arrive à déceler  $10^{-8}$  watt (et, avec changement de fréquence, jusqu'à  $10^{-15}$ , le « gain de conversion » étant de — 5 à — 7 dB).

Ces détecteurs sont d'une robustesse et d'une durée très acceptables : leur principal défaut reste leur détérioration possible par les surcharges : ils supportent 1 à 25 watts pendant 1 microseconde, mais sont brûlés par échauffement excessif pour des puissances beaucoup plus faibles, si elles se prolongent. C'est pourquoi ils doivent être manipulés avec beaucoup de précautions, conservés autant que possible dans leur blindage et protégés, dans les montages d'utilisation, par des « limiteurs ».

Si l'on compare les courbes de la diode, fig. 1, et celles des cristaux, fig. 2 (on peut pour cela les superposer avec un change-

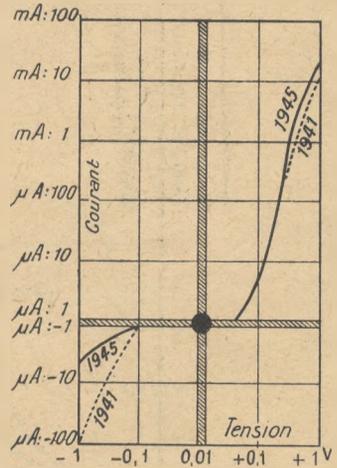


Fig. 3. — Caractéristiques de détecteurs à cristaux.

ment d'échelle approprié au rapport des résistances internes, fig. 4) on voit que l'allure générale est sensiblement la même. Evidemment, la courbe du cristal, dans sa partie inférieure, serait probablement mieux approximée par une relation du 3<sup>e</sup> ou du 4<sup>e</sup> degré en  $v$ , plutôt que par une parabole du 2<sup>e</sup> degré (certains auteurs préconisent même une exponentielle) ; d'autre part, la partie supérieure est difficile à relever et n'est utilisable que par impulsions brèves, car elle correspond à un niveau excessif de puissance ; mais enfin, on voit que la région coude a sensiblement la même étendue, la même position aux environs du zéro (sous réserve de la dispersion, assez considérable), qu'elle se prolonge par une région à peu près linéaire ; de sorte que les mêmes relations simples (1) et (2), qui ont été adoptées pour la diode, peuvent être généralisées au détecteur à cristal sans autre changement qu'une valeur adéquate des paramètres.

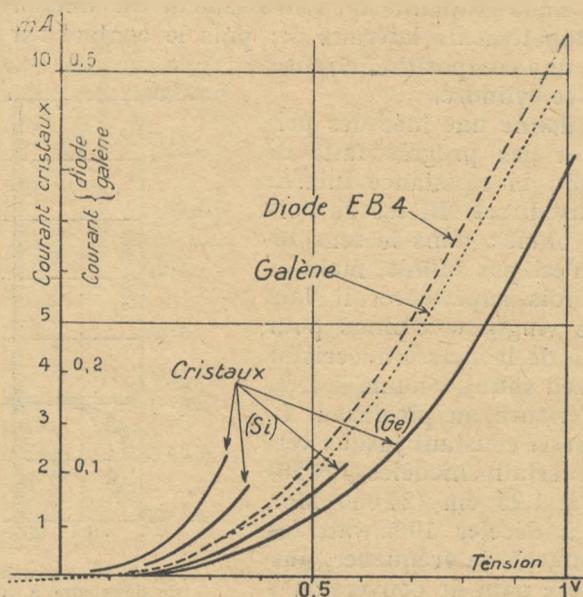


Fig. 4. — Comparaison de caractéristiques.

## PRINCIPE DE LA DETECTION PAR CONDUCTEUR NON-LINEAIRE.

6.63. — Si nous sommes en possession d'un système (diode ou cristal) à caractéristique non-linéaire, il est facile de voir que nous pouvons résoudre le problème de la détection.

Appliquons en effet à ce système de caractéristique  $i = f(v)$ , une tension de haute fréquence modulée,

$$v = V_0 + V (1 - m \cdot \sin \omega t) \cdot \cos \Omega t$$

en supposant  $\omega \ll \Omega$ , c'est-à-dire que nous pouvons d'abord considérer l'amplitude  $V$  comme constante, et ensuite seulement lui appliquer la variation lente  $(1 - m \cdot \sin \omega t)$ .

Le courant étant donc :  $i = f(V_0 + V \cdot \cos \Omega t)$ , dire que cette relation n'est pas linéaire, c'est dire que sa valeur moyenne sur une période H. F. :

$$(3) \quad \bar{i} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(V_0 + V \cos \Omega t) \cdot d(\Omega t)$$

dépend de l'amplitude alternative (la courbure faisant que l'augmentation de courant pendant l'alternance positive ne compense pas la diminution pendant l'alternance négative).

Cette valeur moyenne est donc une fonction  $\bar{i} = g(V_0, V)$  que l'on peut appeler caractéristique « dynamique » ou « de redressement » et représenter par une série de courbes avec  $V_0$  en abscisses et  $V$  en paramètre (Fig. 5).

On peut la relever expérimentalement ; on peut aussi la déduire de la caractéristique statique, soit graphiquement, soit par un calcul (1).

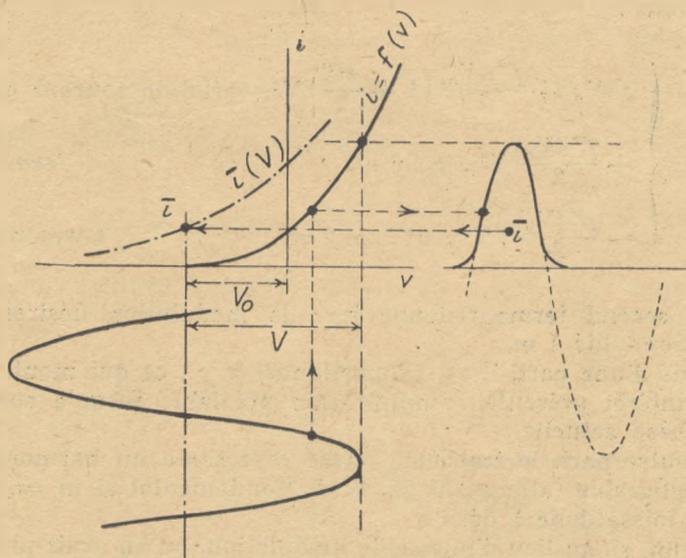


Fig. 5. — Tracé graphique des caractéristiques « dynamiques » de redressement.

**Graphiquement :** Pour une valeur donnée du paramètre  $V$ , on prendra successivement plusieurs valeurs de  $V_0$  ; pour chacune, on

(1) Nous reprenons ici, sous une forme légèrement différente, les § 4.222 et suivants du fasc. II.

tracera point par point la forme du courant  $i = f(v)$ , et on planimètrera l'aire correspondante d'où  $\bar{i}$ ; en portant ces valeurs de  $\bar{i}$  aux points d'abscisse  $V_0$ , on tracera la caractéristique dynamique pour la valeur  $V$  du paramètre; on pourra recommencer avec d'autres pour avoir un réseau (fig. 5).

Par le calcul, à condition de pouvoir approximer la fonction  $i = f(v)$  par des relations algébriques facilement intégrables: telles sont nos (1) et (2) ci-dessus.

*Aux petites amplitudes :*

$$\begin{aligned} \bar{i} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} [1_0 + a(V_0 + V \cos \Omega t) + b(V_0 + V \cos \Omega t)^2] d(\Omega t) \\ &= (i_0 + aV_0 + bV_0^2) + \frac{b}{2} V^2 = f(V_0) + \frac{V^2}{4} f''(V_0). \end{aligned}$$

Si maintenant nous imprimons à  $V$  la modulation lente

$$V(1 + m \sin \omega t)$$

nous avons :

$$(4) \quad \bar{i} = \begin{cases} f(V_0) + \frac{f''(V_0)}{4} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) V^2, & \text{variation courant moyen,} \\ + \frac{f''(V_0)}{2} V^2 \cdot m \sin \omega t, & \text{terme utile} \\ - \frac{f''(V_0)}{8} V^2 \cdot m^2 \cdot \cos 2 \omega t, & \text{harmonique 2} \end{cases}$$

Le second terme redonne bien la modulation désirée, avec proportionnalité à  $m$ .

Mais d'une part, il est proportionnel à  $V^2$ , ce qui montre quel grand intérêt présente l'amplification préalable jusqu'à sortir de l'hypothèse actuelle.

D'autre part, le troisième terme représente un harmonique 2 non négligeable (atteignant 25 % du fondamental si  $m = 1$ ); la fidélité laisse donc à désirer.

Enfin, si, au lieu d'une seule modulation, on en avait plusieurs superposées, par exemple :

$$V(1 + m \sin \omega t + m' \sin \omega' t),$$

l'élévation de ce terme au carré ferait apparaître des produits  $\sin \omega t \cdot \sin \omega' t$ , c'est-à-dire des pulsations différentielles ( $\omega - \omega'$ ) (battements) et additives ( $\omega + \omega'$ ), c'est-à-dire une série de composantes nuisibles.

Aux grandes amplitudes, le calcul de  $\bar{i}$  exige seulement la connaissance de la partie de la période pendant laquelle il faut appliquer l'une et l'autre des relations (2) ; on voit tout de suite que le courant ne passe que dans l'intervalle :

$$(5) \quad -\theta_0 < t < \theta_0 \quad \text{avec} \quad \theta_0 = \arccos \frac{-V_0}{V}$$

donc :

$$\bar{i} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} \frac{V \cos \Omega t + V_0}{R_i} d(\Omega t) = \frac{V}{\pi R_i} \int_0^{\theta_0} (\cos \Omega t - \cos \theta_0) d(\Omega t)$$

$$(6) \quad \bar{i} = \frac{V}{\pi R_i} \times (\sin \theta_0 - \theta_0 \cdot \cos \theta_0).$$

Si maintenant on imprime à  $V$  la lente variation  $(1 + m \cdot \sin \omega t)$  on voit que l'on recueillera, dans le cas général, un terme utile assez déformé, car (6) dépendra de  $m$ , non seulement par le facteur  $V (1 + m \cdot \sin \omega t)$ , mais aussi par l'intermédiaire de  $\theta_0$  qui variera aussi d'après (5). Il y aura cependant exception si  $\theta_0$  reste fixe, ce qui peut avoir lieu :

a) si  $V_0$  est nul, auquel cas on a toujours  $\theta_0 = \pi/2$  ;

b) si  $V_0$  varie automatiquement comme  $V$ , ce qui est réalisé dans les montages courants que l'on va voir.

Alors, le terme de courant utile :

$$(7) \quad m \frac{V}{\pi R_i} (\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0) \sin \omega t$$

est rigoureusement proportionnel à  $m$  et à  $V$  ; la détection est (en un sens restreint, c'est-à-dire pour un seul signal appliqué)

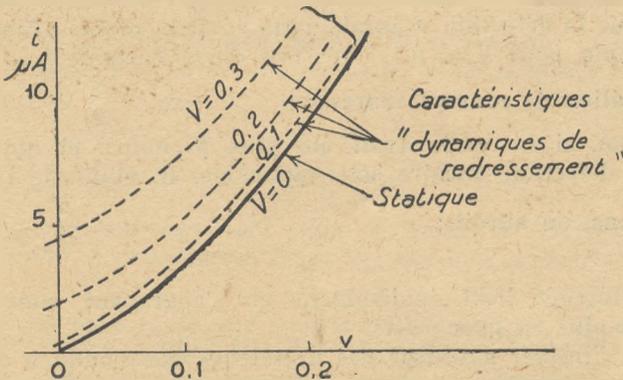


Fig. 6. — Caractéristiques dynamiques aux faibles amplitudes.

linéaire, bien que le détecteur ne le soit pas. Elle est parfaitement fidèle, et s'il y a plusieurs composantes de modulation superposées, elles sont détectées indépendamment sans mélange.

Ces résultats s'interprètent aisément si l'on revient au graphique fig. 6 : ils signifient que les « caractéristiques dynamiques de redressement » sont :

aux petites amplitudes, des paraboles semblables à la caractéristique statique et décalées vers le haut de  $\frac{b \cdot V^2}{2}$  (fig. 6) ;

aux grandes amplitudes, des raccords progressifs entre les deux tronçons rectilignes de la caractéristique statique anguleuse (fig. 7), limités aux abscisses  $V_0 = -V$  ( $\theta_0 = 0$ , le courant cesse de

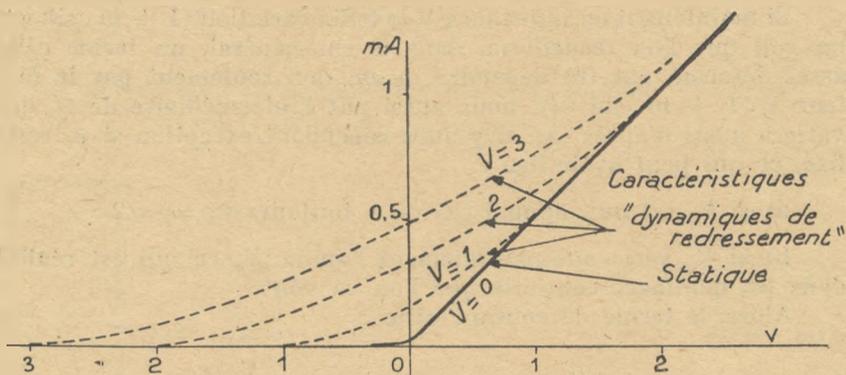


Fig. 7. — Caractéristiques dynamiques aux grandes amplitudes.

passer) et  $V_0 = +V$  ( $\theta_0 = 180^\circ$ , le courant est proportionnel à la tension).

La différence d'échelle de ces deux figures ne fera pas perdre de vue que la détection « parabolique » est la moins avantageuse ; par exemple, pour  $V = 0,1$ , dans une diode normale  $b = 10^{-4}$ , on

a la variation de courant redressé : 
$$\Delta i = \frac{b}{2} V^2 = 0,5 \mu\text{A},$$

tandis que, si le coude avait été plus prononcé et que la formule de détection linéaire soit applicable,  $R_f$  étant de l'ordre de

2 000 ohms, on aurait : 
$$\Delta i = \frac{V}{R_f} = 16 \mu\text{A}$$

et la différence irait évidemment en s'aggravant pour des signaux de plus en plus petits.

D'où l'intérêt d'utiliser des détecteurs à « coude » aussi peu étendu que possible, afin que l'approximation « anguleuse » soit applicable à des signaux même très petits.

Ces formules suffiraient à résoudre le problème de la détection, si  $V_0$  et  $V$  étaient réellement connus, c'est-à-dire si le détecteur était alimenté par une source de f.e.m. connue et de résistance interne négligeable, sans interposition d'aucune impédance dans le circuit. Mais il n'en est pas ainsi. D'une part, la « source » est en général un résonateur d'impédance interne élevée ; d'autre part, pour utiliser le courant détecté, il faudra bien placer dans le circuit un organe quelconque, apportant, lui aussi, une impédance nouvelle. Ces impédances auront des valeurs très différentes pour les pulsations  $\Omega$ ,  $\omega$  et zéro (courant moyen), sans parler de leurs harmoniques, forcément introduits par le détecteur non-linéaire.

Nous devons donc reprendre le calcul de la détection en tenant compte de ces impédances, au moins de façon approchée, car l'énoncé rigoureux serait inextricable. Nous examinerons d'abord l'influence de la « charge d'utilisation » : soit une simple résistance pure, soit une résistance shuntée par un « condensateur-réservoir », soit une charge réactive quelconque. Nous verrons ensuite la correction apportée par l'impédance interne de la source.

Détecteur chargé par une résistance pure.

6.631. — Supposons (fig. 8) que l'on intercale dans le circuit du détecteur une résistance de charge  $R$ , aux bornes de laquelle on prélèvera la tension redressée, en vue d'une amplification ultérieure.

Ce cas étant, comme on va le voir, peu avantageux, nous nous bornerons à l'étudier sommairement pour les *grandes amplitudes* (1), de manière à justifier le passage au suivant :

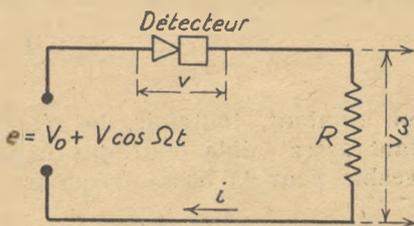


Fig. 8. — Détecteur chargé par une résistance pure.

On a vu (fasc. II, § 4.21) que, si l'on applique une tension haute fréquence  $V \cdot \cos \Omega t$ , on recueille la tension redressée :

$$V_{po} = \frac{V}{\pi \left(1 + \frac{R_t}{R}\right)}$$

Si donc nous supposons que  $V$  subit la variation lente  $(1 + m \sin \omega t)$ , la tension redressée  $V_{po}$ , qui lui est proportionnelle,

(1) Pour les petites amplitudes (caractéristique parabolique), un calcul simplifié, malheureusement reproduit dans d'excellents ouvrages, tend à démontrer que l'on retrouve le même résultat que ci-après, avec résistance shuntée par condensateur-réservoir. Cette conclusion, incorrecte et démentie par l'expérience, découle de ce que l'on a négligé des termes du même ordre que ceux conservés. Le calcul complet correct est possible, mais d'une longueur disproportionnée avec son intérêt actuel.

la subira également, et l'on recueillera la composante basse fréquence :

$$(8) \quad v_{\omega} = \frac{m V}{\pi \left(1 + \frac{R_i}{R}\right)} \sin \omega t$$

qui croît avec le rapport  $R/R_i$ , mais sans pouvoir dépasser  $m V/\pi$ , c'est-à-dire environ le tiers de la composante haute fréquence modulée.

Cette perte tient au fait qu'en augmentant  $R$  pour recueillir une tension détectée appréciable, on augmente la « résistance interne apparente » du détecteur aux instants où passe le courant, ce qui le diminue. Il serait donc avantageux de remplacer  $R$  par une charge en quelque sorte « sélective », c'est-à-dire de valeur élevée pour la composante détectée de pulsation  $\omega$ , mais de valeur faible pour les « pointes brèves » à haute fréquence, de pulsation  $\Omega$ . C'est le but du montage suivant.

### Détecteur chargé par résistance et condensateur-réservoir.

6.632. — Ajoutons en shunt sur la résistance de charge  $R$ , un condensateur  $C$  de valeur suffisante pour fournir les pointes de courant haute fréquence, que le détecteur peut laisser passer, sans chute appréciable dans la résistance  $R$  ; c'est-à-dire supposons :

$$\frac{1}{C \Omega} \ll R,$$

en ajoutant, toutefois, la réserve, que cette capacité est pourtant assez faible pour que la dérivation ainsi formée soit négligeable pour la basse fréquence détectée, c'est-à-dire :

$$R \ll \frac{1}{C \omega}.$$

La coexistence de ces deux conditions, sur laquelle nous reviendrons, implique évidemment  $\omega \ll \Omega$ , ce qui est dans nos hypothèses.

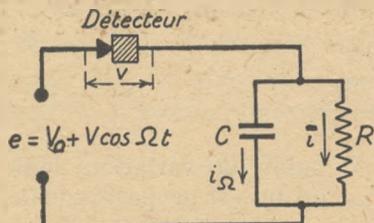


Fig. 9. — Détecteur chargé par résistance et condensateur.

Dans ces conditions (fig. 9), le courant haute fréquence passe librement dans  $C$ , sans chute de tension, tandis que le courant moyen et sa variation à pulsation  $\omega$  donnent lieu à la chute de tension normale dans  $R$  ; la tension effectivement appliquée au détecteur est donc :

$$v = e - R \cdot \bar{i} = (V_0 - R \cdot \bar{i}) + V \cos \Omega t$$

comme si l'on avait remplacé la polarisation  $V_o$  par :

$$V'_o = (V_o - R \cdot \bar{i}).$$

Le courant moyen détecté sera donc :

$$(9) \quad \bar{i} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(V'_o + V \cos \Omega t) \cdot d(\Omega t).$$

Comme il a été vu au § 4.222, cette équation est susceptible de solution graphique immédiate si l'on dispose du réseau des caractéristiques « dynamiques » fig. 6/7. En effet, sur un tel réseau traçons (fig. 10 la droite passant par le point d'abscisse  $V_o$  et d'ordonnée 0, avec la pente  $-1/R$ . Considérons tout point de cette droite comme une ordonnée  $\bar{i}$  et une abscisse  $V'_o$ , il satisfait à la relation :

$$V'_o = V_o - R \cdot \bar{i}$$

D'autre part le point P d'intersection de cette droite, avec la caractéristique dynamique graduée à la valeur  $V$ , a, par définition, une ordonnée  $\bar{i}$  égale à la valeur moyenne du courant redressé avec la polarisation égale à l'abscisse  $V'_o$  et l'amplitude alternative  $V$  : ses coordonnées satisfont donc exactement à l'équation (9), d'où le courant redressé  $\bar{i}$  et la tension redressée  $R \cdot \bar{i} = V_o - V'_o$ .

Si maintenant  $V$  subit la variation  $(1 + m \cdot \sin \Omega t)$ , le point P fluctue sur la droite, entre les limites A (intersection avec la caractéristique dynamique  $V(1 + m)$ ) et B (intersection avec  $V(1 - m)$ ). De là, évidemment, l'amplitude de la composante utile  $i_m$  et même, si l'on veut la tracer point par point, sa forme exacte et sa distorsion.

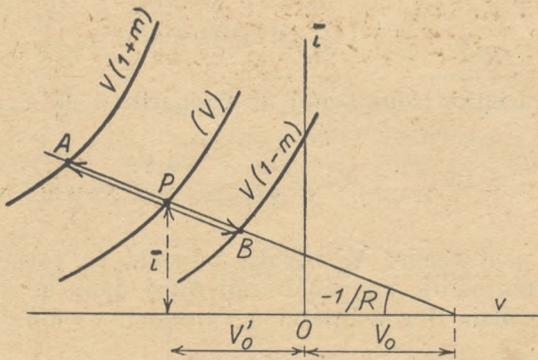


Fig. 10. — Solution graphique au moyen des caractéristiques « dynamiques ».

Bien entendu, cette méthode graphique étant longue, il est intéressant d'obtenir des valeurs approchées en utilisant les approximations déjà faites pour la fonction  $f$  aux formules (1) et (2).

Aux *petites amplitudes* on aura :

$$i = i_0 + a(V_0 - R \cdot \bar{i} + V \cos \Omega t) + b(V_0 - R \cdot \bar{i} + V \cos \Omega t)^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i_0 + a(V_0 - R \cdot \bar{i}) + b(V_0 - R \cdot \bar{i})^2 + [a + 2b(V_0 - R \cdot \bar{i})] V \cdot \cos \Omega t \\ + b \cdot V^2 \cdot \cos^2 \Omega t \end{array} \right.$$

Dans la valeur moyenne  $\bar{i}$ , le terme en  $\cos \Omega t$  disparaît et il reste :

$$\bar{i} = [i_0 + a(V_0 - R \cdot \bar{i}) + b(V_0 - R \cdot \bar{i})^2] + \frac{b V^2}{2}$$

qui donne, en principe, une équation du 2<sup>e</sup> degré en  $\bar{i}$  :

$$b R^2 \bar{i}^2 - [1 + aR + 2bR V_0] \bar{i} + \left[ I_0 + \frac{b V^2}{2} \right] = 0$$

avec :

$$I_0 = i_0 + a V_0 + b V_0^2.$$

Mais, anticipant sur le résultat, on observe, que la détection des signaux faibles étant toujours mauvaise, la tension détectée  $R \cdot \bar{i}$  demeure nettement inférieure à la tension haute fréquence appliquée  $V$ , de sorte que l'on peut négliger le terme  $b \cdot R^2 \cdot \bar{i}^2$  tout en conservant le terme  $b \cdot V^2/2$  (1) et qu'il reste simplement :

$$\bar{i} = \frac{I_0 + \frac{b V^2}{2}}{1 + aR + 2bR V_0}.$$

Et sa variation sous l'effet de l'apparition de  $V$  est :

$$\bar{i} - (\bar{i})_{v=0} = \Delta \bar{i} = \frac{b V^2}{2(1 + aR + 2bR V_0)}.$$

On ne peut rendre  $V_0$  négatif puisque, la variation alternative étant très petite, on pénétrerait ainsi dans la zone des courants nuls ; mais il y a intérêt à l'annuler, c'est-à-dire à ne pas

(1) C'est cette approximation que l'on a tort de faire s'il s'agit, non de  $R \cdot \bar{i}$ , mais de  $R \cdot i$  dans le montage fig. 8, car si  $R$  est élevé, la chute de tension *instantanée* dans  $R$  tend vers  $V$  (Voll note § 6.631).

polariser positivement ; le terme  $2 bR V_0$  disparaît donc au dénominateur. La tension détectée s'obtient en multipliant par  $R$  :

$$\Delta v = R \cdot \Delta \bar{i} = \frac{b V^2 \cdot R}{2(1 + aR)}.$$

Notons enfin que  $a$  est la pente de la tangente au point de repos considéré, c'est-à-dire l'inverse de la résistance interne  $R'_i$  en ce point (nous écrivons  $R'_i$ , car cette résistance est toujours plus grande que la résistance  $R_i$  dans la partie rectiligne).

Donc enfin :

$$(10) \quad \Delta v = \frac{\frac{b}{2} V^2}{\frac{1}{R'_i} + \frac{1}{R}}.$$

Il y a intérêt à prendre une forte résistance externe  $R$  de manière à rendre négligeable  $1/R$  devant  $1/R'_i$  et il reste alors :

$$(\Delta \bar{v})_{\text{MAX}} = \frac{b R'_i}{2} V^2.$$

Pour une diode, on a vu que  $b$  est de l'ordre de  $10^{-4}$ ,  $a$  de l'ordre de  $25 \cdot 10^{-6}$  ; il faut donc  $R \gg 40\,000$  ohms et il reste :

$$(\Delta \bar{v})_{\text{MAX}} = 2 V^2.$$

Une tension H. F. de  $V = 0,1$  v., pour laquelle l'approximation est valable, donnera donc environ  $\Delta \bar{v} = 0,02$  v. Le rendement semblerait s'améliorer si  $V$  augmente, mais alors l'approximation parabolique n'est plus valable (1).

La proportionnalité de  $\Delta \bar{v}$  au carré de la tension appliquée  $V$  provoquera, comme il a été vu, si  $V$  subit la fluctuation  $(1 + m \cdot \sin \omega t)$ , l'apparition d'harmoniques, donc une distorsion ; par ailleurs elle suggère impérieusement d'augmenter  $V$  par amplification préalable, jusqu'à ce que l'on sorte de l'hypothèse des petites amplitudes. On arrive ainsi à l'autre :

Aux grandes amplitudes, il suffit d'appliquer les éq. (5) et (6) en tenant compte que la polarisation est devenue :

$$V'_0 = V_0 - R \cdot \bar{i}$$

(1) Remarque : Une démonstration géométrique a été donnée au 4.223, fasc. II.

donc (5) devient :

$$\cos \theta_o = \frac{-(V_o - R \cdot \bar{i})}{V}$$

On en tire  $\bar{i}$  et on l'égalé à la valeur (6), donc :

$$\bar{i} = \frac{V_o + V \cos \theta_o}{R} = \frac{V}{\pi R_i} (\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o).$$

Pour obtenir la valeur de  $\theta_o$  indépendante de l'amplitude  $V$ , ce qui assurera la détection linéaire, il suffit de supprimer toute polarisation continue additionnelle,  $V_o = 0$  ; on obtient alors pour calculer  $\theta_o$  la relation :

$$(11) \quad \operatorname{tg} \theta_o - \theta_o = \frac{\pi R_i}{R}$$

facile à résoudre au moyen d'un graphique tel que celui de la fig. 11 ; on a porté en abscisses le rapport  $R/R_i$ , toujours supé-

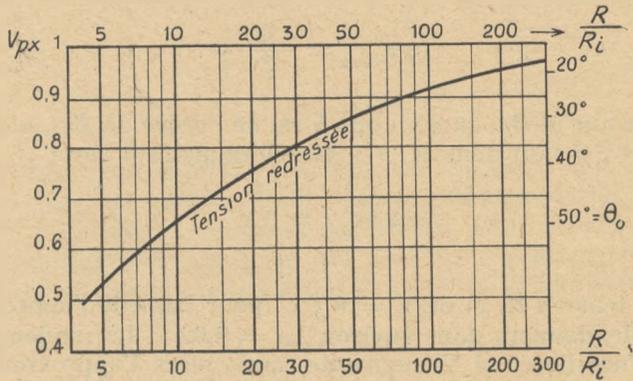


Fig. 11. — Tension redressée par un détecteur à caractéristique anguleuse.

rieur à l'unité ; en ordonnées on peut porter, non pas  $\theta_o$  mais  $\cos \theta_o = R \cdot \bar{i}/V$ , et l'on voit que ce rapport *tend vers 1* lorsque  $R \gg R_i$ .

Dans ce cas, non seulement la tension redressée —  $V_o = R \cdot \bar{i}$ , est proportionnelle à la tension appliquée  $V$  (condition d'une fidélité parfaite), mais encore elle lui devient *presque égale* (rendement excellent, principe du voltmètre de crête) (1).

(1) Cette conclusion découle essentiellement de ce que la résistance externe  $R$  est très grande ; donc le potentiel moyen de la plaque s'abaisse jusqu'à ce que le débit soit très faible, c'est-à-dire jusqu'à ce que le maximum de tension instantanée *dépasse à peine* le point anguleux de la caractéristique. Elle s'étendrait donc au cas où la branche montante serait de forme quelconque.

Si  $V$  subit la variation  $(1 + m \cdot \sin \omega t)$ , on recueillera donc la composante de tension « utile » :

$$(12) \quad m \cdot V \cdot \cos \theta_0 \cdot \sin \omega t$$

voisine de  $(m \cdot V \cdot \sin \omega t)$  idéal.

Ce résultat est facile à retrouver graphiquement : en utilisant les caractéristiques dynamiques et la construction de la fig. 10, on voit que si  $R$  devient très grand, la droite BPA se rabat vers l'axe des abscisses ; elle coupe donc les caractéristiques dynamiques très près de leur pied, c'est-à-dire, comme on l'a remarqué fig. 8, au voisinage de l'abscisse  $(-V)$ .

En résumé, si l'on applique au montage « à condensateur shunté » fig. 9, où  $R \gg R_i$ , une tension H. F. croissante  $V \cdot \cos \Omega t$ , on obtient, aux bornes de  $R$ , une tension redressée croissant d'abord comme  $V^2$  (mais faible), puis proportionnellement à  $V$  et dont l'amplitude finit par être voisine de celle de la composante haute fréquence elle-même. C'est pratiquement l'idéal (1).

La forme exacte de cette « caractéristique de détection » peut être trouvée par méthode graphique, à partir de la caractéristique statique.

La fig. 12 donne un exemple de telles courbes calculées et relevées.

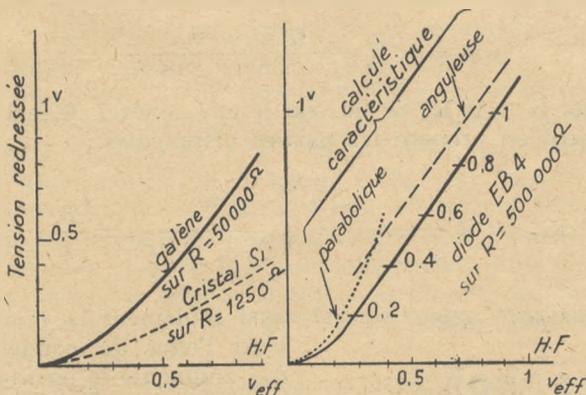


Fig. 12. — Exemples de caractéristiques de détection.

### Impédance du système détecteur.

6.641. — Il est enfin utile de calculer l'impédance du système détecteur entre ses bornes d'entrée AA' (fig. 13), d'où la puissance que doit lui fournir la source à haute fréquence.

(1) Sauf quelques cas très spéciaux, par exemple la réception successive de deux signaux dont on veut manifester la différence d'amplitude (guidage par faisceaux croisés) ; on a alors intérêt à conserver la détection parabolique.

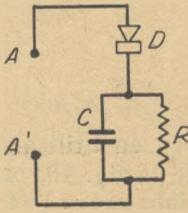


Fig. 13. Impédance d'entrée.

Aux faibles amplitudes, le point de fonctionnement se déplace très peu de part et d'autre du point moyen, sur une caractéristique en forme de parabole ; nous avons déjà fait intervenir la « résistance interne  $R'_i$  » correspondant à la pente en ce point : c'est donc sensiblement la résistance apparente du détecteur ; l'ensemble  $R - C$  n'y ajoute pas une composante réactive appréciable, puisque  $1/C\Omega$  est supposé petit.

L'impédance entre les bornes d'entrée  $A, A'$  est donc, à peu de chose près, la « résistance interne  $R'_i$  au point de fonctionnement moyen ».

Aux grandes amplitudes, l'impédance de  $R - C$  est encore négligeable, donc l'impédance totale se réduira à la « résistance moyenne du détecteur » ; mais celle-ci n'est pas évidente ; pour la connaître, il faut calculer la puissance fournie par la source haute fréquence au cours d'un cycle, en tenant compte que le courant ne passe que dans la fraction de période  $-\theta_0$  à  $+\theta_0$ .

D'après le calcul fait fasc. II, § 4.23, la puissance absorbée est :

$$(13) \quad w = \frac{V^2}{2R} \times \frac{\theta_0 - \sin \theta_0 \cos \theta_0}{\text{tg } \theta_0 - \theta_0}$$

Il revient au même de dire que la « résistance apparente du système entre ses bornes d'entrée  $A, A'$  », est :

$$(14) \quad R_{app} = R \frac{\text{tg } \theta_0 - \theta_0}{\theta_0 - \sin \theta_0 \cdot \cos \theta_0}$$

Lorsque  $R \gg R_0$ , ce qui est le cas général,  $\theta_0$  est très petit et l'on obtient en prenant les parties principales :

$$R_{app} = R \frac{\theta_0 + \frac{\theta_0^3}{3} - \theta_0}{\theta_0 - \left( \theta_0 - \frac{\theta_0^3}{6} \right) \left( 1 - \frac{\theta_0^2}{2} \right)} = \frac{R}{2}$$

La résistance apparente est ainsi seulement la moitié de  $R$  ;

c'est l'effet du condensateur  $C$  qui augmente le passage du courant dans le redresseur. Le débit serait même beaucoup plus grand s'il ne se produisait une « polarisation automatique » : la baisse de potentiel moyen  $-V_0 = R \cdot \bar{i}$  étant presque égale à la tension de crête  $V$  et par suite le courant ne passant que par pointes très brèves (fig. 14).

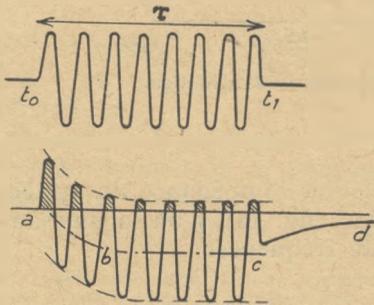


Fig. 14. — Constante de temps du détecteur.

Choix des éléments R, C.

6.642. — Revenons sur la double condition posée,

$$\frac{1}{C\Omega} < R < \frac{1}{C\omega}.$$

La *première inégalité* exprime que la réactance du condensateur est faible devant la résistance R, donc aussi devant R/2, qui est, d'après ce qui précède, la résistance apparente de l'ensemble ; autrement dit, la haute fréquence ne subit aucune chute appréciable dans l'ensemble R - C et se trouve pratiquement appliquée en totalité sur le détecteur.

Mais cela suppose l'inégalité très large, par exemple 1/CΩ de l'ordre de (0.1 ou 0,05) . R.

S'il en était autrement, la chute de tension HF serait appréciable, d'où baisse de rendement (mais non de fidélité, car cette baisse ne dépendrait pas de la modulation ω).

La *seconde inégalité* exprime que, pour une modulation sinusoïdale de pulsation ω, le condensateur C ne constitue aux bornes de R qu'une dérivation inappréciable ; tant qu'elle est satisfaite, on recueille donc la même tension modulée que si V variait lentement ; la fidélité demeure parfaite.

Pour les valeurs de ω où cette inégalité cesse d'être vérifiée, la résistance de charge est shuntée de façon appréciable par C et la tension recueillie diminue (d'environ  $\sqrt{2}$  si  $C\omega R = 1$ ).

Si, au lieu d'une modulation sinusoïdale, nous avons une manipulation par tout ou rien, avec des points rectangulaires de durée T (c'est-à-dire de période 2 T), la présence du condensateur C signifierait une « constante de temps » (fig. 14) : à l'instant  $t_0$  où le signal apparaît, ce condensateur met un certain temps pour se charger par les pointes de courant à travers le détecteur, d'où un « arrondissement » *ab* de la tension détectée ; puis, à l'instant  $t_1$  où le signal cesse, la tension détectée ne tombe pas brusquement à zéro, mais le condensateur doit se décharger dans R, d'où un nouvel « arrondissement » *cd*.

On notera la dissymétrie de ces deux constantes de temps : au début du signal, la charge se fait par intermittences à travers le détecteur, c'est donc sa résistance interne  $R_i$  (et non R) qui intervient, de façon d'ailleurs compliquée ; au contraire, à la fin du signal, il y a décharge dans R seule suivant la loi exponentielle classique :  $e^{-t/CR}$ .

En général,  $R \gg R_i$  ; donc c'est la seconde constante de temps qui est la plus grande et qu'il s'agit de limiter : on appliquera les mêmes considérations que pour l'inertie d'un résonateur au chap. Sélection, § 6.363 ; on pourra, par exemple, estimer la distorsion acceptable lorsque la constante de temps CR sera inférieure à en-

viron 0,4 T, c'est-à-dire (en appelant  $\omega = 2 \pi/2 T$  la pulsation de manipulation) :

$$R < \frac{1,25}{C \omega}$$

Ceci précise un peu les exigences quant à la seconde inégalité : une manipulation n'étant pas autre chose que le cas-limite d'une modulation à 100 %, il n'y a pas de raison plus rigoureuse pour l'une que pour l'autre <sup>(1)</sup> et la condition

$$(15) \quad R \leq \frac{1}{C \omega}$$

semble raisonnable dans l'un et l'autre cas.

Nous avons dès lors tout ce qu'il faut pour déterminer R et C suivant le problème posé :

On choisira d'abord R grand par rapport à  $R_i$  et à l'impédance de la source H. F. de manière à augmenter la tension détectée ( $\odot_0$  petit, formule 11) et l'impédance d'entrée (formule 14) ; on en tirera ensuite C par l'inégalité (voisine de l'égalité) (15) en fonction de la plus haute pulsation  $\omega$  de modulation.

Par exemple, avec toutes les diodes ordinaires,  $R_i$  est de l'ordre de quelques milliers d'ohms au plus, donc  $R = 500\,000$  ohms est largement suffisant ; la résistance apparente de l'ensemble entre les bornes d'entrée A, A' (fig. 13) sera de l'ordre de 250 000 ohms, ce qui ne constituera pas un amortissement excessif, même pour un bon résonateur.

Avec une réception téléphonique de radio-diffusion, le maximum de  $\omega$  sera de l'ordre de  $(2 \pi \cdot 5 \cdot 10^3)$  et l'on déduira de (15) une valeur de capacité C de l'ordre de 50  $\mu\text{F}$  : c'est effectivement l'usage normal.

Avec ces valeurs, la première inégalité,  $\frac{1}{C \Omega} < R$  sera satisfaite dans un rapport 10 à 20 à partir des fréquences de 200 Kc.

En *télévision* et *détection électromagnétique* les pulsations  $\Omega$  et  $\omega$  étant beaucoup plus élevées, la constante de temps C. R. doit tomber à l'ordre du dixième de microseconde. Si l'on conservait R de l'ordre du mégohm, il faudrait donc C de l'ordre de  $10^{-13}$ , ce qui est illusoire car, même en supprimant C, il resterait des capacités parasites dix fois supérieures, notamment celle de la diode (en série avec le résonateur d'entrée, dont la self-induction est négligeable aux fréquences de modulation). Il faut donc :

(1) Certains auteurs proposent cependant des conditions plus sévères ; par exemple BARKHAUSEN a prétendu démontrer qu'il faut  $C_0 R < \sqrt{1/m^2 - 1}$ . L'exagération de cette formule est évidente lorsque le taux de modulation  $m$  tend vers l'unité.

— réduire notablement  $R$ , par exemple à 5 000 ou 10 000 ohms, ce qui entraîne évidemment une perte de sensibilité (on pourra alors prendre  $C = 10$  à 20 micromicrofarads) ;

— rechercher des diodes qui joignent une faible résistance interne  $R_i$  à une faible capacité parasite  $\gamma$ , c'est-à-dire ayant un produit  $R_i \gamma$  minimum ; d'où les derniers modèles « miniature » et « gland » qui manifestent un progrès notable :

Type	$R_i$ ohms	$\gamma$ picofarads	Produit $R_i \gamma$
Normale 6 H 6.	1.200	5,6	6 600
Pentode 6 AG 5 en diode.	200	12,7	2 700
Miniature 6 AL 5.	300	3,7	1 100
Gland 9004.	280	1,3	360

Dans le cas où  $\omega$  et  $\Omega$  seraient si voisins qu'il serait impossible de satisfaire à la fois aux deux inégalités, il faudrait sacrifier l'une ou l'autre, au prix soit d'une perte de sensibilité, soit d'une baisse de fidélité. On pourrait aussi envisager de remplacer l'ensemble  $R - C$  par un système sélectif plus perfectionné facilitant la séparation des pulsations  $\omega$  et  $\Omega$  (bouchon, filtre...) ; par exemple, en télévision, on ajoute parfois, en série avec  $R$ , une petite self d'environ 90  $\mu\text{H}$ , tendant vers la contre-résonance avec  $C$  vers 4 Mc/s (1).

### Cas d'une charge réactive.

6.643. — Il peut enfin arriver que la charge, placée dans le circuit de détection, soit une impédance quelconque avec partie complexe appréciable (par exemple détecteur alimentant un casque d'écoute).

On s'efforce toujours, cependant, de shunter cette impédance par une capacité suffisante pour assurer le passage de la haute fréquence, sans chute appréciable de tension, de sorte que la tension H.F. disponible est encore appliquée au détecteur ; mais pour la basse fréquence ( $\omega$ ), l'impédance du circuit n'est plus une résistance pure, c'est-à-dire que le point figuratif de coordonnées  $v_{\omega}$ ,  $i_{\omega}$ , ne décrit plus une droite, mais une ellipse (fig. 15, a), naturellement toujours enfermée entre les caractéristiques « dynamiques »  $V(1 + m)$  et  $V(1 - m)$ . On voit que pour un déphasage de  $45^\circ$  entre  $v_{\omega}$  et  $i_{\omega}$ , et un taux de modulation  $m$  de l'ordre de 60 % (ce sont à peu près les conditions de la fig. 15, a), la varia-

(1) Parfois elle-même shuntée par une petite capacité auxiliaire, comme la correction d'amplification, fig. 10, D' (chap. V).  
On peut aussi avoir recours au montage symétrique (plus loin, fig. 19, f).

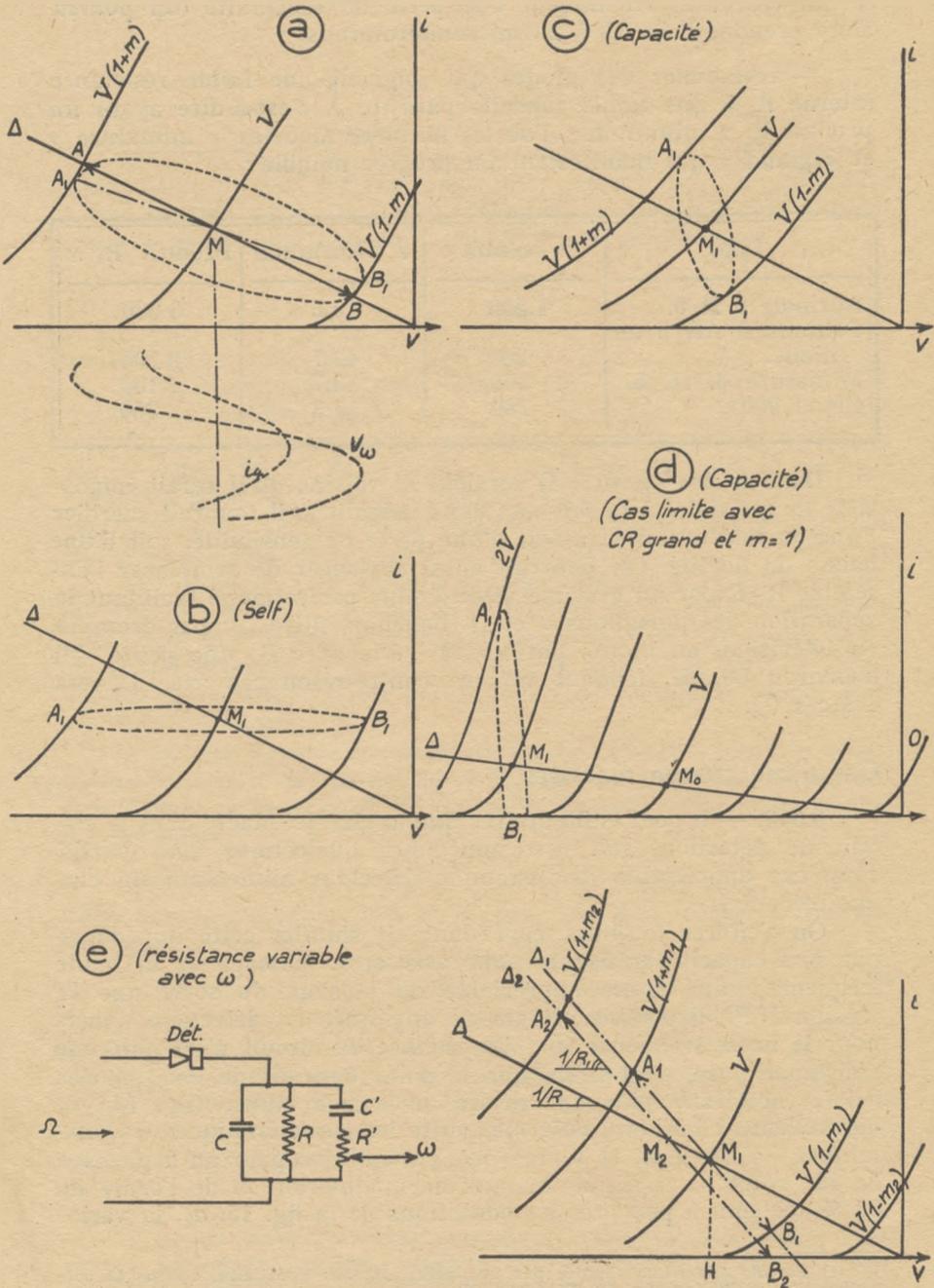


Fig. 15. — Détecteur avec charge réactive.

tion  $A_1B_1$ , ne diffère pas beaucoup de la variation  $AB$  sur charge résistante pure (droite  $\Delta$ ), ce qui confirme l'observation du paragraphe précédent sur la condition (15).

Si l'impédance est une forte self, la variation de  $i_m$  se trouve diminuée par rapport à  $v_m$ , c'est-à-dire que l'ellipse tend vers l'horizontale (fig. 15 *b*) ; ce cas n'a guère d'intérêt pratique.

Si, au contraire, l'impédance est faible par suite d'une forte capacité, la variation de  $i_m$  se trouve exagérée, l'ellipse tend à prendre la position verticale (fig. 15, *c*) : c'est ce qui arrive, notamment, lorsque la réactance  $1/C\omega$  devient faible par rapport à  $R$ , c'est-à-dire que la condition (15) n'est pas remplie. Si ce défaut est très marqué et si, en outre, le taux de modulation tend vers 1, avec une résistance extérieure  $R$  forte (droite  $\Delta$  très rabattue), le tronçon inférieur  $B_1$  de l'ellipse rencontre les caractéristiques voisines de  $V(1 - m)$  dans une région où elles sont confondues avec l'axe des abscisses : ce tronçon est donc remplacé par un segment horizontal. L'amplitude alternative est donc diminuée et distordue ; en outre, la valeur moyenne se trouve augmentée, c'est-à-dire que le point moyen  $M_1$  de l'ellipse se trouve sur la droite  $\Delta$ , plus éloigné que le point  $M$  obtenu avec charge résistante pure ; autrement dit, *la basse fréquence ( $\omega$ ) est elle-même partiellement détectée*. On arrive finalement à dépasser la disposition de la fig. 15, *d* : l'ellipse  $A_1 B_1$  tend vers un petit segment presque vertical, voisin de la naissance de la caractéristique dynamique  $2V$  ; la tension moyenne redressée tend vers  $2V = V(1 + m)$  ; c'est-à-dire que le système fonctionne en *voltmètre de crête* pour la tension  $V(1 + m)$ , grâce à sa grande constante de temps  $RC$ .

Signalons enfin un autre cas très fréquent : pour permettre le réglage d'amplification B.F. (voir plus loin), on est souvent amené à placer, en shunt sur la résistance de détection  $R$ , une seconde résistance  $R'$  (formant potentiomètre), en série avec une capacité  $C'$  de grande valeur. Pour l'onde porteuse seule  $V$ , non modulée, cette dérivation, coupée par  $C'$ , ne joue aucun rôle, et le point moyen  $M_1$  se place normalement (fig. 15, *e*) à l'intersection de la droite  $\Delta$  de pente  $-1/R$ , avec la caractéristique dynamique  $V$ . Mais, lorsque survient une modulation, à pulsation  $\omega$  suffisante pour que  $(1/C'\omega) \ll R'$ , tout se passe comme si  $R'$  était en parallèle sur  $R$  ; les variations du point figuratif se font donc non plus sur la droite  $\Delta$ , mais sur la droite  $\Delta_1$  de pente :

$$-\frac{1}{R_1} = -\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right).$$

Tant que le taux de modulation  $m$  est petit et que la symétrie demeure dans ce déplacement  $A_1B_1$ , la valeur moyenne du courant ne change pas, et cette droite  $\Delta_1$  continue à passer par le même point  $M_1$ . Mais si  $m$  tend vers l'unité, il arrive forcément

que la limite inférieure  $B_1$  de la variation se trouve dans la région où les caractéristiques dynamiques voisines de  $V(1 - m)$  sont rabattues sur l'axe des abscisses : d'où, ici encore, dissymétrie, distorsion et réduction de l'amplitude alternative  $V_m$ , et en même temps augmentation de la valeur moyenne : le point  $M_1$  vient en  $M_2$ , la droite  $\Delta_1$  glisse en  $\Delta_2$ . Pour éviter ce défaut, il faut que la composante modulée de la tension, H.F., c'est-à-dire  $m.V$ , soit inférieure à l'abscisse  $HB_2$ , ce qui donne :

$$m V < HB_2 ;$$

or

$$HB_2 = PH.R_1 = OH. \frac{R_1}{R} \leq V. \frac{R_1}{R}$$

d'où :  $m < \frac{R_1}{R}$  et, en remplaçant  $R_1$  par  $\frac{RR'}{R+R'}$

il vient :

$$(16) \quad R' > \frac{m}{1-m} R.$$

Cette condition oblige évidemment à interdire le montage ou à tolérer une certaine distorsion, lorsque  $m \rightarrow 1$  ; même pour des valeurs de  $m$  voisines de 60 %, elle conduit à des valeurs très élevées de  $R'$ .

### Influence de l'impédance interne de la source.

6.644. — Nous avons, jusqu'ici, négligé l'impédance interne de la source, c'est-à-dire la différence possible entre sa f.e.m. et la tension effective  $V$  sur le détecteur ; de même que la réduction possible de la tension basse fréquence aux bornes de  $C-R$  si l'impédance interne de la source est appréciable à la pulsation  $\omega$ .

Or, la « source » est généralement un résonateur, accordé sur  $\Omega$ , et recevant une f.e.m. soit par l'antenne, soit par une lampe amplificatrice.

Dans ce cas, l'impédance interne pour la pulsation détectée  $\omega$  est certainement négligeable, puisque  $\omega$  est assez sensiblement inférieur à  $\Omega$ .

Par contre, sur la haute pulsation  $\Omega$ , cette impédance interne est normalement grande : de l'ordre de  $10^5$  par exemple. D'où une chute de tension notable, si l'impédance apparente d'entrée du système détecteur n'est pas encore nettement supérieure. Or, nous avons vu précédemment que cette impédance apparente  $R_{app}$  est :

— aux faibles amplitudes (caractéristique parabolique), de l'ordre de la résistance dynamique du détecteur au point de fonctionnement  $R'_i$ , mais avec  $R'_i \gg R_i$  ;

— aux grandes amplitudes (caractéristique anguleuse), de l'ordre de  $R/2$  (éq. 14), la résistance externe  $R$  pouvant être choisie très élevée.

Donc, en prenant un détecteur relativement résistant et en le faisant débiter sur une charge  $R$  élevée, il n'est pas impossible de conserver une résistance apparente  $R_{app}$  supérieure à la résistance interne de la source (par exemple 250 000 contre 100 000), donc de conserver à la chute de tension interne et à l'amortissement supplémentaire apporté des valeurs acceptables (quoique non strictement négligeables).

Par contre, si, pour une raison quelconque — par exemple pour un récepteur sans amplification B.F., avec cristal débitant directement sur les écouteurs — on voulait conserver à la résistance de charge  $R$  une valeur faible pour y recueillir de l'énergie, il est bien entendu que cette énergie serait, en dernière analyse, fournie par la source H.F., au prix d'une chute interne de tension et d'un amortissement importants. Parfois, pour éviter ce dernier (et la perte de sélectivité résultante), on ne branchera le détecteur que sur une partie de la self du résonateur. (Il y a une perte d'une fraction de la tension, mais moins qu'on ne pourrait croire d'abord, puisque le coefficient de surtension est augmenté.)

De même, en télévision où  $R$  tombe à moins de 10 000 ohms, la résistance d'entrée devient faible ; mais cela n'a pas d'inconvénient, le résonateur qui précède étant forcément très amorti, pour laisser passer la bande requise.

## ACTION SIMULTANÉE DE DEUX SIGNAUX SUR UN DÉTECTEUR.

6.65. — Nous avons considéré jusqu'ici l'action, sur le détecteur, d'un seul signal  $V(1 + m \sin \omega t) \cos \Omega t$ .

Or, il est indispensable, dans plusieurs cas importants (brouillages, bruits, changements de fréquence...) d'analyser ce qui se passe lorsque deux signaux attaquent simultanément le système redresseur.

Il est clair que cette analyse est difficile, car le détecteur étant par définition non-linéaire (1), le principe de « superposition des petits mouvements » ne s'y applique pas, et chacun des deux signaux s'y trouve modifié par la présence de l'autre. Il suffit d'imaginer la relation  $i = f(v)$  développée en série, pour comprendre que la somme  $(V \cos \Omega t + V' \cos \Omega' t)$ , élevée à des puissances croissantes, fera apparaître des harmoniques et des combinaisons de plus en plus complexes en  $2\Omega, 3\Omega, \dots, 2\Omega', 3\Omega', \dots$  ( $\Omega \pm \Omega'$ ),  $2(\Omega \pm \Omega')$ ,  $3(\Omega \pm \Omega')$ , etc..., ou, si l'on préfère se représenter la caractéristique « anguleuse », chacun des termes  $V \cos \Omega t$

(1) La qualification de « linéaire » appliquée à la détection des signaux de grande amplitude, par un redresseur à caractéristique anguleuse, ne doit pas faire illusion : ce n'est qu'une « linéarité restreinte » à ce cas particulier et qui disparaît dès qu'on en sort.

et  $V \cdot \cos \Omega t$  intervient dans la détermination de l' « angle de passage » du courant,  $\Theta_0$ , compliquant ainsi démesurément les limites des quadratures indispensables.

Toutefois, il se présente généralement une circonstance favorable permettant de simplifier beaucoup cette analyse, en ramenant le cas de deux signaux à celui d'un seul : c'est qu'ils ne sont *pas du même ordre de grandeur*, et l'un — par exemple  $V'$  que nous écrirons  $v'$  pour indiquer cette différence — peut être regardé comme nettement plus petit que l'autre ; de plus la différence des pulsations  $(\Omega' - \Omega) = \eta$  est *ordinairement petite* par rapport à leur ordre de grandeur commun :  $\eta = \pm (\Omega' - \Omega) \ll \Omega$ .

Dans ces conditions, une transformation trigonométrique bien connue permet d'écrire :

$$\begin{aligned} u &= V \cdot \cos \Omega t + v' \cdot \cos (\Omega \pm \eta) t \\ &= (V + v' \cdot \cos \eta t) \cdot \cos \Omega t \pm (v' \cdot \sin \eta t) \sin \Omega t \\ &= V \sqrt{1 + \frac{2v'}{V} \cos \eta t + \left(\frac{v'}{V}\right)^2} \times \cos (\Omega t - \varphi) \end{aligned}$$

$$\text{avec } \operatorname{tg} \varphi = \frac{v' \cdot \sin \eta t}{V + v' \cos \eta t}$$

et, avec les hypothèses faites, de considérer que,  $\varphi$  étant petit, la « modulation de phase » correspondante est négligeable et que,  $v'/V$  étant petit, le radical peut se développer en série en se bornant aux premiers termes :

$$\sqrt{1+x} = 1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} \dots$$

d'où :

$$(17) \quad u = V \left[ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{v'}{V}\right)^2 + \frac{v'}{V} \cos \eta t \right] \cos (\Omega t - \varphi),$$

comme si l'on avait un signal *unique*, de pulsation  $\Omega$ , avec modulation sensiblement sinusoïdale à la pulsation  $\eta$  et au taux :

$$m = \frac{v'}{V \left[ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{v'}{V}\right)^2 \right]} = \frac{v'}{V}$$

Ce résultat est d'ailleurs facile à interpréter géométriquement :

en composant (fig. 16) les vecteurs  $V$  de vitesse angulaire  $\Omega$ , et  $v'$  de vitesse angulaire  $\Omega'$  (ce dernier plus petit) le vecteur résultant est modulé : *en amplitude* entre  $(V + v')$  lors de la concordance de phase et  $(V - v')$  lors de l'opposition, *et en phase* à la pulsation  $\gamma = |\Omega' - \Omega|$  ; mais, si cette dernière est lente, le vecteur résultant effectue plusieurs tours avec un balancement de phase peu sensible : la haute fréquence, comme la basse, reste donc presque sinusoidale.

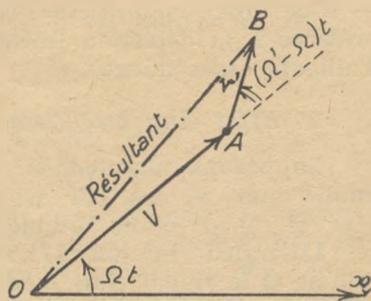


Fig. 16. — Composition de deux signaux inégaux.

On peut tirer de ceci diverses conclusions :

1° *Détection d'une onde modulée avec une seule « bande latérale ».*

Dans certains systèmes de transmission, pour économiser de la puissance ou de la largeur de bande, on supprime l'une des deux « bandes latérales » de la modulation, c'est-à-dire que le signal se présente sous la forme :

$$u = V \cos \Omega t + \frac{mV}{2} \cdot \cos (\Omega + \omega) t$$

que la transformation ci-dessus convertit en :

$$(18) \quad V \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{m^2}{4}\right) + m \cdot \cos \omega t} \cdot \cos (\Omega t - \varphi),$$

puis d'après (17) *en supposant m petit, en :*

$$(19) \quad u = V \left[ \left(1 + \frac{m^2}{16}\right) + \frac{m}{2} \cdot \cos \omega t \right] \cdot \cos (\Omega t - \varphi).$$

Une détection « linéaire » de grande amplitude fera donc apparaître le terme « utile »  $(mV/2) \cdot \cos \omega t$ . Mais ceci suppose  $m$  petit, et s'il en était autrement, les harmoniques, négligés dans le développement (19), introduiraient de la distorsion.

Il est curieux d'observer que, dans ce cas, une détection « parabolique » donnant un courant détecté proportionnel au carré de l'amplitude, permettrait d'après (18) de recueillir un terme en  $mV \cdot \cos \omega t$  sans avoir à supposer  $m$  petit, donc sans avoir à craindre d'harmoniques lorsqu'il ne l'est pas.

Pour une onde modulée « à une seule bande latérale » — et contrairement à celle avec modulation normale à « deux bandes » — c'est donc, en principe, la détection parabolique qui doit être préférée à la détection linéaire. (L'intérêt de cette remarque est d'ailleurs assez mince).

### 2° Effet d'un brouilleur de fréquence voisine.

Supposons maintenant que  $V \cos \Omega t$  est le signal désiré, tandis que  $v' \cos \Omega' t$  est un brouilleur voisin, la différence  $\gamma = (\Omega' - \Omega)$  étant audible.

La transformation (17) montre que cet ensemble sera détecté comme si le signal était modulé à la pulsation  $\gamma$ , c'est-à-dire contenait un *sifflement parasite audible*.

C'est le brouillage normal et très désagréable de toutes les bandes où les fréquences des différents émetteurs sont trop resserrées : par exemple bandes ondes moyennes en radio-diffusion, où la multiplication des stations oblige les conférences internationales à réduire l'intervalle à 9, 8, parfois 7 Kc, ce qui est évidemment incompatible avec la prétention d'une fidélité parfaite jusqu'à 10 Kc (1).

### 3° « Démodulation » d'un signal faible par un fort.

C'est un phénomène assez curieux et intéressant, passé longtemps inaperçu.

Supposons encore que  $V \cos \Omega t$  est le signal désiré, par exemple onde porteuse de téléphonie non modulée pendant un intervalle de silence.

Supposons que  $v' \cos \Omega' t$  est encore un brouilleur, mais que cette fois l'écart  $\gamma = (\Omega' - \Omega)$  est suffisant pour être inaudible (par exemple 20 Kc). Tant que le brouilleur ne sera pas modulé, il passera inaperçu. Mais qu'arrive-t-il s'il est modulé, c'est-à-dire s'il devient :

$$v' (1 + m' \sin \omega' t) \cos \Omega' t ?$$

Evidemment, s'il était *seul*, en l'absence du signal  $V$ , et si la détection était linéaire, il donnerait lieu à la composante « utile »  $m' \cdot v' \sin \omega' t$  qui serait, en l'espèce, une composante « nuisible » : la modulation du brouilleur serait entendue à la place de celle du signal.

Mais si l'onde porteuse  $V \cos \Omega t$  vient se superposer à lui, elle change les conditions de détection ; il faut appliquer (17) en tenant compte de la modulation de  $v'$  ; cette modulation n'inter-

(1) A moins que l'on ne dispose d'un système sélectif coupant juste la fréquence du sifflement et laissant de nouveau passer les fréquences supérieures. Nous y reviendrons à propos des filtres à quartz, mais seulement pour les récepteurs professionnels.

viendra pas en tant que facteur de  $\frac{v' \cdot \cos \eta t}{V}$ , puisque  $\eta$  est inaudible ; par contre, le terme  $\frac{1}{4} \left( \frac{v'}{V} \right)^2$  va donner la composante audible brouilleuse :

$$\frac{1}{4} \times 2 m' \frac{v'^2}{V} \sin \omega' t = \frac{m' v'^2}{2V} \sin \omega' t$$

au lieu de  $m' \cdot v' \cdot \sin \omega' t$  si le brouilleur avait été seul. *La superposition de l'onde porteuse du signal a donc réduit l'effet du brouilleur*, elle l'a « démodulé » dans le rapport  $v'/2V$ , donc d'autant plus qu'il était déjà relativement plus petit. Ce phénomène de « démodulation » ne suffit donc pas à éliminer un brouilleur très gênant ; mais si le brouilleur a déjà été suffisamment réduit, avant détection, par la sélectivité haute fréquence, il achève l'effet de cette réduction en le faisant complètement disparaître. Par exemple si  $v'/V = 0,1$  avant détection, il ne restera plus après détection linéaire que l'amplitude 1/200 à la composante brouilleuse.

Répetons que ceci suppose la détection linéaire et le brouilleur déjà affaibli. Si la détection est parabolique, il n'y a pas démodulation ; et si le brouilleur est du même ordre que le signal, l'effet doit être calculé en tenant compte de termes négligés dans (17) <sup>(1)</sup>.

L'expérience confirme assez bien l'ordre de grandeur du phénomène.

#### 4° *Changement volontaire de la fréquence reçue.*

Pour introduire ce cas, extrêmement important et sur lequel nous reviendrons longuement dans un chapitre ultérieur, changeons le sens des notations précédentes : supposons maintenant que c'est  $v' \cdot \cos \Omega' t$  qui représente le signal, supposé faible ; et superposons-lui dans le détecteur un signal auxiliaire local (« *hétérodyne* »)  $V \cos \Omega t$ , d'amplitude  $V$  et de pulsation  $\Omega$ , réglables à volonté. Sous réserve que la différence  $\eta = \Omega' - \Omega$  soit assez petite devant  $\Omega$ , pour que les conditions de dimensionnement des organes détecteurs, C, R, restent satisfaites, nous recueillerons d'après (17) dans le circuit de sortie d'un bon détecteur linéaire, une composante sensiblement égale à :

$$v' \cdot \cos \eta t,$$

c'est-à-dire égale à l'amplitude du signal primitif (et indépendante de la tension locale  $V$ ), comme si nous avions simplement *changé*

(1) Le calcul introduit généralement des fonctions elliptiques. — Voir BUTTERWORTH, *Experimental Wireless*, novembre 1929, p. 619/621.

la pulsation primitive  $\Omega'$  en la nouvelle pulsation  $\eta$ , laquelle est à notre disposition.

Nous pouvons ainsi, notamment :

a) rendre *directement audible* un signal qui ne l'était pas, en donnant à  $\eta$  une valeur de l'ordre de 5000 à 8000 pour laquelle les écouteurs et l'oreille sont très sensibles ; nous pourrions ainsi (après nouvelle amplification s'il y a lieu) « lire au son » une haute fréquence quelconque : c'est la réception normale en télégraphie entretenue ;

b) tout en gardant à  $\eta$  une valeur super-audible (d'où le nom de *super-hétérodyne*), lui donner une valeur nouvelle (parfois appelée « moyenne » ou « intermédiaire ») que l'on maintiendra fixe lorsque  $\Omega'$  variera (par une variation parallèle de  $\Omega$ ), de manière à pouvoir effectuer commodément un complément d'amplification et de sélection. Cette nouvelle valeur est le plus souvent, comme nous l'avons supposé ici en raison de l'anatomie du circuit détecteur, inférieure à la première  $\eta \ll \Omega$  ; mais on peut, comme nous le verrons, lever cette restriction avec d'autres montages, et parfois changer la fréquence dans le sens d'une augmentation.

Nous reviendrons sur les modalités et les avantages de cette opération.

## LE « BRUIT DE FOND » DANS LES DÉTECTEURS.

6.66. — L'importance du rapport signal/bruit oblige enfin à examiner ce que devient ce rapport dans la détection, ce qui pourrait conduire à discuter la répartition de la sélection avant et après.

Cette question est embarrassante.

1° *Supposons d'abord le détecteur parfait*, c'est-à-dire ne produisant par lui-même aucun bruit, mais intervenant seulement par sa non-linéarité.

Supposons également que la tension de bruit à l'entrée du détecteur,  $v_n$ , est inférieure à la tension du signal  $v_s$  ; c'est le cas habituel, surtout dans les réceptions de haute qualité (radio-diffusion, par exemple).

On pourrait alors se demander si le bruit n'est pas affaibli par le signal, en vertu d'un phénomène de « démodulation » analogue à celui qui se produit sur un brouilleur. Il est facile de voir que non : car cette démodulation n'existe que si la différence de fréquences entre le signal et le brouilleur est super-audible ; or, le bruit est directement formé par toutes les composantes du spectre battant entre elles à fréquences audibles.

Effectivement, un calcul complet de FRANZ (1) a montré que,

(1) El. Nachr. Techn. octob. 1940, 215/230 ; Hfr. Techn. El. Ak. juin 1941, 146/151.

dans un détecteur *linéaire*, les tensions de signal et de bruit s'ajoutaient quadratiquement, comme toujours.

On en conclut qu'il n'y a pas d'inconvénient à ce que la bande passante haute fréquence soit plus large que la bande basse fréquence ; c'est, finalement, toujours *la plus étroite* qui compte dans la formule du bruit. Ainsi, en recevant le son qui accompagne la télévision, on peut se permettre en haute fréquence des bandes de plusieurs centaines de kilocycles, sans augmentation de bruit (sous réserve de l'hypothèse faite, que la tension de bruit au détecteur  $v_b$  reste plus petite que  $v_s$ ). De même en modulation de fréquence. Par contre, une détection *parabolique* pourrait (en favorisant la composante la plus grande) augmenter le rapport signal/bruit dans une proportion de  $\sqrt{2}$ , ce qui semble avoir été vérifié expérimentalement dans le cas du RADAR par Mrs PAYNE-SCOTT (1).

2° Le détecteur étant toujours supposé parfait, il peut arriver, au contraire, que la réception soit encore utilisable alors que la tension de bruit sur le détecteur,  $v_b$ , devient *du même ordre*, ou *même plus faible*, que celle du signal  $v_s$  : cas de la télégraphie à la limite d'audibilité, de certains radioguidages à bande b. f. extrêmement étroite, du radar avec observation d'impulsions répétées sur un oscilloscope rémanent.

Alors le signal est « démodulé » par les composantes de bruit, à fréquence très écartée, et le rapport signal/bruit est plus mauvais à la sortie qu'à l'entrée. D'après certains auteurs (2), le rapport  $v_s/v_b$  d'entrée deviendrait  $0,6 (v_s/v_b)^2$  à la sortie, donc vite inutilisable dès que  $v_s/v_b$  diminue.

Dans ce cas, il est donc tout à fait mauvais d'avoir une bande passante haute fréquence plus large que le strict nécessaire (chap. I et III) ; cela ne ferait qu'augmenter  $v_b$  et diminuer le rapport signal/bruit.

3° Enfin, le détecteur est sûrement loin d'être parfait ; étant lui-même une résistance, et de nature assez suspecte (thermo-ionique, semi-conductrice...), il ne peut pas ne pas introduire des composantes de bruits supplémentaires.

Ce défaut est calculable dans le cas d'une diode saturée ; il ne l'est pas dans les autres, mais l'expérience montre qu'en effet, la détection *apporte toujours du bruit*, dans une certaine mesure.

L'inconvénient qui en résulte est plus ou moins grave, suivant la gamme d'ondes considérée.

Dans toutes les gammes où l'amplification haute fréquence est possible, peu importe que le détecteur soit plus ou moins bruyant ; il suffit d'amplifier suffisamment avant de l'attaquer, de manière à ce que le souffle du premier circuit ou des parasites extérieurs reste dominant.

(1) Proc. Inst. Rad. Eng. février 1948, 180/196.

(2) MICROWAVE RECEIVERS, 7-9 ; BUSIGNIES etc. Pr. I. Rad. Eng. mai 49, 478/488.

Par contre, en *ondes ultra-courtes*, où l'amplification devient impossible en haute fréquence, il se trouve que le souffle du premier détecteur est prépondérant : c'est lui qui risque de limiter la sensibilité. D'où nécessité d'un très gros effort pour le réduire.

Avec des lampes spéciales (diodes et triodes « phare »), on arrive à de bons résultats jusque vers 1000 Mc ; mais on ne peut empêcher le bruit d'augmenter au-delà, et vers 10 000 Mc une perte de l'ordre de 20 dB dans le rapport signal/bruit, est inévitable.

Par contre, les cristaux, et notamment le silicium et le germanium, assez médiocres aux fréquences audibles (d'après certains auteurs (1), température équivalente de bruit 10° degrés) se sont révélés nettement plus avantageux : jusque vers 10 000 Mc, l'augmentation de bruit qu'ils causent ne dépasse pas 1 ou 2 dB, de sorte qu'elle est à peine sensible et que la limite de sensibilité se trouve reportée au souffle de la première lampe amplificatrice après détection. D'où la brusque « remise à la mode » de ces cristaux pour la réception du RADAR, comme nous l'avons déjà signalé.

## VARIANTES DE MONTAGE DES DETECTEURS.

6.67. — Sur le même thème général (schéma de base de la fig. 9) on peut exécuter diverses variations, notamment suivant la disposition des points « à la masse » et des connexions de sortie (nous reviendrons d'ailleurs sur l'application aux régulateurs automatiques). En voici quelques-unes :

Avec *un cristal*, aucune difficulté, les deux électrodes étant indépendantes de la masse et pratiquement symétriques : on réalisera le schéma-type, en veillant seulement à brancher sur la fraction convenable du résonateur pour adapter l'impédance sans trop d'amortissement : avec des circuits à constantes localisées, on aura le dispositif fig. 17, *a* ; avec des circuits à constantes réparties, par exemple des « guides » pour ondes 3 cm., on placera simplement la cartouche détectrice en travers de la cavité (accordée par un piston), à l'abscisse convenable (fig. 17, *b*).

Pour *une diode*, il faut tenir compte que la cathode est ordinairement à la masse ou présente, par rapport à elle, une capacité appréciable en haute fréquence. Si le résonateur d'alimentation n'a aucun point à la masse (secondaire de transformateur M. F., par exemple), on est libre d'adopter le montage de la fig. 17, *c*. La tension détectée (négative) est prise à partir de la masse (cathode) au point A ; elle ne comporte qu'une composante haute fréquence insignifiante, puisque la capacité C placée en shunt forme court-circuit pour  $\Omega$ .

(1) MILLER, Proc. Inst. Rad. Eng. mars 1947, 252/256.

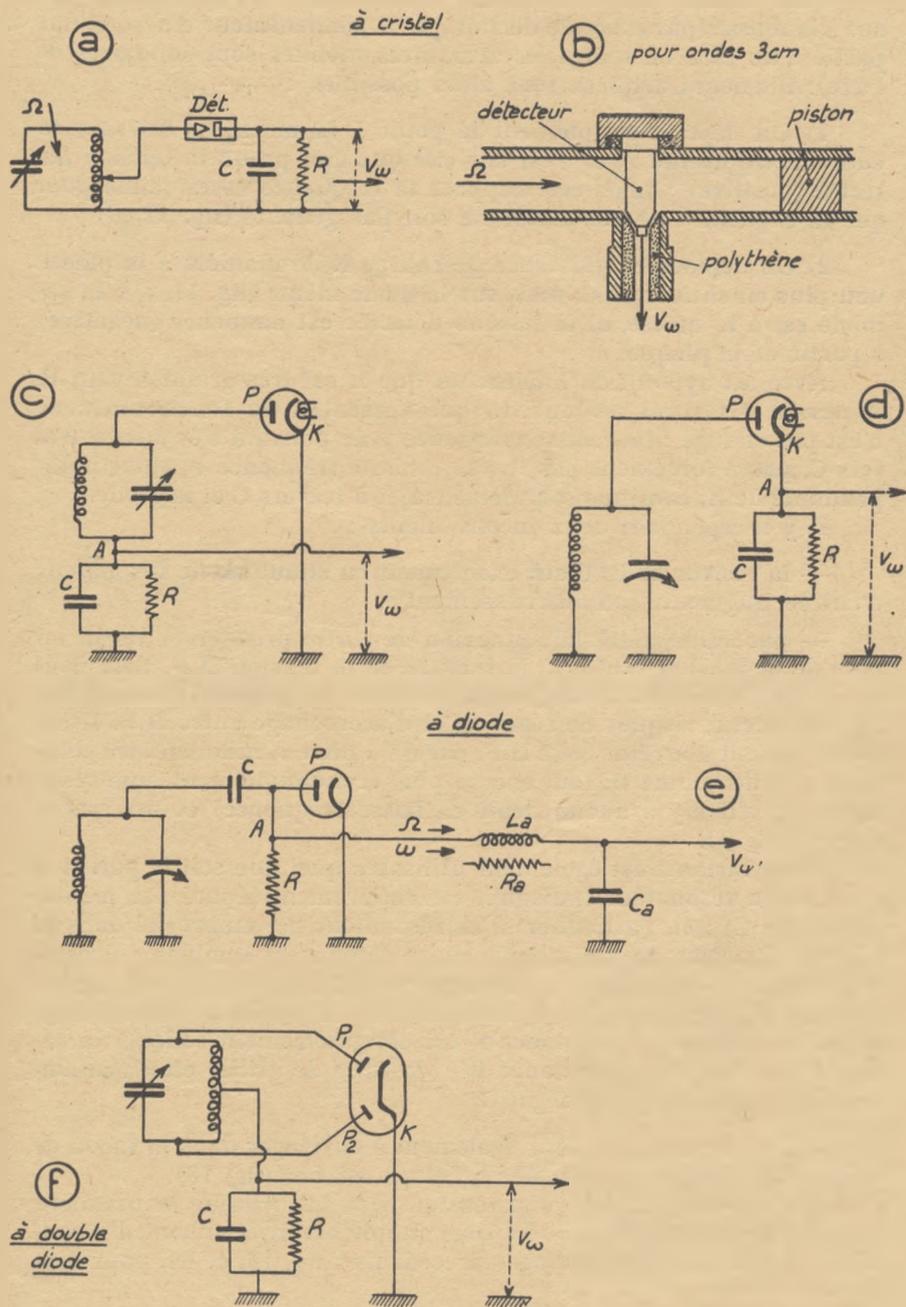


Fig. 17. — Schémas de détecteurs.

Mais il arrive souvent que la « source » H.F. a l'une de ses bornes à la masse (par exemple du fait que le condensateur d'accord fait partie d'un bloc où toutes les armatures mobiles sont solidaires de l'axe). Plusieurs artifices sont alors possibles :

1) On déplace simplement le point à la masse en laissant la cathode « flottante », et c'est sur elle que l'on prend la tension détectée (positive) ; mais ceci suppose la fréquence assez faible pour que la capacité cathode/masse ne soit pas gênante (fig. 17, *d*) ;

2) On déplace la résistance de charge  $R$  de manière à la placer non plus en shunt sur  $C$ , mais sur la diode même (fig. 17, *e*) ; la cathode est à la masse, et la tension détectée est emmenée (négative) à partir de la plaque.

Avec les hypothèses habituelles que  $R$  est très grand devant  $R_i$  et devant  $1/C\omega$ , on reconnaîtra que l'essentiel du fonctionnement n'est pas changé : la « basse fréquence » ne pouvant s'écouler à travers  $C$ , passe forcément par  $R$  ; la « haute fréquence », étant indépendante de  $R$ , continue son même trajet à travers  $C$  et la diode.

Il y a cependant deux inconvénients :

— la résistance  $R$ , étant exactement en shunt sur le résonateur d'entrée, augmente son amortissement ;

— par suite aussi, la connexion de sortie prise en  $A$  reçoit en plus de la tension B.F.,  $v_m$ , la totalité de la tension H.F. Cela peut avoir divers inconvénients (amortissement supplémentaire apporté au résonateur, risques de réaction et d'accrochage entre H.F. Il est alors prudent d'arrêter cette H.F. par un « filtre » rudimentaire comprenant une bobine  $B_a$  (ou, encore plus économiquement, une résistance  $R_a$ , s'il n'y a aucun débit en basse fréquence) et une petite capacité  $C_a$  (1).

Cette variante est également utilisable quel que soit le potentiel continu du résonateur (puisqu'il est entièrement séparé par le condensateur  $C$ ) ; en particulier si ce résonateur est embroché dans la plaque d'une lampe. Le schéma alors obtenu est semblable à celui d'un étage « à résonance » (AMPLIFICATION, fig. 12) ; il n'en diffère que par la valeur un peu plus faible du condensateur de couplage et par le fait que la résistance  $R$  est obligatoirement reliée à la cathode, tandis que la résistance  $R'_g$  (de fuite de grille) était ordinairement reliée à un point négatif.

Quelques variantes sont également à envisager dans la façon de transmettre la tension détectée à l'étage suivant (fig. 18).

Il s'agit d'appliquer cette tension  $v_m$  à la grille de la première lampe « basse fréquence ». Le plus simple est évidemment d'y connecter le point  $A$  des montages précédents : fig. 18, *a*. Et, pour éco-

(1) Qui est d'ailleurs toujours nuisible au compromis sur la valeur de  $C$ , car elle aggrave la dérivation B.F. sans faciliter le passage de la H.F.

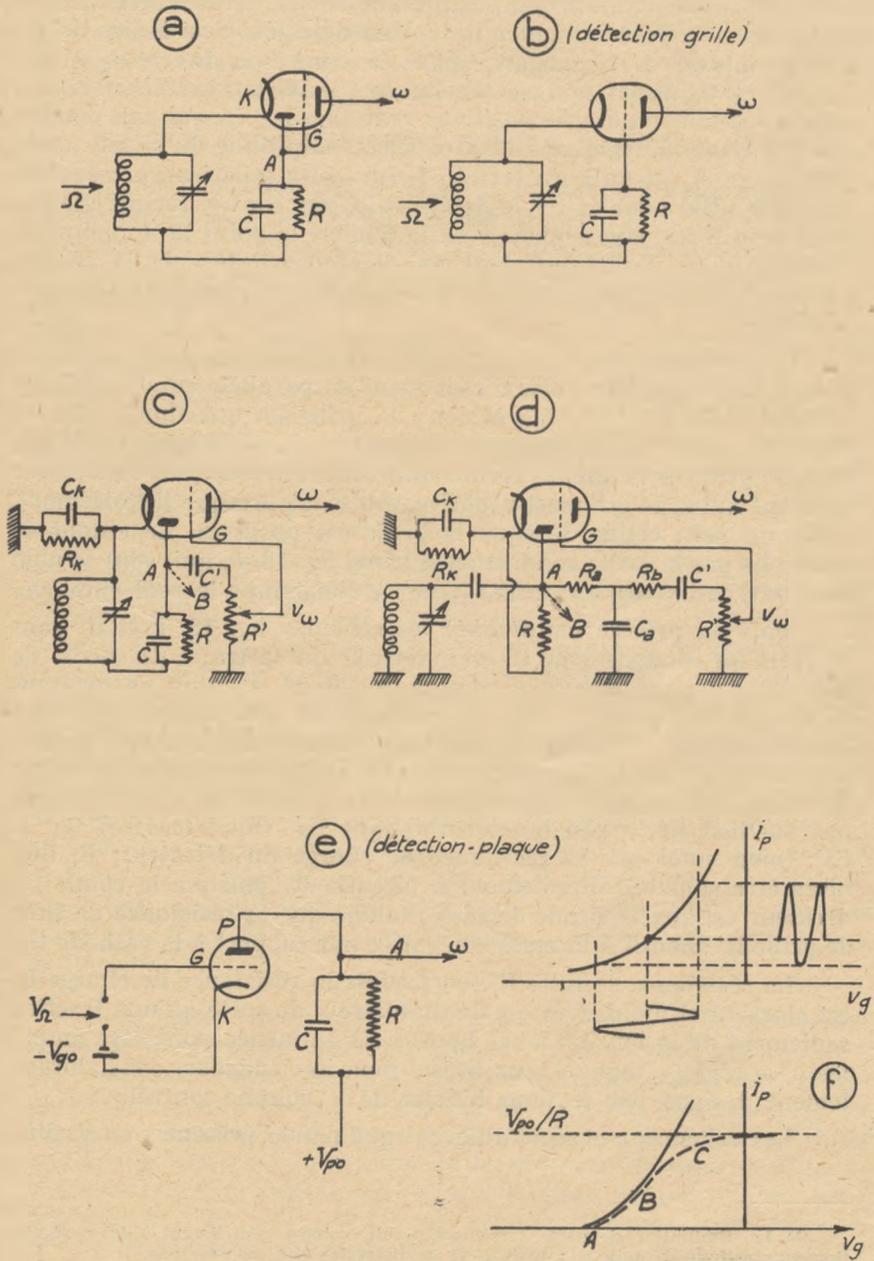


Fig. 18. — Montages de détecteurs.

nomiser une lampe, on peut enfermer dans la même ampoule la diode redresseuse et la triode (ou pentode) première B. F.

Mais cette solution simple présente deux inconvénients : elle ne permet pas de fractionner la tension détectée, c'est-à-dire de régler l'amplitude B. F. ; d'autre part, la connexion directe de A sur la grille y transmet non seulement la composante alternative  $v_{\omega}$ , mais aussi la composante *moyenne* redressée —  $V_o$ , qui agit comme une polarisation négative croissant avec l'amplitude du signal (onde porteuse) ; si, jusqu'à un certain point, cette polarisation négative peut être utile pour éviter le débit-grille, par contre, lorsqu'elle devient trop forte, elle déplace vers la gauche le point de fonctionnement jusqu'au coude inférieur des caractéristiques de la triode, produisant ainsi une diminution de pente et une distorsion gênantes (1).

Ce montage pourrait d'ailleurs être encore simplifié, car si la plaque de la diode est mise directement en parallèle sur la grille de la triode, elle ne sert plus à rien : la grille en question suffit, en effet, à assurer la fonction de redresseuse, car la caractéristique *cathode-grille* a la même forme que celle attribuée au redresseur (courant nul si la grille est négative, croissant presque linéairement, après un petit coude, lorsque la grille est positive). Ce cumul de fonctions par la grille conduit au schéma fig. 18, *b*, qui, sous le nom de « DÉTECTION PAR LA GRILLE », a été longtemps le seul employé.

Mais on préfère maintenant les schémas fig. 18, *c* et *d*, dans lesquels un condensateur C' est intercalé sur le trajet de sortie, de manière à laisser passer la composante B. F.  $v_{\omega}$ , tout en arrêtant la tension moyenne —  $V_o$  (celle-ci pouvant être utilisée par une autre connexion AB pour la régulation automatique, comme nous le verrons plus tard). La polarisation de la grille du premier étage B. F. est alors assurée indépendamment, de façon fixe, par exemple par l'artifice de la résistance cathodique  $R_k$  (AMPLIFICATION, fig. 1. C) : (bien noter que la résistance de charge du détecteur, R, doit alors être ramenée directement à la cathode, puisque le coude redresseur est aux environs de zéro ; tandis que la résistance de fuite de grille R' aboutit à la masse, négative par rapport à la cathode (2)).

La résistance de fuite R' (ou parfois la résistance de charge R) est alors aussi montée en « potentiomètre » de sorte qu'une fraction seulement de la tension à ses bornes est emmenée pour être amplifiée : ce réglage manuel, sur lequel nous reviendrons, est habituellement désigné par le nom hideux de « volume-contrôle ».

Les schémas *c* et *d* ne diffèrent que par la présence, en *d*, d'un

(1) La diminution de pente serait acceptable, comme contribuant à la « régulation automatique de gain » ; mais c'est la distorsion qui ne l'est pas.

(2) La constante de temps C' R' peut jouer un rôle, par exemple pour éliminer les échos fixes prolongés en RADAR.

« point à la masse » sur le résonateur d'entrée (comme ceux de fig. 17, *c* et *d*) : ce qui oblige à déplacer la résistance de charge R, mise en dérivation sur la diode, puis à filtrer la composante haute fréquence existant à ses bornes, au moyen du système rudimentaire  $R_a C_a R_b$  (ou, éventuellement, de systèmes correcteurs plus perfectionnés, comme dans les amplificateurs à large bande).

Signalons enfin deux autres variantes d'un genre spécial :

1) l'emploi d'une *double-diode* redressant les deux alternances de la tension aux bornes du résonateur (fig. 17, *f*) ; la tension redressée n'est pas augmentée (puisque chaque diode ne reçoit que la moitié) ; mais le schéma est parfaitement symétrique, ce qui peut être avantageux dans certains cas difficiles (par exemple gonio-mètres) ; d'autre part, la composante haute fréquence traversant le condensateur C est alors de pulsation doublée  $2\Omega$ , ce qui peut faciliter les conditions de compromis, C — R, si  $\omega$  est voisin de  $\Omega$  ;

2) l'emploi d'une *triode* (ou d'une pentode), utilisée systématiquement dans la région non-linéaire (coude inférieur) de sa caractéristique (fig. 18, *e*). La tension H. F. est appliquée sur la grille (et amplifiée) ; mais, la polarisation de cette grille étant suffisante pour que le point de fonctionnement se déplace dans une région parabolique de la caractéristique, cette variation donne lieu à une variation de courant moyen, donc à une détection, et l'on retrouve dans la plaque une composante  $v_\omega$  aux bornes de la résistance de charge R (qui doit naturellement être shuntée par la capacité-réservoir C, avec les mêmes conditions de compromis). L'avantage du système est que, la grille devant être polarisée négativement, son débit est rigoureusement nul : le système *n'apporte aucune charge au résonateur d'entrée*, ce qui est intéressant pour des instruments de mesure. Par contre, la sensibilité est médiocre, la lampe cumulant deux rôles contradictoires : amplification H.F. (qui devrait se faire sur la région rectiligne des caractéristiques) et redressement (qui ne peut avoir lieu que dans la région coudée). Dans le cas le plus favorable (classe B) la pente est divisée par  $\pi$  (Cf. Cours de Lampes).

Dans cette détection *par la plaque*, on se place généralement au coude inférieur de la caractéristique ; mais on peut aussi utiliser un coude supérieur : non pas celui de la lampe seule, qui correspondrait à une intensité excessive et à une grille positive, mais un coude « artificiel », résultant de la résistance R en série : il est évident, en effet, que par suite de la présence de cette résistance, le courant  $i_0$  pour une tension d'alimentation plaque  $V_{p0}$ , ne peut dépasser  $V_{p0}/R$  : il y a donc une asymptote et un « coude supérieur » de position arbitraire (fig. 18, *f*, région C). Pour une pentode à grande pente, ce coude est assez brusque et peut être utilisé pour le redressement.

## DETECTION D'UNE ONDE MODULÉE EN FREQUENCE.

6.68. — Nous n'avons parlé jusqu'ici que de détecter la modulation en amplitude (M<sub>A</sub>) ; mais il existe aussi des modulations en fréquence (M<sub>F</sub>) ou en phase ; comment les séparer des ondes « porteuses » correspondantes ?

On n'a trouvé jusqu'ici d'autre solution que de ramener le problème au précédent : on convertit la M<sub>F</sub> en M<sub>A</sub> et l'on détecte celle-ci par un des moyens précédents.

Cette conversion peut se faire par passage dans un système sélectif quelconque, en plaçant la « porteuse »  $\Omega$  sur un des flancs de la courbe, de sorte que toute « excursion »  $\Delta\Omega$  amène une variation d'amplitude. On pourrait employer un seul résonateur ; mais pour éviter la distorsion, il faut que la variation d'amplitude avec  $\Delta\Omega$  soit linéaire dans la région considérée, ce qui fait préférer des combinaisons de deux résonateurs.

On peut par exemple (fig. 19, a) prendre deux résonateurs 1 et 2, débitant chacun sur un détecteur diode, et les désaccorder symétriquement par rapport à la « porteuse »  $\Omega$  (fig. 19, b). Il est clair que, pour cette pulsation, les amplitudes  $mM$  égales dans

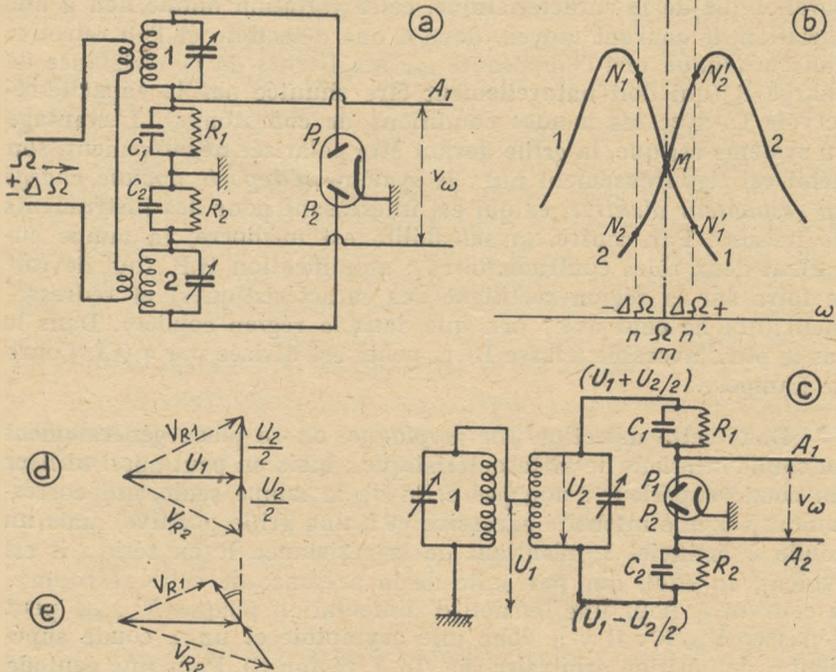


Fig. 19. — « Détection » d'une onde modulée en fréquence (conversion en modulation d'amplitude).

les deux résonateurs donneront lieu à des détections égales et que les potentiels de  $A_1$  et  $A_2$  seront égaux. Pour une « excursion » de fréquence  $-\Delta\Omega$ , l'une des amplitudes passera à  $nN_1$ , l'autre sera réduite à  $nN_2$  ; les détections seront inégales et le potentiel de  $A_1$  baissera plus que celui de  $A_2$  ; on aurait le contraire pour l'excursion  $+\Delta\Omega$  avec  $n'N'_1$  et  $n'N'_2$ . Grâce à la compensation des courbures, et pour une détection linéaire, la variation de tension ainsi obtenue peut être assez exactement proportionnelle à l'écart  $\Delta\Omega$ , et si celui-ci est modulé à pulsation  $\omega$ , on recueillera entre  $A_1$  et  $A_2$  une composante « utile »  $v_{\omega}$  correcte.

Ceci suppose le régime permanent atteint dans les résonateurs, c'est-à-dire la variation  $\omega$  lente (ou sa période  $2\pi/\omega$  grande) par rapport à la constante de temps  $\Theta$  ; celle-ci étant de l'ordre de  $1/\Delta\Omega$ , il faut  $\Delta\Omega/\omega \gg 1$  : condition généralement satisfaite puisque ce rapport est de l'ordre de 5. (Sinon, il faudrait calculer les régimes transitoires, en développant par séries de BESSEL.)

Une variante plus ingénieuse est indiquée fig. 19, c : les deux résonateurs sont accordés exactement sur  $\Omega$  et montés en primaire et secondaire, avec addition des tensions  $(U_1 + U_2/2)$  d'un côté,  $(U_1 - U_2/2)$  de l'autre. Comme on l'a vu au chapitre SÉLECTION, les tensions  $U_1$  et  $U_2$  sont en quadrature ; par conséquent les vecteurs résultants  $VR_1 = (U_1 + U_2/2)$  et  $VR_2 = (U_1 - U_2/2)$  sont égaux (fig. 19, d), et leur détection différentielle met  $A_1$  et  $A_2$  au même potentiel (fig. 19, e).

Mais que survienne un désaccord  $\Delta\Omega$  : le déphasage change, le vecteur  $U_2$  tourne, les vecteurs résultants  $VR_1$  et  $VR_2$  deviennent inégaux et, par détection, une différence de tension apparaît entre  $A_1$  et  $A_2$ . On retrouve la même variation qu'avec le montage a, mais la sensibilité est augmentée, parce que la phase varie, aux environs de l'accord, plus vite que l'amplitude.

Une variante de montage des diodes permet d'obtenir une variation de tension uniquement proportionnelle au rapport  $VR_1/VR_2$  et indépendante de leur amplitude (détecteur de quotient, « ratio detector ») ce qui élimine l'effet perturbateur éventuel des variations de celle-ci (au cas où le limiteur serait imparfait).

Le calcul de ces systèmes est facile, en reprenant les équations des circuits couplés ; le seul point délicat est de proportionner les constantes de temps (ou surtensions) et le couplage, de manière à réaliser un bon compromis entre la sensibilité et la linéarité. Pour passer une bande  $\mathcal{B}$  (à  $-3$  dB) avec le schéma C, on est amené à prendre la même constante de temps  $\Theta = 1/\pi \mathcal{B}$  que lors de la réception avec un résonateur (SEL. éq. 7), un index de couplage  $n = 1,5$  et une self primaire  $L_1 = 1,77 L_2$ .

## DETECTION D'UNE ONDE MODULEE EN IMPULSIONS.

6.69. — Il faut d'abord détecter les impulsions par un montage normal, en proportionnant seulement la constante de temps  $CR$  à leur durée  $T$ . Ensuite on emploiera les artifices convenables pour faire reparaître la modulation transportée par ces impulsions, suivant son type : nouvelle détection d'amplitude, ou de fréquence... ; une modulation en durée se détecte par simple intégration ; une modulation de phase, par l'intermédiaire d'un déclenchement d'impulsions rectangulaires, dont la durée variable est fonction de cette phase. S'il y a multiplex, les impulsions successives sont triées par des lignes à retard, etc. (Voir Cours spéciaux).

---

## CHAPITRE VII

# AMPLIFICATION " BASSE FRÉQUENCE "

6.70. — On appelle conventionnellement amplification « basse fréquence » dans un récepteur, celle qui a lieu *après détection* et jusqu'à l'appareil d'utilisation.

Une telle amplification n'est pas toujours strictement nécessaire : de nombreux récepteurs « à galène » n'en comportaient pas ; le détecteur y actionnait directement les écouteurs. Mais les niveaux de sortie auxquels on s'est accoutumé (du milliwatt au watt, chap. I) seraient très difficiles à se procurer sans elle, même avec beaucoup d'amplification préalable ; en effet, nous avons vu que, si le redresseur fonctionne bien sur charge résistante pure de valeur élevée, par contre il s'accommode mal d'une charge réactive et faible, c'est-à-dire qu'il ne donne que peu de puissance ; et cette puissance est toujours, en dernière analyse, fournie par l'étage amplificateur précédant le redresseur. Il est donc, finalement, plus simple et plus commode de laisser fonctionner le détecteur sans débit appréciable, au niveau le plus avantageux pour la fidélité (et le réglage automatique de gain, comme on le verra plus loin) — c'est-à-dire un niveau de 1 à 20 volts HF environ — et d'ajouter ensuite l'amplification requise pour fournir l'énergie voulue à l'appareil d'utilisation : en général quelques watts au plus. Un étage, ou, si l'on veut une marge de sécurité, deux étages, semblent largement suffisants pour obtenir ce résultat.

Le dernier étage, actionnant l'appareil d'utilisation, sera le seul à fournir une puissance appréciable et devra être traité en conséquence.

Une fois ces règles générales posées, il faut d'ailleurs convenir que le terme « amplification basse fréquence » doit s'entendre de façon différente suivant la nature du signal reçu : tantôt il s'agira d'une étroite bande de fréquences audibles (télégraphie) ; tantôt de toute la bande audible (téléphonie) ; tantôt d'une bande étendue jusqu'à plusieurs mégacycles (impulsions brèves, radar, télévision...). Nous examinerons donc successivement ces différents cas.

## AMPLIFICATION BASSE FREQUENCE « TELEGRAPHIQUE ».

6.71. — Si l'on veut recevoir une onde modulée à pulsation fixe  $\omega$ , ou bien une onde entretenue à laquelle, par la méthode hétérodyne, on a superposé un « battement » de fréquence fixe  $\omega/2\pi$ , il est parfois avantageux de compléter la sélection sur cette dernière fréquence fixe <sup>(1)</sup> : on retrouvera alors les méthodes « d'amplification sélective » déjà utilisées en H.F., mais avec un autre ordre de grandeur pour la fréquence et pour les constantes de temps : fréquences généralement de l'ordre de 1000 c/s (correspondant au maximum de sensibilité de l'ensemble oreille-écouteur) ; constante de temps limitée par la durée du « point » le plus bref : 0,1 seconde en trafic manuel, 0,01 à 0,005 en automatique.

On pourra donc employer :

1° le montage à « résonateur accordé dans la plaque », avantageux par sa simplicité, surtout avec les pentodes ;

2° le montage à transformateur avec secondaire seul accordé, plus sélectif dans le cas où le tube employé serait une triode ;

3° le montage à transformateur double accordé au primaire et au secondaire, nettement plus avantageux quant à la sélectivité.

Les surtensions réalisables en basse fréquence étant plutôt inférieures à celles de haute fréquence — pour arriver à 200, il faut d'excellentes et encombrantes bobines, par exemple à noyaux toroïdaux en fer aggloméré —, les constantes de temps correspondantes arriveront péniblement au 1/10 de seconde, et par suite, aux vitesses de manipulation manuelle, on ne sera pas limité par l'inertie des circuits ; comme, d'autre part, les capacités parasites des lampes seront faibles par rapport à celles des bobines, on pourra réaliser des résonateurs-bouchon à forte impédance, donc des étages à gain élevé.

En trafic automatique très rapide, si la durée du point tombe à 0,01 seconde ou au-dessous, la constante de temps physiquement réalisable dans les circuits dépassera celle permise ; il faudra alors élargir la bande par les artifices de circuits couplés ou surcouplés, ou les désaccords entre étages successifs, comme nous l'avons vu dans le cas de l'amplification HF de télévision ; le problème demeure toutefois ici bien plus facile, et nous ne nous y attarderons pas.

On peut aussi faire appel à la contre-réaction sélective à travers un système à pont ou double T à résistances-capacités (voir plus loin RÉACTION).

Exceptionnellement, dans un récepteur professionnel très soi-

(1) Il faut dire qu'une sélection basse fréquence est utile pour actionner un relais, mais presque inutile dans une écoute à l'oreille : car l'oreille est, elle-même, un excellent système sélectif ; et si on la fait précéder d'un autre, elle perdra à peu près ce que cet autre apportera (parce que le premier sera « excité par choc » par les parasites et le bruit de fond).

gné, et si l'on craint des brouilleurs de fréquences très voisines (ondes longues, par exemple) on pourra avoir recours à des filtres véritables — parfois même à quartz.

Si l'on doit actionner un téléimprimeur, c'est-à-dire un relais, on notera que ce relais est généralement incapable de fonctionner à la fréquence audible  $\omega/2\pi$  : il lui faut le courant « continu » formant le « point ». On l'obtiendra en « détectant » la pulsation  $\omega$  par les mêmes moyens que l'on a précédemment détecté  $\Omega$ , c'est-à-dire avec un redresseur et un condensateur-réservoir en shunt sur la résistance d'utilisation, les valeurs de ces éléments étant alors appropriées, c'est-à-dire que  $CR$  doit être grand devant  $1/\omega$  mais petit devant la durée  $\tau$  du point. Parfois, après cette nouvelle détection, on ajoute un étage d'amplification « très basse fréquence » dimensionné pour passer la fréquence  $1/2\tau$ . Mais il est généralement plus simple, *dans ce cas*, de détecter à niveau élevé (au besoin avec une lampe de puissance, et même deux lampes en symétrique classe B) pour attaquer directement le relais.

Le schéma d'un tel ensemble est donné par la fig. 1. La « basse

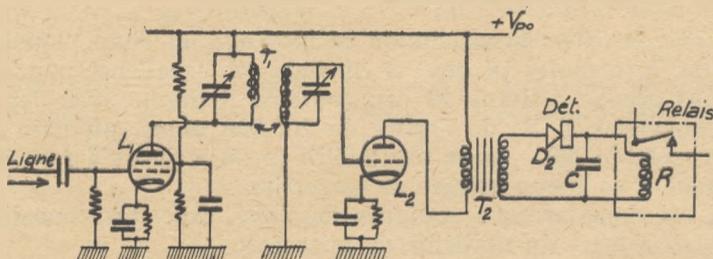


Fig. 1. — Amplificateur B.F. sélectif actionnant un relais.

fréquence » sortant du récepteur, après détection (et peut-être première amplification) est amenée par une ligne, qui peut avoir une certaine longueur (par exemple pour aller du centre récepteur au bureau central urbain), à la première lampe  $L_1$  (supposée pentode) ; dans la plaque de cette lampe se trouve un transformateur sélectif  $T_1$  à primaire et secondaire accordés, et couplage soigneusement ajusté, pour donner la courbe de sélectivité optimum. Puis vient une lampe de puissance  $L_2$  (voir plus loin, à propos de la téléphonie) et un second transformateur  $T_2$  débitant sur le détecteur-redresseur « très basse fréquence », en série avec le relais  $R$  et le condensateur  $C$ . Cet ensemble ayant une faible résistance, produit un tel amortissement que l'accord du transformateur  $T_2$  n'ajouterait qu'une sélectivité négligeable : on peut donc s'en dispenser. Le détecteur  $D_2$  peut être, par exemple, du type oxy-cuivre, avec débit approprié à celui nécessaire au relais (par exemple 10 mA).

## AMPLIFICATION BASSE FREQUENCE « TELEPHONIQUE ».

6.72. — Dans le cas de la téléphonie, on se propose de transmettre *aussi fidèlement que possible* toutes les fréquences de la bande audible : environ 50 à 5 000 et peut-être 10 000 en radio-diffusion, 300 à 2 500 en qualité « commerciale ». Nous discuterons ici le premier cas, plus intéressant ; les concessions à faire dans le second s'en déduiraient facilement.

Il s'agit donc de prendre, à la sortie du détecteur, une tension  $mV \sin \omega t$ , où  $m$  et  $\omega$  sont variables, et d'alimenter le haut-parleur avec une tension ou un courant d'amplitude convenable, proportionnelle à  $m$  et indépendante de  $\omega$  (dans les limites envisagées) <sup>(1)</sup>.

Un premier étage amplificateur « en tension » pouvant être utile, nous pouvons (d'après le chap. AMPLIFICATION) le réaliser par couplage à résistances ou à transformateur apériodique. Il sera suivi d'un étage « de puissance », susceptible de fournir quelques watts dans le haut-parleur. Nous étudierons successivement ces trois étages.

### Premier étage basse fréquence à résistances.

6.731. — Nous avons étudié ce montage au chap. AMPLIFICATION (fig. 7, formules 10, etc.) et constaté son excellence pour le cas qui nous occupe : simple et peu coûteux, il donne, avec les pentodes normales et  $R_p$  de l'ordre de 200 000 ohms, un gain élevé — par exemple 200 — avec une fidélité parfaite jusqu'à  $f = 10\,000$  c/s même sans aucun artifice de correction.

Il est donc presque toujours employé, avec des capacités de liaison de l'ordre du millième de microfarad.

Nous n'y insistons cependant pas davantage, n'ayant rien à ajouter aux généralités déjà énoncées et qui s'appliquent ici sans aucune restriction.

### Premier étage basse fréquence à transformateur apériodique.

6.732. — La seule autre variante possible est de coupler par

(1) Tout en respectant cet énoncé classique, qui conduit simplement à quelques précautions raisonnables, il ne faut pas s'en exagérer la rigueur. Sans doute la distorsion « non-linéaire » doit être évitée pour la reproduction musicale de haute qualité ; mais elle est tolérable, jusqu'à un degré inévitable, tant qu'il ne s'agit que de compréhension de la parole ; et quant à l'absence de toute distorsion « non uniforme » en fréquences, elle est assez discutable, pour les raisons suivantes :

a) Ni l'impédance, ni le rendement du haut-parleur ne sont constants dans la bande considérée ; l'appareil d'utilisation étant donc imparfait, il serait logique de ne pas chercher à rendre parfait l'amplificateur qui le précède, mais d'étudier globalement le tout pour tâcher de corriger l'un par l'autre. C'est bien, en fait, ce que font les constructeurs de haut-parleurs, et c'est pourquoi ils recommandent d'adapter tel modèle sur un tube de telle impédance interne.

b) La fidélité parfaite n'est pas toujours possible, ni même désirable ; la présence de brouillages, de bruits parasites, la différence entre le niveau de la reproduction sonore, et celui de l'exécution (qui fausse l'équilibre des fréquences, en raison de la non-linéarité de l'oreille), enfin le goût (?) des auditeurs, amènent parfois à supprimer volontairement, ou du moins à réduire, les fréquences aiguës. Nous reviendrons d'ailleurs sur la « correction de tonalité ».

transformateur « apériodique » ; on pourrait espérer ainsi, a priori, un gain supérieur au coefficient d'amplification  $\mu$  de la lampe.

En fait, comme nous l'avons signalé au paragraphe correspondant du chapitre « AMPLIFICATION », non seulement cet espoir est déçu, mais le montage est généralement moins bon et plus coûteux que le précédent. Il est intéressant de voir pourquoi, et d'ailleurs, malgré tout, on peut avoir à s'en servir dans quelques cas exceptionnels. Nous allons donc l'étudier sommairement.

Le transformateur B.F. à fer est pourtant, en électrotechnique, un des appareils les plus simples et du plus haut rendement. Pourquoi perd-il ici ses avantages ordinaires ? C'est que le problème actuel est très différent, comme il ressort du tableau suivant :

TRANSFORMATEUR INDUSTRIEL	TRANSFORMATEUR TÉLÉPHONIQUE ENTRE LAMPES
— fonctionne sur fréquence unique ;	— doit couvrir une très large bande, 50/10 000 c/s ;
— est alimenté sous tension $U_1$ constante ;	— est alimenté par une lampe à résistance interne $R_1$ notable ;
— débite sur une charge résistante faible en y fournissant de la puissance ;	— débite sur une grille polarisée négativement, c'est-à-dire avec débit et puissance nuls ;
— d'où une formule d'adaptation simple donnant le rapport optimum :	— formule illusoire, $R_2$ étant infini ;
$n = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$	— l'énergie transmise étant nulle, les performances sont uniquement limitées par les pertes internes propres.
— les pertes internes sont faibles devant l'énergie transmise ;	

Il est, en somme, impossible d'étudier notre transformateur en le supposant « parfait » en première approximation ; cela ne conduirait à rien. Il faut nécessairement tenir compte des pertes ce qui oblige à préciser dès le début certains ordres de grandeur et à utiliser des coefficients empiriques assez incertains.

Les défauts du transformateur sont :

1) *pertes dans le cuivre* : résistance « Joule » du fil. Bien que cette perte augmente avec la fréquence (par effet de peau), il est facile de conserver à la résistance  $r_1$  du primaire une valeur inférieure à 1 000 ohms, donc faible vis-à-vis de la résistance interne du tube d'alimentation, et à celle  $r_2$  du secondaire une valeur inférieure à 10 000 ohms, également peu gênante, puisque le débit extérieur est presque nul ;

2) *pertes dans le fer*.

On sait que ces pertes croissent un peu plus vite que la fréquence et sont proportionnelles au carré de l'induction  $\mathcal{B}$  dans le fer. Elles peuvent être représentées par une résistance  $R_f$  en shunt sur le primaire et de valeur :

$$R_f = \frac{L_1 \omega}{a^2 + b\omega},$$

les coefficients  $a$ ,  $b$  étant, pour un bon alliage au nickel de perméabilité initiale  $\mu = 1\,400$ , de l'ordre de :

$$a = 0,026, \quad b = 5,6 \cdot 10^{-6} ;$$

on en déduit que,

$$\begin{aligned} \text{à la fréquence } 50, \quad R_f &= 22 \cdot L_1 \omega, \\ \text{à la fréquence } 5000 &= 0,6 L_1 \omega. \end{aligned}$$

3) *fuites magnétiques*.

Il est impossible de réaliser entre deux enroulements un couplage tel que le flux de l'un passe entièrement dans l'autre, c'est-à-dire d'obtenir un coefficient de couplage égal à l'unité ; en fait, cependant, on peut en approcher beaucoup avec des bobinages soignés sur un noyau de fer toroïdal, ou simplement fermé. Pour mettre commodément en évidence ces « fuites magnétiques », il est d'usage de les représenter par de petites selfs additionnelles en série,  $l_1$  et  $l_2$ , non couplées entre elles, tandis que les selfs principales  $L_1$ ,  $L_2$  auront le couplage unité, c'est-à-dire la mutuelle  $M = \sqrt{L_1 L_2}$ .

Si les fuites sont du même ordre sur les deux enroulements, comme il arrive d'ordinaire, on peut poser :

$$l_1 = \sigma L_1, \quad l_2 = \sigma L_2,$$

le « coefficient de fuites »  $\sigma$  étant de l'ordre de 0,01 et pouvant, exceptionnellement, avec des noyaux de forme et de qualité très soignée, descendre à 0,001.

4) *capacités parasites.*

Les transformateurs présentent enfin un quatrième défaut : il existe, un peu partout, des capacités parasites : entre les spires de chaque enroulement, entre enroulements et masse, et d'un enroulement à l'autre. De savants « cloisonnements » permettent de les réduire quelque peu ; mais, sous peine d'augmenter les fuites, on est bien obligé de laisser les spires voisines les unes des autres, surtout dans l'enroulement comportant le plus grand nombre de tours : la capacité parasite est donc notable. L'expérience montre que, dans un bon transformateur normal, ces capacités parasites peuvent être en première approximation représentées par une capacité aux bornes du circuit secondaire (ayant la plus grande self), et qu'il ne faut pas espérer réduire cette capacité au-dessous de 150  $\mu\mu\text{F}$  environ.

Ceci posé, le schéma équivalent de l'étage à transformateur sera celui de la fig. 2. La grille  $G'$  étant supposée négative, la « charge » du secondaire est uniquement constituée par la capacité parasite  $C_2$ . Pour alléger le calcul, négligeons d'abord la résistance de fuites  $R_f$  sur laquelle nous reviendrons, et appelons  $R'_1$  la résistance totale du primaire  $R'_1 = R_i + r_1$ . D'autre part,  $L_1$  étant la self du primaire avec  $N_1$  tours et  $n$  le rapport de transformation  $n = N_2/N_1$ , la self du secondaire (fuites à part) sera  $n^2 L_1$  et la mutuelle  $M = n \cdot L_1$ . On aura donc en appliquant, comme toujours, les relations des circuits couplés :

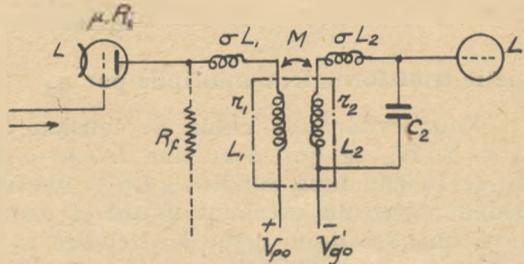


Fig. 2. — Transformateur intervalve.

$$I_1 = \frac{\mu \cdot V_g \times j M \omega}{[R'_1 + j(1 + \sigma) L_1 \omega] \left[ r_2 + j(1 + \sigma) L_2 \omega + \frac{1}{j C_2 \omega} \right] + M^2 \omega^2}$$

Substituant les valeurs de  $M$  et  $L_2$ , négligeant les  $\sigma^2$  et multipliant par  $1/jC_2\omega$  pour avoir la tension aux bornes du secondaire, nous obtenons :

$$(1) \quad U_2 = \frac{\mu \cdot V_g}{j C_2 \omega} \times \dots \times \frac{j n \cdot L_1 \omega}{\left[ R'_1 r_2 - 2\sigma n^2 L_1^2 \omega^2 + \frac{L_1}{C_2} \right] + j \left[ (1 + \sigma) L_1 \omega (r_2 + n^2 R'_1) - \frac{R'_1}{C_2 \omega} \right]}$$

Voyons comment varie cette expression en fonction de la fréquence :

Lorsque la fréquence est très basse, disons  $\omega \approx 100$ , les termes en  $L_1 \omega$  sont négligeables au dénominateur ; il en est de même de  $R'_1 r_2$ , qui est de l'ordre de  $10^7$  alors que  $L_1/C_2$  et  $R'_1/C_2 \omega$  sont de l'ordre de  $10^{12}$ . Il reste donc :

$$U_2 = \frac{\mu V_g \cdot n L_1 \omega}{C_2 \omega \left[ \frac{L_1}{C_2} - j \frac{R'_1}{C_2 \omega} \right]} = \mu V_g \times \frac{n}{1 + \frac{R'_1}{j L_1 \omega}}$$

facile à interpréter : le transformateur a sensiblement aux bornes primaires l'impédance  $j.L_1 \omega$ , la lampe y produit la tension

$$(2) \quad U_1 = \frac{\mu V_g}{1 + R'_1/j L_1 \omega}$$

que le transformateur multiplie par  $n$ .

Pour éviter une chute de tension appréciable, il faut donc  $L_1 \omega > R'_1$  ce qui, avec une triode à faible résistance interne,  $R'_1 \approx 10\,000$  ohms, conduit à  $L_1 > 100$  henrys, chiffre à peine réalisable ; avec un excellent noyau et un nombre de tours  $N_1$  déjà élevé, on aura de la peine à atteindre  $L_1 = 50$  H. et par suite la tension baissera de façon appréciable au-dessous de  $\omega = 200$  (ce qui est encore admissible). Mais une pentode à grande résistance interne  $R'_1 = 10^6$  ohms conduirait à  $L_1 = 5000$  H. au moins, ce qui est absolument irréalisable. Le transformateur apériodique n'est donc pas fidèle aux basses fréquences avec les pentodes.

Ceci négligeait la résistance de pertes  $R_f$  en parallèle sur le transformateur ; mais comme elle est, en ce cas, notablement supérieure à  $L_1 \omega$ , elle ne diminue pas de façon sensible l'impédance ni la tension aux bornes.

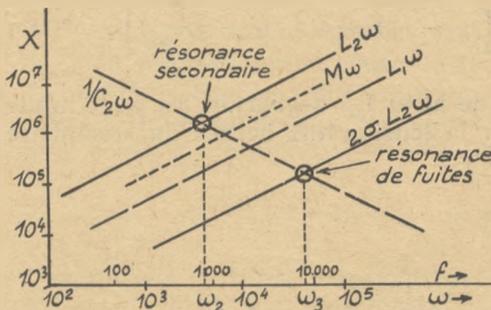


Fig. 3. — Variations des réactances dans le transformateur apériodique.

Supposons maintenant que la fréquence augmente.

La variation des différents termes est représentée par la fig. 3 avec les valeurs numériques précédentes et pour un rapport de transformation supposé de  $n = 3,1$ .

Pendant un assez grand intervalle, le

terme  $L_1/C_2$  reste prépondérant au dénominateur, donnant encore :

$$(3) \quad U_2 = \frac{\mu V_g}{j C_2 \omega} \times \frac{j n L_1 \omega}{L_1/C_2} = \mu V_g \times n$$

avec le même gain  $\mu \cdot n$ .

Contrairement même à ce que l'on aurait pu croire, la *résonance du secondaire*  $L_2 \omega = 1/C_2 \omega$  ne produit aucune augmentation ; en effet si  $z_2$  se réduit à  $r_2$ , on voit, en remontant à la première équation de  $I_2$ , que le produit des deux crochets du dénominateur est très inférieur au second terme  $M^2 \omega^2$ , qui n'est alors pas autre chose que  $L_1/C_2$  :

$$M^2 \omega^2 = L_1 L_2 \omega^2 = \frac{L_1 \omega}{C_2 \omega} = \frac{L_1}{C_2}$$

Revenant alors à la formule (1) on trouve pour  $U_2$  :

$$(4) \quad U_2 = \frac{\mu V_g}{C_2 \omega} \times \frac{1}{M \omega} = \mu V_g \times \frac{L_2}{M} = \mu V_g \cdot n ;$$

ceci s'explique par le fait que le couplage très serré ( $k \approx 1$ ), donc très supérieur au « critique », étouffe la résonance habituelle.

Le gain reste donc du même ordre jusqu'à ce qu'arrive une *seconde résonance*, celle de la self totale de fuites  $2 \sigma n^2 L_1$ , ramenée au secondaire, avec la capacité  $C_2$  de celui-ci ; alors :

$$2\sigma n^2 L_1 \omega_3 = \frac{1}{C_2 \omega_3} \qquad 2\sigma n^2 L_1^2 \omega_3^2 = \frac{L_1}{C_2}$$

et le terme prépondérant au dénominateur est :  $L_1 \omega_3 (r_2 + n^2 \cdot R'_1)$  de sorte qu'il reste :

$$(5) \quad U_2 = \frac{\mu V_g}{j C_2 \omega_3} \times \frac{j n}{r_2 + n^2 R'_1} = \mu V_g \times n \times \frac{2\sigma n^2 L_1 \omega_3}{r_2 + n^2 R'_1} ;$$

le facteur  $q = \frac{2\sigma L_2 \omega_3}{r_2 + n^2 R'_1}$  est, si l'on veut, la « surtension » du résidu de circuit ainsi formé ; on peut s'arranger pour le rendre égal à l'unité, à cette pulsation  $\omega_3$ , en rendant les paramètres tels que :

$$(6) \quad 2 \sigma n^2 L_1 \omega_3 = r_2 + n^2 R'_1 \approx n^2 R'_1.$$

Enfin, si la fréquence continue à augmenter, le terme prépon-

dérant au dénominateur est  $2 \sigma n^2 L_1 \omega^2$  qui fait décroître le gain rapidement.

Ces dernières valeurs du gain sont obtenues en négligeant la résistance de pertes dans le fer,  $R_f$ , en parallèle sur  $L_1$  ; mais on a vu qu'elle ne tombe guère au-dessous de  $L_1 \omega$  ; donc l'impédance du transformateur reste très supérieure à celle interne de la lampe, qui fonctionne en générateur « à tension constante », et la présence de  $R_f$  ne réduit pas le gain.

*En résumé*, on voit que les formules (2), (3), (4), (5) et la condition (6) donnent sensiblement le même gain,  $\mu \cdot n'$  dans l'intervalle de pulsations compris entre :

$$\begin{aligned} \omega_1 &= R'_1/L_1 && \text{déduite de (2)} \\ \text{et } \omega_3 &= R'_1/2 \sigma L_1 && \text{déduite de (6)} \\ (7) \quad & \text{c'est-à-dire dans un intervalle } \omega_3/\omega_1 = 1/2 \sigma. \end{aligned}$$

Ce résultat n'est évidemment qu'approché ; il n'en est pas moins frappant par sa simplicité, et montre immédiatement tout l'intérêt que présente la réduction du coefficient de fuites  $\sigma$ . On voit qu'avec la valeur habituelle,  $\sigma = 0,01$ , l'intervalle fidèlement transmis sera de 50, c'est-à-dire par exemple de 100 à 5000 ; c'est à la rigueur acceptable en radiophonie de qualité. On pourrait arriver à mieux jusque vers 50/25000 c/s par exemple, en réduisant encore le coefficient de fuites.

Dans cet intervalle, le gain est de l'ordre de  $\mu \cdot n$ , donc multiplié par  $n$ , par rapport à ce que donnerait, au maximum, le montage à résistances. Ces conditions sont à peu près réalisables pratiquement avec  $n = 3$  environ et permettent par exemple à une triode de fournir un gain du même ordre qu'une pentode avec résistances ; toutefois, le montage à transformateurs est beaucoup plus encombrant et coûteux.

On ne peut augmenter sensiblement plus  $n$  pour faire mieux encore, parce qu'alors on est pris dans le dilemme, ou bien de diminuer le nombre de tours  $N_1$ , donc la self  $L_1$ , et, d'après (2), on perd sur les fréquences graves, ou bien d'augmenter le nombre de tours  $N_2$ , donc la self  $L_2$  et la capacité  $C_2$ , donc d'abaisser la pulsation de 2<sup>e</sup> résonance  $\omega_3$  et de perdre sur les fréquences aiguës.

On ne peut pas non plus employer le transformateur avec les pentodes, la self primaire ne pouvant être rendue suffisante pour satisfaire à la relation (2) sans entraîner de chute excessive aux fréquences graves.

Il reste enfin au passif du transformateur un dernier inconvénient non encore mentionné. Nous avons supposé la self-induction du primaire calculée avec la valeur *initiale* de la perméabilité, c'est-à-dire pour de petites variations de champ magnétique autour

du zéro. Or, avec le montage habituel fig. 2, il passe dans l'enroulement primaire non seulement les variations alternatives à ampli-

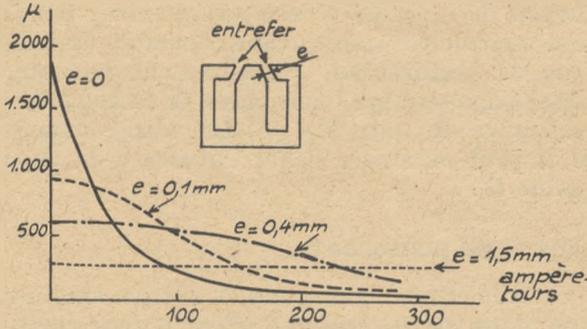


Fig. 4. — Influence de l'entrefer.

fier, mais aussi le *courant continu* allant à la plaque P, lequel, relativement grand, produit un nombre d'ampères-tours suffisant pour diminuer sérieusement la perméabilité apparente  $d\mathcal{B}/d\mathcal{L}$ .

On peut atténuer ce défaut en ménageant dans le noyau *un entrefer* convenable ; la fig. 4 montre que si, en son absence ( $e = 0$ ), la perméabilité  $\mu_a$  (en ordonnées) décroît constamment quand le nombre d'ampère-tours continus (abscisses) augmente, par contre suivant son épaisseur  $e$ , on peut réaliser des paliers moins élevés au début, mais plus avantageux pour certaines valeurs d'aimantation.

Ce défaut peut aussi être complètement pallié par d'autres artifices : le montage symétrique, dont nous parlerons ci-après ; ou l'adjonction d'une (forte) capacité en série et d'une alimentation continue en shunt, à travers une forte résistance ou une bobine d'arrêt (fig. 5) ; ce système, d'ailleurs, ajoute une sorte de « demi-cellule » dont l'effet peut varier avec la fréquence, et que l'on peut transformer en « correcteur », par exemple pour améliorer la réponse aux fréquences graves, en utilisant la résonance des nouveaux éléments.

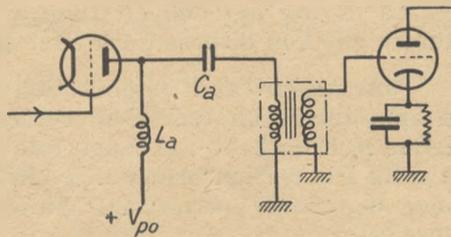


Fig. 5. — Etage à transformateur avec dérivation du courant continu.

Mais tout cela ne fait qu'exagérer le défaut principal du transformateur par rapport au montage à résistances : prix plus élevé, alors que l'avantage d'un meilleur gain (avec les triodes) peut être obtenu dans une autre voie en passant aux pentodes.

On comprend ainsi que ce montage ait presque disparu. On peut cependant avoir recours à lui dans certains amplificateurs de mesure, ou dans des récepteurs soumis à des brouillages d'une violence exceptionnelle, car il possède aussi l'avantage que le potentiel moyen de la grille  $G'$  est parfaitement défini (à travers l'enroulement secondaire) sans aucune constante de temps suspecte, même en cas de perturbation excessivement violente, alors que dans le montage à résistance, l'ensemble de la capacité de liaison  $\gamma$  et de la résistance de fuite  $R'_g$  possède une constante de temps appréciable et peut prolonger l'effet nuisible d'un choc ayant fait débiter la grille  $G'$ .

### Dernier étage « de puissance ».

6.741. — Admettons que, grâce à l'étage amplificateur « en tension » (ou, dans un cas extraordinaire, à deux étages pré-amplificateurs), nous disposions d'une tension alternative basse fréquence suffisante pour exciter la grille d'une lampe de puissance — quelques dizaines de volts au plus — mais sans débit. Il s'agit de dimensionner le *dernier* étage pour actionner le haut-parleur.

Les puissances requises étant encore de l'ordre du watt, le rendement n'est pas très important : on s'attache encore en premier lieu aux conditions de *fidélité* (sous les réserves faites en note un peu plus haut). On conservera donc généralement le fonctionnement en « régime A » linéaire et *sans débit-grille* (grille toujours négative). La tension de plaque étant limitée par des raisons de sécurité — tant pour la lampe que pour les opérateurs — est normalisée à 250/300 V. Le courant moyen de plaque, et la polarisation moyenne de grille, seront donc fixés pour dissiper sur la plaque la puissance admissible. Il ne restera plus ensuite qu'à déterminer l'impédance de charge et l'amplitude alternative sur la grille et sur la plaque.

La théorie des lampes (faite dans d'autres parties du cours) montre que l'on dispose à cet effet de relations telles que :

pour une triode d'amplification  $\mu$  et de résistance interne  $R_i$ , en appelant  $M$  un coefficient caractéristique de la classe (ici en régime A,  $M = 2$ ) et  $\gamma$  le rapport de la tension instantanée maxima de grille à la tension instantanée minima de plaque (ici 0), la résistance de charge permettant d'atteindre le maximum de puissance est :

$$(10) \quad R_p = \frac{M \cdot R_i}{1 + \gamma \mu} = 2 \cdot R_i.$$

Et, sous une tension de plaque  $V_{p0}$ , la tension alternative  $V_p$  de plaque est au maximum (sans s'occuper de la distorsion) :

$$(11) \quad V_p = \frac{V_{p0}}{1 + R_i/R_p}.$$

On en déduit la puissance utile,  $W_u = V_p^2/2R_p$ , et la tension d'excitation nécessaire sur la grille :

$$(12) \quad V_g = \frac{V_p (1 + R_i/R_p)}{\mu}.$$

Pour une *pentode*, de pente  $p$ , sous la tension plaque  $V_{p0}$ , avec le courant de repos  $I_0$ , les formules sont encore plus simples : En classe A et sans courant-grille, la résistance de charge à utiliser est voisine de :

$$(13) \quad R_p \approx 2 \frac{V_{p0}}{I_0}.$$

La tension alternative de plaque peut approcher de  $V_{p0}$  et l'amplification permet d'en déduire la tension d'excitation sur la grille :

$$(14) \quad V_g = \frac{V_p}{p \cdot R_p}.$$

Toutes ces relations sont d'ailleurs relatives à la puissance maximum possible en parcourant toute l'étendue des caractéristiques, sans condition de distorsion. Si, comme c'est le cas ici, la distorsion est au contraire à éviter absolument, si, de plus, la charge n'est pas une résistance pure, mais présente une composante réactive, c'est-à-dire si le point représentatif décrit dans le plan  $i_p, v_p$ , une ellipse au lieu d'une droite, il faut augmenter  $R_p$  et diminuer l'amplitude des variations alternatives  $V_p$ , pour éviter la région inférieure coudée sur les caractéristiques (1).

Il en résulte une diminution assez notable de la puissance utile et du rendement ; on peut la préciser par une étude graphique sur le réseau des courbes, et nous renvoyons pour cela au Cours de Lampes.

En pratique, cette question est une de celles sur lesquelles les constructeurs de tubes ne manquent jamais de donner toutes les indications nécessaires :  $V_{p0}$ ,  $V_p$ ,  $V_{g0}$ ,  $V_g$ ,  $R_p$ ... et le taux de distorsion garanti, de sorte que l'on peut se borner à une vérification rapide, ainsi que nous le ferons plus loin.

Mais il reste une difficulté : la résistance de charge  $R_p$  ainsi déterminée, — quelques milliers d'ohms — est presque toujours très notablement supérieure à l'impédance moyenne des bobines mobiles de haut-parleurs, dont un exemple est donné par les

(1) Une complication supplémentaire est en outre introduite lorsque la polarisation fixe de grille (par pile ou redresseur séparé) est remplacée par la polarisation automatique (par résistance cathodique) ; car celle-ci varie avec le courant moyen de plaque, dès que la portion de caractéristique utilisée présente la moindre courbure.

fig. 6 et 7 (module de l'ordre de 5 à 20 ohms). Il faut donc transformer l'une en l'autre au moyen d'un transformateur d'adaptation de rapport convenable, dit « de sortie ».

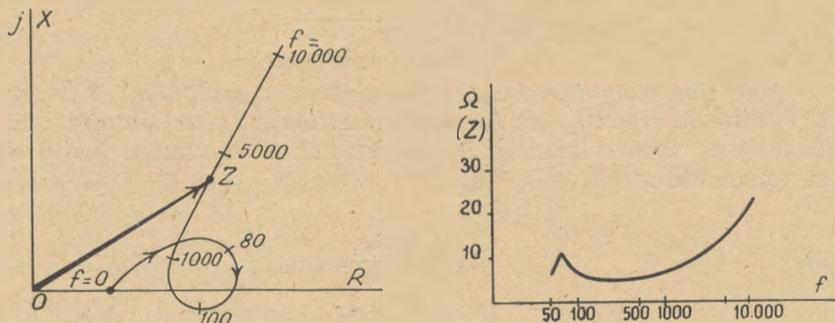


Fig. 6 et 7. — Impédance du haut-parleur.

### Transformateur de sortie.

6.742. — Le transformateur de sortie présentera encore, par rapport au transformateur industriel, la différence gênante qu'il doit couvrir un large intervalle de fréquences ; toutefois, il s'en rapproche plus normalement par le fait qu'il transmet réellement de l'énergie entre une source (lampe) de résistance interne  $R_i$  et un appareil d'utilisation (haut-parleur) de résistance à peu près définie  $r_{HP}$ .

On peut donc d'abord déterminer à peu près son rapport de transformation (réducteur)  $n = N_2/N_1$  par la condition habituelle du transformateur parfait qui doit avoir entre ses bornes primaires l'impédance  $R_p$  alors qu'il est chargé au secondaire par  $r_{HP}$  ( $R_p$  étant déterminé par 10 ou 13) :

$$(15) \quad n = \sqrt{\frac{r_{HP}}{R_p}}$$

L'influence des pertes sera dès lors encore moins grande que dans le transformateur intervalve, et de même, la capacité parasite des enroulements sera

négligeable par rapport à leur charge ohmique, de sorte que si nous reprenons l'application de la formule habituelle des circuits couplés, avec seulement les selfs de fuite  $\sigma L_1$  et  $\sigma L_2$ , nous avons (fig. 8) <sup>(1)</sup> :

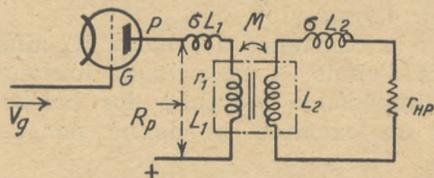


Fig. 8. — Transformateur de sortie.

(1) Nous négligeons la résistance interne du primaire,  $r_1$ , devant la résistance interne de la lampe  $R_i$ .

$$I_2 = \mu V_g \frac{j M \omega}{[R_1 + j(1 + \sigma)L_1 \omega] [r_{HP} + j(1 + \sigma)L_2 \omega]}$$

Remplaçant encore M par  $n \cdot L_1$  et  $L_2$  par  $n^2 L_1$ , et négligeant les termes en  $\sigma^2$ , nous obtenons :

$$(16) \quad I_2 = \mu V_g \frac{j n L_1 \omega}{[R_1 r_{HP} - 2 \sigma n^2 L_1^2 \omega^2] + j(1 + \sigma)L_1 \omega (r_{HP} + n^2 R_1)}$$

Si,  $n$  étant fixé d'après (15) par la condition d'adaptation, nous considérons  $\omega$  comme variable, nous voyons (en divisant haut et bas par  $L_1 \omega$ ) que l'intensité est maximum pour la pulsation  $\omega_M$  qui annule le premier terme du dénominateur :

$$(17) \quad \frac{R_1 r_{HP}}{L_1 \omega_M} - 2 \sigma n^2 L_1 \omega_M = 0 \quad \omega_M^2 = \frac{R_1 r_{HP}}{2 \sigma n^2 L_1^2} = \frac{R_i \cdot R_f}{2 \sigma L_1^2}$$

L'intensité maximum étant alors :

$$(18) \quad I_{2M} = \mu V_g \frac{n}{(1 + \sigma)(r_{HP} + n^2 R_1)} \quad (1) = \frac{\mu V_g}{n} \frac{1}{2 + 1}$$

Le rapport de (18) à (16) pour  $\omega \neq \omega_M$  donnant alors la variation du niveau de sortie. Pour  $\omega = \omega_1$  petit, le terme prépondérant au dénominateur sera :  $R_1 \cdot r_{HP} / L_1 \omega_1$ .

Pour  $\omega = \omega_2$  grand, ce sera au contraire :  $2 \sigma n^2 L_1 \omega_2$ .

Si l'on admet à chacune de ces deux limites, la même chute de courant, par exemple la réduction  $1/\sqrt{2}$  déjà souvent considérée, il faudra prendre :

$$(22) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{R_1 r_{HP}}{L_1 \omega_1} = r_{HP} + n^2 R_1 \\ 2 \sigma n^2 L_1 \omega_2 = r_{HP} + n^2 R_1 \end{array} \right\} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{L_1 \omega_1} = \frac{1}{R_1} \\ 2 \sigma L_1 \omega_2 = R_1 + R_1 \end{array} \right.$$

d'où le rapport des fréquences limites :

$$(23) \quad \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{(r_{HP} + n^2 R_1)^2}{r_{HP} \times n^2 R_1} \times \frac{1}{2 \sigma} = \left( \sqrt{\frac{r_{HP}}{n^2 R_1}} + \sqrt{\frac{n^2 R_1}{r_{HP}}} \right)^2 \times \frac{1}{2 \sigma}$$

(1) Ne pas conclure de là qu'il faut  $n = \sqrt{r_{HP}/R_1}$  ; ce ne serait vrai que pour  $V_g$  donné ; or la théorie de la lampe de puissance est faite en supposant que l'on peut ajuster  $V_g$  à sa guise ; on déterminera donc  $n$  d'après les relations (10) ou (13) et (15).

Ce rapport sera donc toujours supérieur à  $4/2 \sigma$ , c'est-à-dire à 4 fois la valeur (7) pour un transformateur intermédiaire.

Par ailleurs l'équation (22) définit l'inductance minimum  $L_1$  du primaire pour passer la pulsation  $\omega_1$ , elle se trouve plus facile à obtenir que celle ( $L_1 \omega_1 = R_i$ ) trouvée pour le transformateur intermédiaire (surtout avec une pentode où  $n^2 R_i > r_{HP}$ ).

Le problème du transformateur de sortie est donc plus facile à résoudre que celui du transformateur intervalve.

La self nécessaire au primaire est également plus modérée, même avec une pentode ; par exemple, achevons les valeurs numériques sur deux tubes capables de dissiper une quinzaine de watts.

### 6.743. — Exemples.

1° Triode. — Avec un haut-parleur de  $r_{HP} = 10$  ohms, un intervalle de fréquence de 50 à 5000, d'où  $\omega_M = 2 \pi \sqrt{50 \text{ à } 5000} \approx 3000$  et un transformateur à fuites  $\sigma = 0,01$ , prenons une lampe triode 6A3 de paramètres :  $\mu = 4,2$  ;  $R_i = 800 \Omega$  ; puissance dissipée 15 watts.

La formule (10) conduirait à  $R_p = 1600$  ohms sans conditions de distorsion, mais il faut prendre davantage pour éviter le coude inférieur des caractéristiques : le constructeur conseille  $R_p = 2500$  ohms. D'où d'après (15) :

$$n = \sqrt{\frac{10}{2500}} = \frac{1}{16}$$

La self primaire nécessaire sera d'après (22) :

$$L_1 \approx 2 \text{ henrys}$$

La tension alternative maximum, d'après (11), sous une tension plaque de 250 volts, serait de :

$$V_s = \frac{250}{1 + \frac{800}{2500}} = 190 \text{ volts}$$

et la tension alternative de grille d'après (12) :

$$V_g = \frac{250}{4,2} = 60 \text{ volts.}$$

Mais, toujours pour éviter la distorsion, il y a lieu de réduire cette amplitude, qui ferait sortir de la région linéaire

« régime A » ; le constructeur conseille une polarisation de grille de  $-45$  V, donc aussi une excitation de grille maximum de  $45$  V  $= V_p$ , d'où  $V_p = 142$  V seulement, d'où enfin la puissance utile :

$$W_u = \frac{V_p^2}{2 R_p} = 4 \text{ watts}$$

que le constructeur ramène encore par prudence à 3,5 watts.

Le courant-plaque étant 60 mA, la puissance est de 15 watts au repos, et le rendement :  $\rho = \frac{3,5}{15} = 0,23$ .

2° Pentode. — Prenons, pour comparer, une pentode admettant une dissipation-plaque analogue (ou, plus exactement, une « tétrode à faisceau »), la 6L6, ayant les paramètres :

$\mu = 180$ ,  $R_i = 30\,000$  ohms, pente 6 mA/V.

Puissance dissipée 18 watts ;

Sous  $V_{p0} = 250$  volts, courant de repos  $I_o = 160$  mA.

D'après (13), la résistance de charge correspondant au maximum de puissance serait :

$$R_p = \frac{2 \cdot 250}{0,160} = 3.100 \text{ ohms.}$$

On en tirerait une puissance utile maximum de l'ordre de

$$W_u \leq \frac{250^2}{2 \cdot 3100} = 10 \text{ watts}$$

et d'après (14) une excitation alternative de grille de :

$$V_p = \frac{250}{6 \cdot 3,1} = 13,5 \text{ volts.}$$

Mais ceci en parcourant à fond les caractéristiques, avec un taux de distorsion élevé. Pour ramener ce taux à quelques unités %, le constructeur conseille de prendre  $R_p = 2\,500$  ohms seulement, et une excitation de grille de 12 volts environ ; alors la formule du gain  $p$ .  $R_p = 15$  montre que l'amplitude alternative sur la plaque est seulement  $V_p = 12 \cdot 15 = 180$  volts et la puissance utile de :

$$w_u = \frac{180^2}{2 \cdot 2500} = 6,5 \text{ watts.}$$

Le rendement est donc de 0,38, soit un avantage sérieux par rapport à la triode ; et la tension d'excitation de grille n'est que de 12 volts au lieu de 45. Mais il est à craindre que le taux d'harmo-

niques ne soit plus élevé, et surtout que ce taux porte sur l'harmonique 3 au lieu de l'harmonique 2, ce qui est nettement plus gênant pour l'oreille (1).

Les résistances  $R_p$  et  $r_{HP}$  étant les mêmes, le rapport du transformateur restera le même :  $1/16$  ; mais la self nécessaire au primaire pour passer les fréquences graves deviendra d'après (22) :

$$L_1 \approx 8 \text{ henrys}$$

ce qui entraînerait une augmentation sensible de prix (surtout si l'on tient compte du fort courant continu passant dans cet enroulement). Nous avons l'impression que la différence n'est pas respectée dans bon nombre de transformateurs du commerce, d'où faiblesse des fréquences graves.

### Cas où l'on accepte un débit de grille.

6.744. — La faiblesse du rendement précédent tient à la double raison que l'on veut éviter la distorsion et que l'on s'est interdit le débit de grille ; ce n'est d'ailleurs pas un inconvénient bien grave, aux puissances envisagées et pour une alimentation secteur, où l'on n'en est pas à quelques watts près. Mais enfin, si l'on veut porter la puissance utile à quelques dizaines de watts pour une audition d'extérieur, ou si, au contraire, on doit alimenter sur batteries en économisant la puissance plaque, il est possible d'augmenter assez notablement le rendement en *acceptant un débit de grille* : c'est-à-dire en faisant  $\gamma \neq 0$  dans l'équation (10), d'où une réduction de valeur de  $R_p$ , qui est également favorable au transformateur. tandis que la puissance utile croît, elle, à peu près comme  $(1 + \gamma \mu)$ .

Toutefois, ce changement, s'il est favorable au dernier étage, pose un nouveau problème au précédent. En effet, le débit grille constitue pour lui une « charge ». Et une charge de caractère particulier, et très nuisible, puisqu'elle n'apparaît que pour les amplitudes dépassant une certaine valeur (fig. 9) et seulement pen-

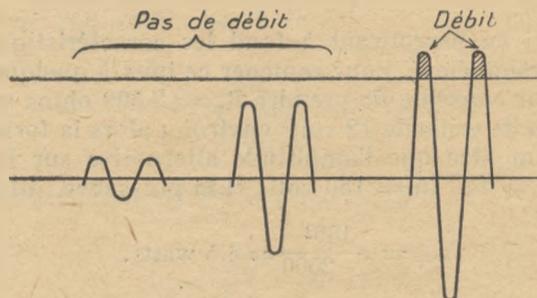


Fig. 9. — Irrégularité du débit de grille.

(1) Nous verrons au chapitre « Contre-réaction » comment on peut atténuer cet inconvénient.

nant une fraction de la période. La charge moyenne de l'avant-dernier étage est donc irrégulière en fonction du taux de modulation, et de plus une tension sinusoïdale risque d'avoir ses pointes supérieures rognées par le débit soudain du courant : double raison pour donner de la distorsion « non-linéaire » d'amplitude.

On peut préciser ce défaut si l'on connaît les caractéristiques de grille  $i_g = f(v_g, v_p)$  de la dernière lampe : on tracera par points la courbe du courant de grille en fonction du temps, on multipliera par la tension ( $V_g \sin \omega t$ ), pour avoir la puissance instantanée, et on planimètrera celle-ci pour avoir la puissance moyenne au cours d'un cycle. Ce calcul graphique est d'ailleurs bien long, et l'on trouve généralement dans les catalogues des indications suffisantes pour s'en dispenser.

On ne peut corriger entièrement cet inconvénient : on peut l'atténuer en prenant une avant-dernière lampe assez puissante pour fournir les « pointes de courant » nécessaires ; et pour éviter l'irrégularité de sa charge, on pourra shunter la grille par une résistance pure assez faible (il faut naturellement que l'étage précédent fournisse *en plus* la puissance consommée dans cette résistance). Une solution plus ingénieuse consiste à choisir un type de lampe s'accommodant d'une polarisation de grille *nulle* : il y a alors toujours débit, même aux faibles amplitudes, et la charge est presque indépendante de l'amplitude.

### Montage symétrique.

6.745. — Pour augmenter la puissance fournie, on peut naturellement grouper deux ou plusieurs lampes *en parallèle* : la pente et la puissance utile croissent proportionnellement à leur nombre, la résistance d'adaptation exigée varie en sens inverse.

Il est préférable de prendre des lampes en nombre *pair* et de les monter en « *symétrique* » (push-pull), (fig. 10) : les grilles des deux groupes étant attaquées en opposition par des tensions égales, les plaques débitant sur un transformateur à prise médiane. Nous renvoyons aux Cours de Lampes pour l'étude du montage : on sait qu'il présente l'avantage *d'éliminer les harmoniques pairs* (c'est-à-dire qu'il y a compensation de la courbure d'une caractéristique par l'autre) ; en outre, il élimine aussi l'effet de la

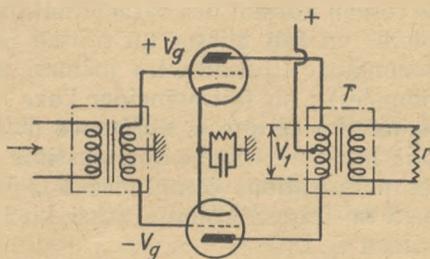


Fig. 10. — Montage symétrique.

composante continue du courant de plaque sur l'aimantation du transformateur (puisque les courants, en sens inverse dans les deux moitiés, donnent des forces magnéto-motrices opposées) ; cela peut améliorer beaucoup la perméabilité initiale et les performances.

On peut pousser à bout le principe de suppression des harmoniques pairs, en faisant travailler les lampes en « classe B » : (fig. 11) les lampes, bien symétriques, étant polarisées exactement

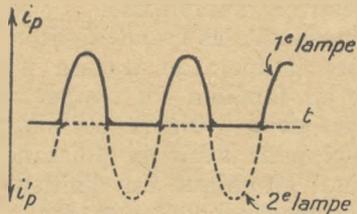


Fig. 11. — Fonctionnement du montage symétrique en classe B.

au coude inférieur de la caractéristique (cut-off), chacune travaille pendant une demi-alternance et se trouve bloquée pendant l'autre ; ces deux demi-alternances s'emboîtent exactement et redonnent au secondaire du transformateur un courant parfaitement sinusoïdal.

Toutefois, ce raisonnement suppose le coude inférieur réduit à un point, ce qui est à peu près acceptable lorsque l'amplitude est

grande par rapport à son étendue réelle. Mais un amplificateur téléphonique ne travaille que rarement aux environs de son amplitude maximum ; en moyenne, le taux de modulation n'est guère que de 30 ou 40 % ; et, lors des passages « piano », l'amplitude n'est qu'une petite fraction du maximum ; le fonctionnement a donc lieu uniquement (ou presque) dans la région coudée inférieure des caractéristiques (« classe A' »). On a donc un régime *mixte A' B* (c'est-à-dire A' aux faibles amplitudes, tendant vers B aux grandes).

Le principe de la suppression des harmoniques pairs, grâce à la symétrie des lampes, étant toujours valable, sauve la situation : il faut choisir des lampes et des polarisations telles que cette symétrie se conserve le mieux possible dans le coude inférieur, c'est-à-dire que les caractéristiques doivent avoir une forme très sensiblement parabolique et que la tension moyenne de grille est choisie au milieu de cette région, pour assurer la meilleure compensation des courbures.

On peut effectuer cet ajustage graphiquement (fig. 12) : sur le réseau normal des caractéristiques de la première lampe (en trait plein) on fait glisser un calque portant les caractéristiques de la seconde (c'est-à-dire les mêmes, retournées en abscisses et en ordonnées) ; on fait coïncider l'axe  $i_p = 0$  et l'on ajuste l'abscisse de manière à ce que la différence d'ordonnées entre les deux courbes soit aussi rectiligne que possible : de cette position, on déduit les polarisations communes  $V_{no}$ ,  $V_{po}$  à choisir. (Cette construction peut se faire à volonté aussi bien sur le réseau  $i_p$ ,  $v_p$  que sur le réseau  $i_p$ ,  $v_p$ .)

Certaines lampes « spéciales pour classe B » comportent, dans la même ampoule, deux triodes bien égales, et le constructeur s'est arrangé pour que la polarisation optimum ci-dessus soit *zéro* : elle est donc facile à réaliser sans dérèglement possible, et comme il a été mentionné au paragraphe précédent, le débit des grilles étant sensiblement proportionnel à l'amplitude, la résistance d'entrée et la charge de l'étage précédent sont à peu près fixes.

Les « caractéristiques différentielles » ainsi tracées peuvent servir à toutes les constructions graphiques habituelles dans le plan  $i_p, v_p$ , notamment pour déterminer la distorsion. Si l'impé-

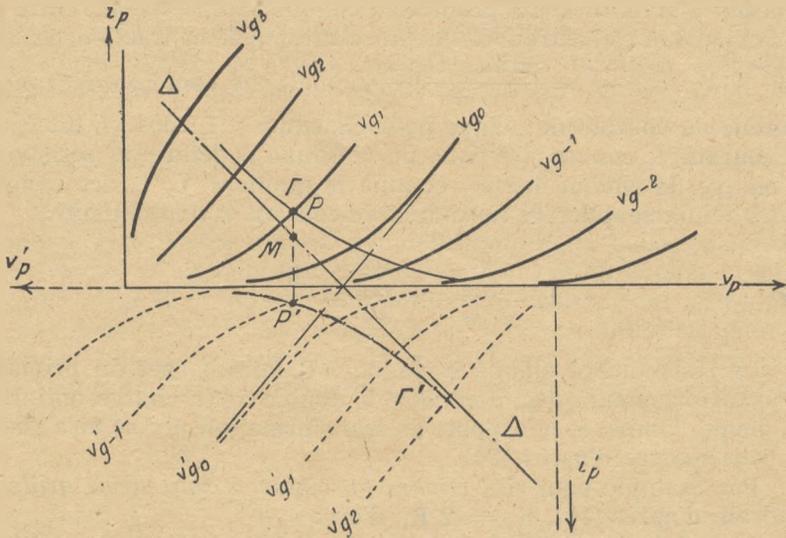


Fig. 12. — Etude graphique du montage symétrique, classe A'B.

dance de charge est une résistance pure  $r$  et si le transformateur de sortie est parfait, avec le rapport  $n = N_2/N_1$  (rapport total, c'est-à-dire  $N_1$  désignant le nombre total des spires du primaire avec ses deux moitiés), la résistance apparente entre les bornes du primaire est (d'après 15) :

$$(24) \quad R = \frac{r}{n^2}.$$

Elle est représentable dans le plan  $(i_p, v_p)$  par une droite  $\Delta$ , dont tout point  $M$ , défini par son abscisse (tension instantanée de plaque  $V_{p0} - V_p \cdot \sin \omega t$ ) et son paramètre (tension instantanée de grille. —  $V_{g0} + V_g \cdot \sin \omega t$ ) a pour ordonnée la différence des courants instantanés dans les deux tubes. C'est, si l'on veut, la caractéristique « dynamique différentielle ».

Il est aisé de passer aux caractéristiques dynamiques individuelles de chaque tube, par l'intersection de leurs caractéristiques statiques avec la verticale de  $M$  (points  $P, P'$ ) ; ces caractéristiques individuelles (courbes  $\Gamma, \Gamma'$ ) ne sont naturellement plus des droites.

On peut ainsi déterminer la pente optimum de la droite  $\Delta$ , c'est-à-dire la résistance de charge  $R$  ou le rapport du transforma-

teur d'adaptation,  $n$ . Mais une valeur approchée peut être obtenue plus simplement en appliquant les relations habituelles des lampes avec caractéristiques rectilignes ou anguleuses ; il suffit de tenir compte du rôle particulier joué par le transformateur à prise médiane : soient  $V_1 \cdot \cos \omega t$  et  $I_1 \cdot \cos \omega t$  la tension et le courant alternatifs aux bornes du primaire ; chaque lampe reçoit, entre la prise médiane et l'extrémité qui lui correspond, la fraction de tension  $\pm V_p \cdot \cos \omega t = \frac{\pm V_1 \cdot \cos \omega t}{2}$ , mais la composante fondamentale du courant de plaque pour chacune,  $\pm I_p \cdot \cos \omega t$ , est égale au courant  $I_1 \cos \omega t$  ; si donc on continue à définir la résistance de charge de chaque lampe, comme le quotient  $V_p/I_p$  des composantes fondamentales de tension et de courant (1), on obtient :

$$(25) \quad R_p = \frac{V_p}{I_p} = \frac{V_1/2}{I_1} = \frac{R}{2}.$$

La résistance « plaque à plaque »  $R$  (aux bornes du primaire du transformateur) doit donc être le double de la charge optimum de chaque lampe, et le rapport de transformation  $n$  doit être choisi en conséquence d'après (24).

Par exemple pour des *triodes en classe A sans débit grille*, il faudrait, d'après (10),  $R_p = 2 R_t$ , d'où :

$$(26) \quad n = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r}{R_t}}.$$

Mais cette valeur ne tient pas compte de la distorsion, elle n'est donc qu'approchée ; elle devrait être augmentée en « classe B », diminuée s'il y a débit-grille, et calculée autrement pour des pentodes : d'où la grande variété des valeurs que l'on trouvera dans les catalogues (généralement de l'ordre de  $R$  compris entre 3000 et 10 000 ohms).

On sait que le rendement en classe B peut atteindre au maximum 0,78. Ce chiffre n'est naturellement pas effectivement obtenu dans les amplificateurs téléphoniques, mais, grâce à la compensation des courbures, les caractéristiques peuvent être utilisées bien mieux qu'en classe A, et les rendements réels avoisinent 60 % pour les grandes amplitudes. Ils diminuent aux faibles amplitudes, mais bien moins vite qu'en classe A, parce que le courant moyen

(1) Cette définition n'est pas universelle. Certains auteurs définissent la charge instantanée, quotient de la tension et du courant alternatifs instantanés ; c'est-à-dire par exemple à l'instant zéro  $\omega t = 0$ , le quotient de  $V_p$  par le courant maximum  $i_M$ . Or, le développement de FOURIER montre que  $i_M$  est le double de la composante fondamentale  $I_p$ . D'où  $R'_p = R/4$ .

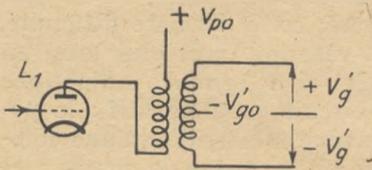
On arrive également à ce chiffre en considérant le transformateur comme ayant un rapport  $n' = 2n$  entre le secondaire et chaque moitié du primaire.

de plaque, au lieu de rester constant, diminue beaucoup. Au total, dans le cours d'une réception, l'énergie haute tension consommée est donc *considérablement réduite*. C'est ce qui fait préférer ce montage, soit pour les auditions très puissantes, soit pour les postes-batterie (à piles).

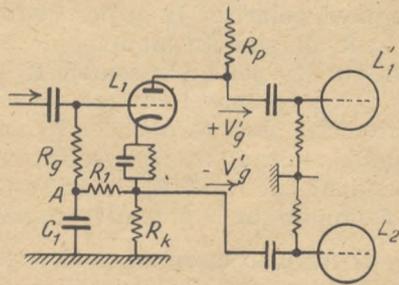
On ne devra pas oublier, toutefois, que le push-pull exige une parfaite symétrie des lampes, une polarisation grille (et plaque) exactement réglée et, s'il y a débit-grille, un étage précédent susceptible de débiter une certaine puissance.

**Montages déphaseurs.**

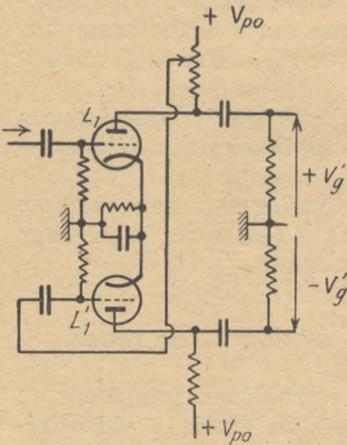
6.746. — Il reste un dernier point à étudier : pour attaquer un montage symétrique, il faut, par définition, deux tensions alternatives égales et en opposition de phase : or, ni la détection, ni le premier étage B. F., ne sont ordinairement disposés pour les fournir. Il faut donc modifier ou compléter les schémas habituels pour se procurer une tension inverse de la première. On a imaginé pour cela toutes sortes de dispositions, dont la fig. 13 indique les principales.



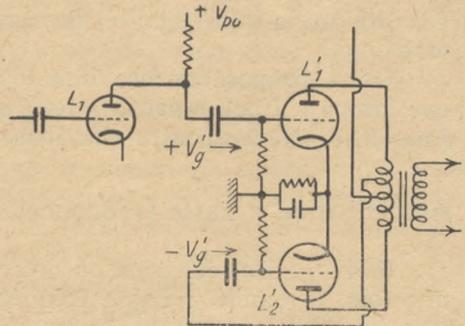
a) Transformateur à prise médiane



c) Etage  $L_1$  avec  $R_p$  et  $R_k$



b) Etage inverseur  $L'_1$



d) Prise sur le transformateur de sortie

Fig. 13. — Montages inverseurs de phase.

a) L'étage B. F. précédent est équipé d'un transformateur avec prise médiane sur le secondaire.

Cette solution est assez souvent employée, quand on accepte un débit grille ; en effet, le transformateur, ayant alors à fournir de l'énergie, fonctionne comme un « transformateur de sortie » dans de bonnes conditions, tandis que les couplages par résistances conviennent mal aux débits de grille importants.

b) On ajoute une lampe « déphaseuse » spéciale prélevant sur la tension de plaque du premier étage B. F. une fraction  $V_p/g$  et lui faisant subir l'amplification —  $g$ .

Cette lampe peut être « à couplage cathodique » avec  $g \approx 1$ .

c) Pour économiser la lampe supplémentaire, on fait fournir à la fois par le premier étage B. F. les deux tensions opposées : il suffit de fractionner sa résistance de plaque normale en deux moitiés, dont l'une reste sur la plaque  $R_p$  et dont l'autre est mise dans la cathode  $R_k$ .

Mais ceci exige que la tension d'entrée de ce premier étage soit appliquée entre cathode et grille (et non entre masse et grille) ; sinon la « contre-réaction » produite par la résistance  $R_k$  réduit le gain à l'unité (Voir chap. AMPLIFICATION). En outre, on ne sait comment polariser la grille. Pour tourner cette dernière difficulté, on peut adapter un montage de contre-réaction (voir plus loin) en shuntant  $R_k$  par un ensemble  $R_1$  (élevée) et  $C_1$  (grand). Admettons que  $C_1$  se comporte comme un court-circuit en alternatif : le potentiomètre ainsi formé avec  $R_1$  ne transmet à la grille qu'une composante alternative négligeable, comme si A était à la masse ; et cependant par  $R_g$  et  $R_1$ , la grille G se trouve reliée au point B, qui lui communique le potentiel moyen —  $V_{k_0}$  par rapport à la cathode.

d) On peut enfin reprendre, pour exciter la lampe L', une fraction de la tension déjà amplifiée par L (prise sur le transformateur, ou potentiomètre). On a l'inconvénient que si la lampe L meurt, L' cesse de fonctionner.

Les montages *b*, *c*, *d*, exigent des réglages précis pour assurer l'égalité (ou la quasi-égalité) des tensions appliquées sur l'étage symétrique.

On a proposé encore bien d'autres variantes ; par exemple une lampe « fractionneuse » telle qu'en c) placée après le premier étage B. F. (1), des contre-réactions, etc..., etc...

### Amplification « basse fréquence » de télévision ou de radar.

6.747. — En télévision ou détection, le problème change encore une fois, la bande « basse fréquence » — ou plutôt « video-fré-

(1) Une telle lampe « ramenant » à ses bornes d'entrée une résistance alternative supérieure à la résistance continue  $R_k$ , on peut en profiter pour augmenter la charge apparente du tube précédent, et par suite son gain.

quence » — à passer s'étend à plusieurs mégacycles : en principe, la moitié de la largeur de bande MF avant détection ; mais alors l'inertie de la partie B. F. n'est pas négligeable et s'ajoute à celle de la partie MF ; pour l'éviter, on prend parfois une fréquence limite supérieure à ce minimum (jusqu'au double).

La fréquence inférieure à transmettre est, en télévision, celle de « demi-image » (à cause de l'entrelacé), soit 25 c/s., en radar, on peut avoir avantage à laisser passer sans déformation de très longs échos, provenant d'une zone d'obstacles (vagues, montagnes), pour éviter que l'« affaissement », dû à une constante de temps insuffisante (AMPLF. fig. 9) dans ce cas, ne se traduise ensuite par une variation en sens inverse et la perte d'un écho faible.

Pour passer un tel intervalle, on ne peut songer qu'au montage par « résistances capacités », avec les *corrections* étudiées au chap. AMPLIFICATION (paragr. 6.521, 6.522) et des pentodes à très grande pente.

En *télévision*, les exigences concernant le gain et la puissance, sont heureusement assez modérées : la détection se fait à un niveau élevé, et l'on veut actionner un oscilloscope, dont l'électrode de commande (WEHNELT) fonctionne avec une variation de quelques dizaines de volts, sans débit appréciable. On n'a donc pas besoin d'étage de puissance ; avec des tubes (6AC7, EF50..., etc.), à pente 6 à 10 mA/v, des résistances  $R_p$  de 3000 à 5000 ohms, une correction « du premier degré » par selfs de 80 à 100 microhenrys, on obtient un gain de 10 à 30, un ou deux étages étant ordinairement suffisants.

En *radar*, on veut utiliser les signaux les plus faibles, et l'on est parfois limité en amplification H. F. et M. F. ; on demande donc plus de gain ; et, s'il y a plusieurs étages, les capacités et résistances de liaisons, nécessaires pour passer les basses fréquences, présentent des inconvénients déjà signalés : encombrement, sensibilité aux crépitements des lampes, risques d'oscillations de relaxation, courbes de décharge avec ondulations...

Il faut alors mettre en jeu également les corrections du côté des basses fréquences et proportionner avec soin les constantes de temps. (Souvent on en a plusieurs grandes et une petite, plus ou moins à la disposition de l'opérateur, qui peut les ajuster pour tâcher de découvrir au mieux un écho faible parmi des forts).

*Remarque.* — Lorsque le signal est dissymétrique, son sens n'est pas indifférent. Par exemple en radar, on a des impulsions brèves, séparées par de grands intervalles ; on devra tenir compte du sens de ces percussions sur les grilles successives et choisir en conséquence les polarisations, voire même les tubes. Au dernier étage, on s'arrangera pour que les percussions suivent dans le sens *positif* sur la grille, de manière à faire travailler le tube au seuil (« cut-off ») et à réduire considérablement sa consommation moyenne.

## CHAPITRE VIII

# CHANGEMENT DE FRÉQUENCE (HÉTÉRODYNE - SUPERHÉTÉRODYNE)

6.80. — Le « *changement de fréquence* », c'est-à-dire la transformation du signal à recevoir, de pulsation  $\Omega$ , en un autre, de pulsation assignée  $\eta$ , par soustraction (ou addition) d'une pulsation auxiliaire locale  $\Omega' = \Omega \pm \eta$ , est une opération extrêmement répandue. Il sert à deux fins :

1° « *Hétérodyne* » simple : si la nouvelle fréquence  $\frac{\eta}{2\pi} = \frac{\Omega' - \Omega}{2\pi}$  est *audible*, par exemple vers 1 000 c/s, le signal haute fréquence est transformé en un signal « musical » qui peut actionner un casque ou un haut-parleur pour être lu « au son », ou un amplificateur basse fréquence, suivi de relais, pour actionner un télégraphe automatique, inscripteur, etc.

On conserve parfois à cette opération le nom d' « *hétérodyne* », primitivement employé pour désigner l'oscillateur local auxiliaire (étymologie : du grec « *autre force* »).

2° « *Superhétérodyne* » : si la nouvelle fréquence demeure super-audible, la nature du signal n'est pas changée, mais on obtient les avantages suivants :

— cette nouvelle fréquence peut être choisie de manière à permettre une nouvelle amplification plus commode que l'amplification H. F. directe ;

— en tous cas le fonctionnement des étages amplificateurs en deux groupes sur des fréquences différentes, diminue considérablement les réactions parasites et risques d'accrochage ;

— l'amplification totale, avant la détection définitive, peut alors être toujours rendue suffisante pour que cette détection ait lieu dans la région « anguleuse » à grand rendement ;

— sur cette nouvelle fréquence, choisie et fixe, il est plus facile de construire des systèmes sélectifs réglés une fois pour toutes et présentant la largeur de bande et la régularité souhaitée,

en même temps qu'un affaiblissement considérable en dehors de cette bande.

Nous reviendrons d'ailleurs en terminant sur la discussion de ces avantages.

La question essentielle qui se pose dans un « changement de fréquence » est de déterminer l'amplitude de la tension ou du courant à nouvelle fréquence,  $v_1$  ou  $i_1$ , par rapport à l'amplitude du signal appliqué à pulsation  $\Omega$ , soit  $v$ .

On appelle « gain de conversion » le rapport  $g_c = v_1/v$   
 et « pente de conversion » le rapport  $p_c = i_1/v$ .

Nous allons étudier les divers mécanismes possibles pour cette opération, calculer le gain et la pente de conversion correspondants, enfin discuter les avantages et inconvénients de chacun.

## MECANISMES DU CHANGEMENT DE FREQUENCE.

6.81. — Comment peut-on combiner un signal  $v \cdot \cos \Omega t$  et une oscillation locale auxiliaire  $V' \cdot \cos \Omega' t$ , de manière à faire apparaître la différence (ou exceptionnellement la somme) de leurs pulsations ? Par passage dans un système non-linéaire, c'est-à-dire quelque chose comme une détection. Mais on a vu au chapitre « DÉTECTION » combien le passage d'un signal dans un tel système, était difficile à étudier complètement. Si nous en considérons deux, d'amplitudes et de fréquences quelconques, entre une source et une impédance d'utilisation quelconques, le problème devient si compliqué qu'il est pratiquement inextricable. On se borne donc — comme pour la détection — à envisager successivement quelques cas simples abordables, choisis de manière à simuler suffisamment les cas réels.

Nous serons donc amenés à considérer plusieurs formules :

— on *superpose* les deux tensions *avant* détection ; nous retrouverons alors la possibilité d'employer différents détecteurs, avec ou sans débit (diode, contact semi-conducteur, pentode...), à diverses amplitudes ;

— on amène *séparément* les deux tensions à deux grilles différentes d'une lampe « *mélangeuse* » multigrille.

Mais nous verrons que ces variantes, malgré quelques propriétés différentes, ont très certainement la même base commune de fonctionnement.

### Changement de fréquence par détection de tensions superposées.

6.811. — 1. Il est d'abord évident que si le mélange des deux tensions est appliqué à un conducteur non-linéaire, le courant contiendra des composantes additionnelles et différentielles en  $(\Omega \pm \Omega')$ .

En effet, dire que le conducteur n'est pas linéaire, c'est dire que sa fonction caractéristique,  $i = f(v)$ , développée en série, ne s'arrête pas au premier terme en  $v$ , mais contient des termes non nuls d'ordre supérieur, donc, en particulier, un terme en  $v^2$ , qui, pour  $v = V \cdot \cos \Omega t + V' \cdot \cos \Omega' t$ , donnera le double produit :

$$(1) \quad 2 V \cdot V' \cdot \cos \Omega t \cdot \cos \Omega' t = V V' [\cos (\Omega + \Omega') t + \cos (\Omega - \Omega') t]$$

d'où les pulsations différentielles et additionnels  $\Omega \pm \Omega'$ .

Connaissant les dérivées de  $f(V)$  et les impédances du circuit, on pourrait calculer le coefficient de ce terme (comme nous l'avons fait pour la détection). Mais cela n'est même pas nécessaire pour tirer de (1) la seule conclusion importante : la présence du terme  $V'$ , multipliant  $V$ , montre que l'on peut obtenir un terme à nouvelle fréquence *aussi grand que l'on veut*, en augmentant suffisamment l'amplitude locale  $V'$ , qui est arbitraire. Bien entendu, il faut ajouter aussitôt une correction : si  $V'$  croît indéfiniment, on sortira de l'hypothèse ; la caractéristique du redresseur, étant toujours limitée, sera utilisée sur une fraction trop étendue pour pouvoir être représentée par un arc de parabole, ou si l'on veut, les termes supérieurs en  $v^2, v^4, \dots$  dans  $f(v)$  devront être pris en considération. On ne déterminera donc le gain ou la pente de conversion, qu'en *supposant  $V'$  grand* et en tenant compte de la forme réelle de la caractéristique pour de grandes amplitudes.

2. Or, la forme de la caractéristique d'un redresseur pour de « grandes amplitudes », nous est déjà connue ; on a vu au chap. DÉTECTION que c'était *toujours* une forme anguleuse à deux tronçons rectilignes :

$$(2) \quad i = 0 \quad \text{et} \quad i = v/R_1$$

raccordés à l'origine par un coude à dimensions négligeables.

Le calcul rigoureux d'un tel système est possible, sous l'effet combiné de deux tensions sinusoïdales, à condition que l'on connaisse non seulement ces tensions  $V$  et  $V'$ , mais aussi la *polarisation moyenne*  $V_0$  : c'est le cas, par exemple, où ces trois tensions sont appliquées sur la grille négative d'une pentode « détectant par la plaque », notamment en « classe B » ; car alors les trois tensions sont indépendantes, l'impédance interne de leurs sources n'ayant pas d'importance puisque le débit sur la grille est nul ; par ailleurs, le courant de plaque d'une pentode ne dépend que de la tension grille, et non de l'impédance de charge (1). On a donc :

$$(2 \text{ bis}) \quad i_p = f(v_g) = \begin{cases} p \cdot v_g + I_0 & (\text{si positif}) \\ 0 & (\text{si } p v_g + I_0 < 0) \end{cases}$$

et :

$$(3) \quad v_g = V_0 + V \cdot \cos \Omega t + V' \cdot \cos \Omega' t.$$

(1) Il en serait tout autrement avec la diode chargée par condensateur et résistance, où la tension moyenne  $V_0$  dépendrait de  $V$  et  $V'$ . Voir plus loin.

La solution consiste à développer la fonction  $i_p = f(v_p)$  en série double de FOURIER :

$$(4) i_p = f(V \cdot \cos \Omega t + V' \cos \Omega' t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [A_{m,n} \cos (m \Omega \pm n \Omega') t]$$

les coefficients  $A_{m,n}$ , étant donnés par les intégrales :

$$(5) A_{m,n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-e_o}^{+e_o} d(\Omega' t) \int_{-e_o}^{+e_o} f(V_p) \cdot \cos (m \Omega + n \Omega') t \cdot d(\Omega t)$$

les limites d'intégration  $e_o$ ,  $-e_o$  étant celles auxquelles la fonction s'annule.

Le terme qui nous intéresse ici est celui correspondant au changement de fréquence, c'est-à-dire à  $m = n = 1$ . Même dans ce cas simple, le calcul de l'intégrale (5) (qui exige ordinairement une quadrature mécanique ou graphique), ne peut se faire que par de longues transformations aboutissant à des fonctions elliptiques et à d'autres non tabulées (1). Il aboutit aux conclusions suivantes :

- la nouvelle composante « changée de fréquence »  $i_{\eta} = I_{\eta} \cos \eta \cdot t$  (avec  $\eta = \Omega' \pm \Omega$ ) est maximum lorsque le point moyen est exactement au coude de la caractéristique, c'est-à-dire ici pour  $V_o = 0$  ;
- elle est aussi maximum lorsque  $V'$  est beaucoup plus grand que  $V$  ;

(6) — elle est alors égale à  $\frac{p}{\pi} V$ , c'est-à-dire que la pente de conversion est sensiblement égale au tiers de la pente en amplification normale.

Ce résultat est indépendant de  $\Omega$ ,  $\Omega'$  et  $\eta$ , ainsi que des impédances mises dans la plaque.

En particulier si l'on place dans la plaque un résonateur accordé sur  $\eta$ , on recueillera, à ses bornes, la tension changée de fréquence  $v_{\eta} = \frac{p}{\pi} R_p V$ , exactement comme avec une amplificatrice de pente  $p/\pi$ . Le « gain de conversion » sera donc aussi le tiers du gain d'amplification : tel est le prix payé pour le changement de fréquence.

3. Ces conclusions sont faciles à retrouver dans le cas particulier (très fréquent) où  $v \ll V'$  (nous l'écrivons  $v$  pour souligner

(1) Voir BENNETT, BELL S. Techn. J. avril 1933, p. 228/243, janvier 1947, p. 139/169.

cette hypothèse) et où  $\eta \ll \Omega$ . En effet, dans ce cas, comme il a été vu au Chap. DÉTECTION, la présence du signal  $v \cdot \cos \Omega t$  équivaut à une *modulation lente* de l'oscillation locale de grande amplitude, comme si l'on avait (1) :

$$V' \left( 1 + \frac{v}{V'} \cos \eta t \right) \cdot \cos \Omega' t.$$

Alors le courant moyen redressé par la pentode en régime non-linéaire, avec l'excitation  $V'$ , étant (Voir cours de LAMPES) :

$$I'_{p0} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta'_0}^{+\theta'_0} (p \cdot V' \cdot \cos \Omega' t + \text{terme constant}) \cdot d(\Omega' t)$$

$\theta'_0$ , angle de passage du courant, étant défini par la condition  $i_p = 0$  lorsque  $\Omega' t = \theta'_0$ .

Si l'on considère  $(v \cos \eta t) = \Delta V'$  comme un petit accroissement de  $V'$ , il en résulte pour  $I'_{p0}$  l'accroissement :

$$\Delta I'_{p0} = \frac{d I'_{p0}}{d(V')} \times \Delta V';$$

mais en calculant la dérivée totale, il ne faut pas oublier que la limite d'intégration  $\theta'_0$  est fonction de  $V'$ , donc

$$\frac{d I'_{p0}}{d V'} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta'_0} \frac{d(p V' \cos \Omega' t)}{d V'} d(\Omega' t) + \frac{1}{\pi} \frac{d(\theta'_0)}{d V'} \cdot i_p(\theta'_0).$$

Le second terme est nul puisque, par définition,  $i_p(\theta'_0) = 0$ ; donc :

$$\frac{d I'_{p0}}{d V'} = \frac{p}{\pi} \sin \theta'_0$$

et finalement :

$$\Delta I'_{p0} = \frac{p}{\pi} \sin \theta'_0 \cdot \Delta V' = \frac{p}{\pi} \sin \theta'_0 \cdot v \cos \eta t.$$

La « pente de conversion » est donc :

$$(6 \text{ bis}) \quad p_c = \frac{p}{\pi} \sin \theta'_0.$$

(1) Nous intervertissons ici l'indice « prime » du chapitre détection, en l'appliquant à l'oscillation locale.

Elle est donc bien maximum et égale à  $p/\pi$  lorsque  $\theta'_o = \pi/2$ , c'est-à-dire lorsque le point moyen de fonctionnement est au coude de la caractéristique (classe B).

4. Si maintenant, au lieu d'une pentode, nous utilisons un simple redresseur à diode ou cristal, le calcul est un peu moins simple, parce que la polarisation  $V'_o$  se trouve alors fonction de l'impédance de charge et de la tension appliquée.

On s'efforcera naturellement d'employer encore des impédances de charge « sélectives » ayant une valeur élevée pour la pulsation  $\eta$  à conserver (soit  $R_\eta$ ), une valeur très faible pour les hautes fréquences à passer  $\Omega$   $\Omega'$  et enfin, pour la composante continue, une valeur  $R_o$  qui peut être, ou non, égale à  $R$ .

Sous l'effet de l'oscillation locale (forte)  $V' \cos \Omega't$ , le détecteur prendra d'abord une position d'équilibre (fig. 1), intersection P de la caractéristique « dynamique » :

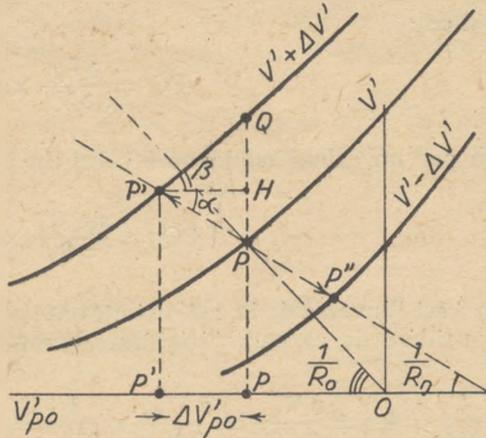


Fig. 1.

$$\begin{cases} I'_{po} = \frac{V'}{\pi R_o} (\sin \theta'_o - \theta'_o \cos \theta'_o) \\ \cos \theta'_o = \frac{V'_{po}}{V'} \end{cases}$$

avec la droite OP :

$$V'_{po} = R_o I'_{po}$$

Lorsque survient un signal faible, assimilable, comme il a été vu, à un petit accroissement :

$$v \cos \eta t = \Delta V'$$

l'impédance de charge pour cette variation sera  $R_\eta$  et le point de fonctionnement oscillera sur la droite passant par P et de pente

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_\eta}$$

entre les points P' et P'' d'intersection avec les caractéristiques ( $V' + \Delta V'$ ) et ( $V' - \Delta V'$ ).

La variation correspondante de tension détectée sera donc :

$$\Delta V_{p_0} = P'H = \frac{PH}{tg \alpha} = \frac{QH}{tg \beta} = \frac{PQ}{tg \alpha + tg \beta}$$

Or  $tg \alpha = 1/R_\eta$ ,

PQ est la variation de courant  $I'_{p_0}$  en supposant  $V'_{p_0}$  fixe, c'est-à-dire :

$$PQ = \frac{\partial I'_{p_0}}{\partial V'} \times \Delta V'$$

ou par un calcul analogue à celui du paragraphe précédent

$$PQ = \frac{\sin \theta'_0}{\pi R'_t} \times \Delta V'$$

$tg \beta$  est l'inverse de la « résistance apparente » du détecteur au point considéré de sa caractéristique dynamique, soit  $R'_t$  avec :

$$\begin{aligned} \frac{1}{tg \beta} = R'_t &= \frac{\partial V'_{p_0}}{\partial I'_{p_0}} = \frac{\partial V'_{p_0}}{\partial \theta'_0} \times \frac{1}{\frac{\partial I'_{p_0}}{\partial \theta'_0}} = V' \sin \theta'_0 \times \frac{1}{\frac{V'}{\pi R'_t} (\theta'_0 \sin \theta'_0)} ; \\ &= \frac{\pi R'_t}{\theta'_0} \end{aligned}$$

donc, finalement :

$$\Delta V'_{p_0} = \frac{\frac{\sin \theta'_0}{\pi R'_t} \times \Delta V'}{\frac{1}{R_\eta} + \frac{\theta'_0}{\pi R'_t}}$$

d'où le « gain de conversion » :

$$g'_t = \frac{\Delta V'_{p_0}}{\Delta V'} = \frac{\sin \theta'_0}{\pi R'_t} \times \frac{1}{\left(\frac{1}{R_\eta}\right) + \left(\frac{\theta'_0}{\pi R'_t}\right)}$$

Ce montage peut être utilisé de deux façons :

— Parfois, on emploie comme impédance de charge, un *résonateur-bouchon* accordé sur  $\eta$  ; alors, pour peu que  $\eta$  soit différent de  $\Omega$  et  $\Omega'$  (et même supérieur, peu importe), l'impédance devient négligeable aussi bien pour  $\Omega$   $\Omega'$  que pour la composante continue ;

$R_o = \Theta'_o = \pi/2$ , la pente  $\frac{\partial V'_{po}}{\partial V'}$  du détecteur est  $\frac{1}{\pi R_i}$ , sa résistance apparente  $R'_i = 2R_i$ , et la gain de conversion devient :

$$g_i = \frac{\frac{1}{\pi R_i}}{R_r + \frac{1}{2R_i}}$$

qui, pour  $R$  très grand, tend vers  $g'_i = 2/\pi$ , valeur acceptable, mais au prix d'un débit notable ( $\Theta'_o = \pi/2$ ) et d'un amortissement notable du circuit d'entrée.

— Lorsque  $\eta$  est assez petit devant  $\Omega$   $\Omega'$  pour qu'il soit possible de satisfaire à l'inégalité habituelle du condensateur shunté :

$$\frac{1}{C(\Omega \text{ ou } \Omega')} \ll R \ll \frac{1}{C\eta},$$

il est alors préférable de reprendre, comme impédance de charge, la résistance élevée  $R$ , shuntée par le condensateur  $C$ , du chapitre DÉTECTION. Alors  $V'_{po}$  est très voisin de  $V'$  et les variations  $\Delta V'$  (supposées lentes) se retrouvent sensiblement sur  $V'_{po}$ ; c'est ce que confirme la formule ci-dessus : si  $R$  et  $R_r$  sont très grands,  $\Theta'_o$  est très petit et  $\alpha'_c$  voisin de l'unité. On ne peut espérer mieux en l'absence d'amplification, et l'amortissement du circuit d'entrée est très réduit.

C'est bien ce que l'on observe en ondes longues et moyennes ; en ondes courtes et très courtes, les capacités parasites et les durées de trajet électronique interviennent, comme dans une lampe amplificatrice, pour diminuer le rendement et l'impédance d'entrée. D'où, ici encore, préférence donnée aux « cristaux » en hyperfréquences. Mais on ne peut empêcher la diminution de l'impédance d'entrée, celle du « gain de conversion » qui commence à baisser vers 300 Mc/s, pour tomber à 0,2 vers 3 000 Mc/s et 0,1 vers 10 000 Mc/s (quelques modèles spéciaux vont seuls jusqu'à 30 000 Mc/s), ni l'apparition de *bruit* supplémentaire.

#### Remarque.

Dans ces montages, le courant moyen redressé  $I'_{mo}$ , étant fonction de l'amplitude locale  $V'$  seule, peut servir à réguler celle-ci, mais non pas à régler l'intensité du signal faible.

### Changement de fréquence par mélange dans une multigrille.

6.812. — Dans cette méthode, il faut une « multigrille » ayant deux grilles « de commande »  $G$  et  $G'$  (sans compter les grilles-

écran ad libitum). La tension-signal  $v \cdot \cos \Omega t$  est appliquée sur l'une, la tension locale  $V' \cdot \cos \Omega' t$ , sur l'autre ; et pour les combiner on compte sur la non-linéarité de la lampe, la fonction :

$$i_p = f(v_g, v'_g)$$

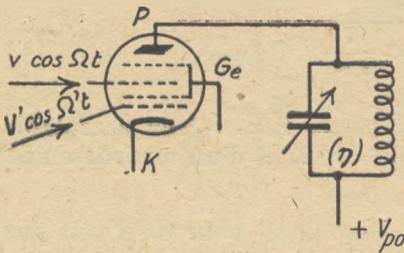


Fig. 1 bis. — Principe de la lampe mélangeuse.

comportant des dérivés non nulles d'ordre 2 et au-dessus, de sorte que les doubles produits correspondants font apparaître dans le courant-plaque des termes différentiels en  $\eta = \Omega' - \Omega$  ; en plaçant dans ce circuit un résonateur-bouchon accordé sur  $\eta$ , on recueillera, à ses bornes, une tension « convertie »

$$v_x = V_\eta \cos \eta t.$$

Il est clair que ce fonctionnement n'est pas fondamentalement différent de celui de la pentode au paragraphe 2 ci-dessus : les deux tensions sont injectées sur des grilles différentes, au lieu de l'être sur la même grille, voilà tout. On retrouve donc les avantages d'un débit nul à l'entrée et d'une composante « convertie » dans le courant de plaque, indépendante des impédances de charge. Mais en outre, l'attaque sur deux grilles distinctes présente une grande commodité pratique, parce que les circuits de signal  $v \cdot \cos \Omega t$  et d'oscillation locale  $V' \cdot \cos \Omega' t$  sont beaucoup plus indépendants : il n'y a pas de réaction mutuelle entre les accords, la tension locale ne perturbe pas la régulation automatique de gain, etc. (1).

La présence de la 2<sup>e</sup> grille de commande n'est pas sans introduire une complication nouvelle dans l'étude. En effet, si l'on analyse la fonction caractéristique  $i_p = f(v_g, v'_g)$ , on voit qu'elle peut bien toujours être approximée par une forme anguleuse, mais le coude inférieur est assez étendu, et la pente relative à l'une des grilles est quelque peu influencée par l'autre ; en outre, dès que les grilles deviennent franchement positives, elles captent du courant, perturbent la distribution interne des potentiels, et le courant-plaque diminue rapidement (fig. 2) ; si l'on veut mettre la fonction  $i_p$  sous une forme analogue à (2), il faudra écrire :

$$(7) \quad i_p = f(v_g, v'_g) = \begin{cases} I_0 + p \cdot v_g + p' \cdot v'_g + q \cdot v_g \cdot v'_g & (\text{si } > 0) \\ 0 & (\text{si l'expression ci-dessus donnait } < 0) \end{cases}$$

(1) Cette indépendance n'est cependant pas absolue, car il subsiste un couplage par les capacités parasites internes et un « couplage électronique » par le courant de la lampe.

avec des réserves sur les valeurs des paramètres, surtout dans la région des grilles positives (1).

Par exemple pour une EK 2 dans sa région normale d'utilisation, les ordres de grandeur sont :

$$p = 1,25 \cdot 10^{-8}, \quad p' = 0,77 \cdot 10^{-8}, \quad q = 0,114 \cdot 10^{-8}.$$

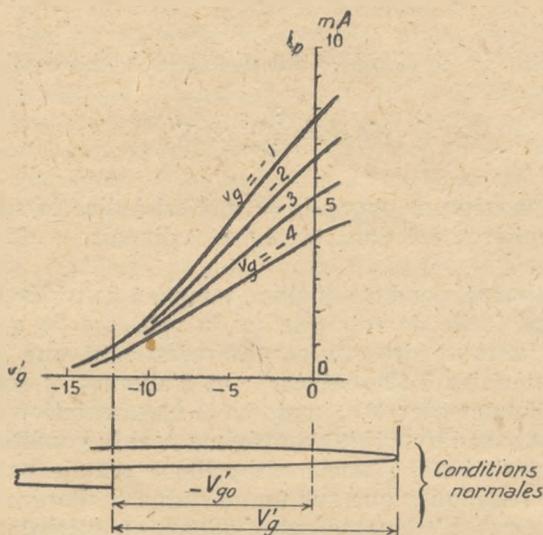


Fig. 2. — Caractéristiques statiques E. K. 2.

Substituons dans (7) les tensions-grille :

$$v_g = -V_{g0} + v \cdot \cos \Omega t, \quad v'_g = -V'_{g0} + V' \cdot \cos \Omega' t;$$

nous obtenons :

$$(8) \quad i_p = \begin{cases} J_0 + P \cdot v \cos \Omega t + P' \cdot V' \cdot \cos \Omega' t + q \cdot v \cdot V' \cos \Omega t \cdot \cos \Omega' t \\ 0 \end{cases}$$

$$\text{avec} \quad P = p - q \cdot V'_{g0}, \quad P' = p' - q \cdot V_{g0}, \\ J_0 = I_0 - p \cdot V_{g0} - p' \cdot V'_{g0} + q \cdot V_{g0} \cdot V'_{g0}.$$

Le dernier terme de (8) est particulièrement suggestif : il donne évidemment une première composante changée de fréquence,

(1) Sans tenir compte d'une lente variation de la pente  $p$  avec la polarisation de la grille G, en vue de la régulation automatique (lampe « à pente variable »).

$\frac{q}{2} v V' \cos (\Omega' - \Omega)t$ , pendant la fraction du temps où la première valeur de (8) est bonne, c'est-à-dire de  $-\Theta_0$  à  $+\Theta_0$ ; le reste du temps le courant est nul. On peut admettre que le résonateur plaque, accordé sur  $\eta$ , intègre ces intermittences, comme s'il recevait le courant :

$$(i_\eta)_1 = \frac{\Theta'_0}{\pi} \frac{q}{2} v \cdot V' \cdot \cos \eta t,$$

d'où une première composante de la « pente de conversion » :

$$(9) \quad (p_c)_1 = \frac{\Theta'_0 q}{2\pi} \times V'.$$

Elle est maximum pour  $\Theta'_0 = \pi$ , c'est-à-dire lorsque l'oscillation  $V'$  est entièrement dans la région « linéaire » des caractéristiques.

On s'est borné, pendant quelque temps, à considérer ce terme ; il est pourtant facile de voir que, vu la petitesse de  $q$ , il ne suffit pas à rendre compte des pentes observées, tant que  $V'$  est assez petit pour satisfaire à l'hypothèse ; et d'ailleurs, il suggère impérieusement d'augmenter  $V'$  ; mais cette augmentation devient vite contradictoire avec l'hypothèse du régime A et la condition  $\Theta'_0 = \pi$  ; car les caractéristiques d'une multi-grille à grande pente, ne sont sensiblement rectilignes que sur une étendue de l'ordre du volt sur la grille. Dès que  $V'$  dépasse cette valeur, on atteint à gauche la région où  $i_p$  s'annule et à droite celle où le courant de grille devient important ; on est donc en classe A', puis B.

Mais alors, les termes  $Pv \cos \Omega t + P'V' \cos \Omega' t$  dans (8) donnent lieu à combinaison, et l'on peut reprendre le calcul ci-dessus :

— équations (2) à (6) sans faire d'hypothèse sur  $\eta$  et  $\Omega$ , conduisant alors au terme maximum pour la pente de conversion en « classe B » :

$$(\text{pour } \Theta'_0 = \pi/2) \quad (p_c)_{2 \text{ MAX}} = \frac{P}{\pi};$$

— équations et calculs aboutissant à (6 bis), si l'on suppose  $\eta \ll \Omega$  ; permettant alors de suivre la variation de la nouvelle composante en fonction de  $\Theta'_0$  :

$$(10) \quad (p)_2 = \frac{P}{\pi} \sin \Theta'_0 = \frac{P - q \cdot V'_{g0}}{\pi} \sin \Theta'_0.$$

La pente effective de conversion étant évidemment la somme  $p_c = p_{c1} + p_{c2}$ , on voit tout de suite que, même sans faire la restriction  $\eta < \Omega$ , on aura l'allure de variation suivante :

Plaçons-nous dans la région linéaire ( $V_{go}$  et  $V'_{go}$  petits) et partons de valeurs faibles pour l'oscillation locale  $V'$ . On est en classe A,  $\Theta'_o = \pi$ ,  $p_{c2}$  est nul,  $p_{c1}$  maximum *croissant avec  $V'$* . On a donc avantage à augmenter  $V'$ , et on le fera jusqu'à ce que (pour  $V'$  de l'ordre d'une dizaine de volts) la tension de grille  $G'$  pénètre largement dans la région des  $v'_{g0}$  positifs, d'où débit intense et chute de  $i_p$ , donc de  $p_{c1}$ . Pour l'éviter, on baissera le potentiel moyen de grille  $G'$  en augmentant la polarisation  $V'_{go}$  ce qui fera passer en régime A', puis B ;  $\Theta'_o$  diminue, ralentissant la croissance de  $p_{c1}$ , tandis que  $p_{c2}$  apparaît et augmente à son tour.

La pente totale continuera à croître, mais de moins en moins vite ; en arrivant aux environs de  $\Theta'_o = \pi/2$  il se produit en général une compensation :  $p_{c1}$  n'augmente plus guère et dans  $p_{c2}$ , le facteur  $\sin \Theta'_o$  n'augmente plus, tandis que  $(p - qV'_{go})$  diminue quand  $V'_{go}$  augmente. D'où un palier assez flou, qui est encore de l'ordre de  $p/\pi$ . Au-delà, pour  $V'$  trop grand, la pente diminue de nouveau.

On peut d'ailleurs préciser cette variation si l'on admet :

— que  $\eta \ll \Omega$ , ce qui est vrai dans un assez grand nombre de cas ;

— que la polarisation  $V'_{go}$  est obtenue automatiquement par une résistance de grille  $R'_g$  (shuntée par un condensateur de grande valeur) redressant le courant-grille, comme cela se fait ordinairement (Voir LAMPES et EMISSION) ; il existera alors entre  $V'_{go}$  et  $V'$  la relation du graphique 13, chapitre DÉTECTION, c'est-à-dire un certain rapport constant,  $k$ , en général de l'ordre de 0,7.

La première restriction permet d'employer la relation (10) ; la seconde, d'y substituer  $V'_{go} = k \cdot V'$ , d'où, pour la pente totale, la valeur :

$$(11) \quad p_c = p_{c1} + p_{c2} = \frac{p}{\pi} \sin \Theta'_o + \frac{q \cdot V'}{2\pi} (\Theta'_o - 2k \cdot \sin \Theta'_o).$$

On vérifie bien l'allure ci-dessus quand  $\Theta'_o$  varie de  $\pi$  à zéro :

— pour  $V'$  petit, classe A,  $\Theta'_o = \pi$ ,  $\sin \Theta'_o = 0$ , le seul terme appréciable est  $qV'/2$  qui croît avec  $V'$  ;

— avec les valeurs habituelles de  $k$ , la parenthèse  $(\Theta'_o - 2k \sin \Theta'_o)$  s'annule non loin de  $\Theta'_o = \pi/2$  et au-delà change de signe : d'où maximum voisin de  $p/\pi$ .

La fig. 3 donne cette courbe pour l'octode EK. 2, avec la com-

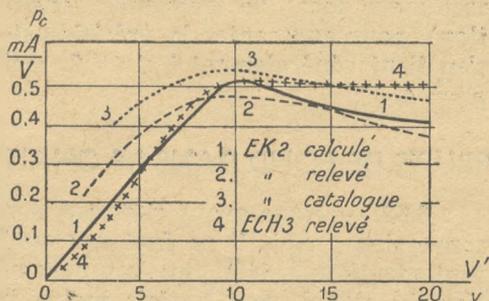


Fig. 3. — Pente de conversion en fonction de l'amplitude d'oscillation locale.

paraison expérimentale : sans être très précise, la concordance est satisfaisante, vu les approximations faites (la formule 10 ne tient compte ni de l'étendue de la région inférieure coudée, ni directement du courant de grille). On peut l'améliorer par des retouches supplémentaires, par exemple en décomposant la caractéristique en trois segments rectilignes au lieu de deux.

Les conclusions essentielles de l'étude sont d'ailleurs très simples :

— la pente de conversion est maximum lorsque, sous l'effet de l'oscillation locale  $V'$ , la lampe travaille sensiblement en « classe B » (point moyen au coude inférieur des caractéristiques) ;

— elle est aussi maximum pour une certaine valeur de l'amplitude  $V'$  (de l'ordre de 10 à 20 volts en général) ; mais ce maximum *est flou*, ce qui est une grande commodité : (quand on couvre une large bande,  $V'$  varie toujours plus ou moins, mais il est inutile de le retoucher) ;

— ce maximum *est sensiblement*  $p_c = p/\pi$ , en appelant  $p$  la pente (en amplificatrice) de la grille-signal. On a donc intérêt à appliquer le signal sur la grille ayant la plus grande pente.

On comparera ces conclusions avec celles relatives à la pentode ; il n'y a de différence que sur l'existence d'une amplitude  $V'$  optimum ; mais il est bien clair que même avec la pentode, différentes raisons, dont le courant de grille, limitent l'amplitude  $V'$  aussi bien dans la pentode que dans la multigrille.

On a proposé quelques autres variantes pour changer la fréquence ; comme elles n'ont pas été généralement adoptées, nous n'y insisterons pas. Mentionnons seulement la possibilité de substituer à l'oscillation locale, de pulsation  $\Omega'$ , une oscillation de pulsation *sous-multiple*  $\Omega'/n$ , c'est-à-dire d'effectuer la combinaison en utilisant le  $n^{\circ}$  harmonique de  $\Omega'$ . Le rendement est moindre, et les  $(n - 1)$  harmoniques inférieurs, totalement inutiles, viennent constituer autant de brouilleurs éventuels possibles. Mais la méthode s'est parfois employée pour les ondes très courtes (l'emploi d'un oscillateur local de fréquence sous-multiple facilitant sa réalisation), pour augmenter la précision de certaines mesures, etc. ; on s'en tient généralement à  $n = 2$ , mais certains ont utilisé jusqu'à  $n = 4$ .

## BRUITS DE FOND DANS LE CHANGEMENT DE FREQUENCE.

6.82. — Nous avons ci-dessus considéré le *gain* ou la *pente* de conversion ; mais il ne faut pas oublier le point essentiel, si souvent mentionné déjà, que ces paramètres, facteurs de l'amplification du signal, sont parfois moins intéressants que le paramètre particulier *signal/bruit*. Il nous faut donc examiner sommairement le rôle du changement de fréquence à ce point de vue. Cette opéra-

tion risque-t-elle d'augmenter le rapport signal/bruit ? Et si oui, comment se prémunir contre ce risque ?

On retrouve ici les considérations valables pour la détection (§ 6.66).

Des travaux théoriques très poussés, pleinement confirmés par l'expérience, ont montré qu'en soi-même, le changement de fréquence ne modifie pas le signal/bruit. Mais il arrive généralement que l'organe chargé de cette conversion présente un bruit caractéristique — par exemple, une « résistance équivalente de souffle » — appréciable. Dans ce cas, pour éviter une diminution du rapport signal/bruit global, il faut que le changement de fréquence soit effectué à un niveau tel, que l'énergie du bruit pré-existant (d'origine externe ou interne, dans les étages précédents) domine celle du bruit de conversion.

C'est notamment le grand inconvénient des lampes multi-grilles : on a vu que l'augmentation du nombre de grilles entraînait toujours une notable augmentation des fluctuations dans les lampes et que la résistance équivalente de souffle des lampes mélangées habituelles atteignait de très fortes valeurs — vers 200 000 ohms et plus. Ces tubes *ne doivent donc être employés qu'en ondes assez longues*, où le bruit externe est prédominant et où, en tous cas, on peut amplifier en haute fréquence, suffisamment pour satisfaire à la condition imposée.

En ondes courtes (décamétriques) et très courtes (métriques), il faudra donc préférer des pentodes, puis même des triodes, et enfin des triodes spéciales type « phare », dont la résistance de souffle tombe à moins de 1000 ohms et qui par conséquent ne risquent guère de dominer le bruit de l'antenne et du premier étage amplificateur.

En arrivant aux ondes décimétriques et inférieures, l'amplification H.F. étant illusoire, c'est le souffle du changeur de fréquence qui se trouve directement en concurrence avec celui de l'antenne et du résonateur d'entrée ; et c'est précisément dans cette bande que la résistance de souffle des lampes augmente. D'où la préférence, déjà signalée au chapitre DÉTECTION, pour les *cristaux détecteurs*, malgré leur sensibilité aux surcharges. Les meilleurs de ces cristaux n'augmentent le bruit incident que dans un rapport très faible (« facteur de bruit » de l'ordre de 2 sur 10 cm., 4 sur 3 cm.) de sorte que c'est encore, après eux, le premier étage amplificateur « moyenne fréquence » qui reste le principal coupable.

## HETERODYNE SIMPLE.

6.83. — Examinons maintenant les divers emplois du changement de fréquence, et d'abord le dispositif, simple mais fondamental, dans lequel on se propose d'obtenir une fréquence de battement *audible*, pour la lecture au son directe des ondes entrete-

nues. On la choisit généralement vers 1.000 c/s, ajustée au maximum de sensibilité de l'ensemble écouteur-oreille.

Alors aucune difficulté :  $\eta \ll \Omega$ , tous les montages peuvent être employés, même celui par superposition préalable de l'oscillation locale et redressement par condensateur shunté. Comme il est très simple et donne le maximum de gain, on le préfère souvent. On obtient ainsi des ensembles analogues à celui de la fig. 4 :

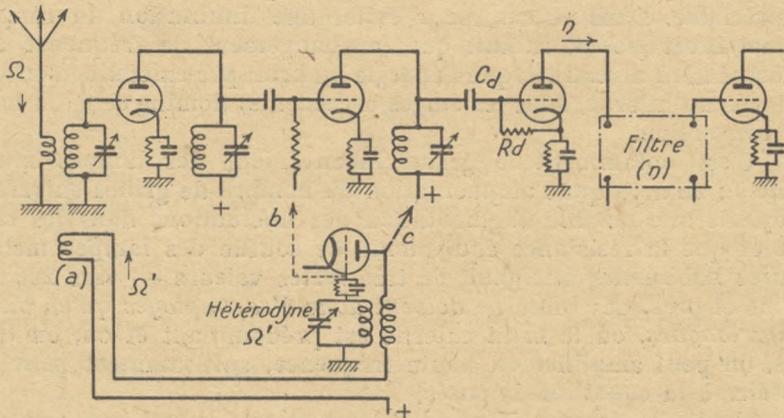


Fig. 4. — Réception avec hétérodyne.

le signal  $v. \cos \Omega t$ , reçu par l'antenne, subit une forte amplification H.F. dans un ou deux étages, par exemple à circuit de plaque accordé ; il est ensuite détecté par la diode D et l'impédance de charge R, C. En un point quelconque, on injecte préalablement la tension locale  $V'. \cos \Omega' t$ , avec la seule précaution que cette tension locale, produite par l'« hétérodyne », ait (en tenant compte de la puissance de celle-ci, du mode de couplage et de l'amplification...) un niveau suffisant sur le détecteur pour le faire travailler dans sa région linéaire la plus favorable : on pourra par exemple coupler l'hétérodyne par induction mutuelle, par capacité ou par résistance, soit avec l'un des circuits de plaque, soit avec une des grilles, soit avec le circuit d'entrée... soit même pas du tout, en se contentant de l'inévitable couplage existant par la proximité des circuits et la communauté des sources (a, b, c...). Il est cependant préférable, dans les récepteurs de hautes performances, de blinder l'hétérodyne et d'éviter toute action directe, afin de coupler par un circuit accordé sur  $\Omega'$  et d'éliminer les harmoniques, brouilleurs possibles.

Ce montage exige, en principe, deux réglages : d'une part celui des circuits accordés sur  $\Omega$  (entrée, H.F...); d'autre part, celui de l'hétérodyne sur  $\Omega'$ . En fait, la plupart du temps, la différence relative  $\eta/\Omega$  est assez faible pour que ces deux réglages

soient très voisins ; les condensateurs variables peuvent être rendus égaux, moyennant une légère retouche des selfs. (S'il en était besoin on appliquerait les méthodes indiquées ci-après pour l'alignement des superhétérodynes). La commande unique est donc possible.

En ondes courtes, où  $\eta$  se réduit à l'ordre du dix-millième de  $\Omega$  l'écart relatif entre  $\Omega$  et  $\Omega'$  est même si petit, qu'il devient inférieur aux imprécisions inévitables du réglage. On peut alors faire l'économie d'un circuit spécialement accordé sur  $\Omega'$ , en entretenant l'oscillation dans une des lampes comportant déjà l'accord sur  $\Omega$  (mais que l'on dérègle de la quantité imperceptible nécessaire pour passer sur  $\Omega'$ ). Le montage, connu sous le nom d'« autodyne », est représenté fig. 5, dans le cas particulièrement simple où la même lampe sert :

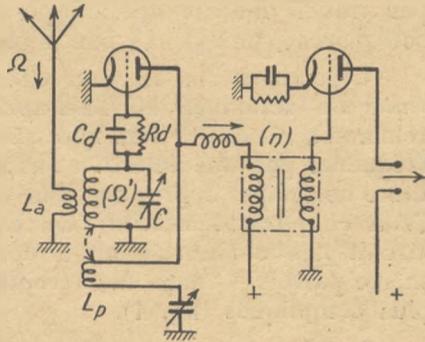


Fig. 5. — Réception autodyne.

— à la détection par la grille, grâce au condensateur shunté  $R_d, C_d$  ;

— à l'entretien d'oscillations locales dans le circuit d'entrée grâce à la « réaction » par la bobine  $L_p$  du circuit-plaque ;

— et, par cette même réaction, réglée très près de la limite d'entretien, à un certain « désamortissement » du circuit d'entrée ;

— enfin, à l'amplification de la nouvelle pulsation  $\eta$ , dans la partie triode.

Nous retrouverons d'ailleurs ce montage, avec réaction moins poussée (en-dessous de l'accrochage) pour la réception téléphonique. Il a été très populaire chez les amateurs et donne, entre des mains expertes, d'excellents résultats (à la condition d'un réglage très minutieux de l'accord et de la réaction).

Que le montage soit « hétérodyne » ou « autodyne », le battement à fréquence audible, obtenu par détection, est ordinairement amplifié dans 1 ou 2 étages « basse fréquence », comme s'il s'agissait d'une modulation à pulsation  $\eta$ . Cette amplification est rarement sélective, lorsqu'il s'agit de lecture au son ; et cela peut surprendre, car une sélection sur la pulsation (arbitraire et fixe)  $\eta$  semblerait excellente. Mais il faut penser que l'ensemble oreille-écouteur constitue un excellent système sélectif, aussi bon que les meilleurs quand la fréquence est fixe et, en outre,

capable de « suivre » le signal désiré, malgré certaines variations accidentelles de fréquence, souplesse dont un système accordé fixe serait bien incapable. Comme il a été vu au § 6.71, vouloir y ajouter une sélection supplémentaire, c'est faire perdre à l'oreille une partie de son « pouvoir séparateur », car les parasites transitoires et le bruit de fond, sortant de ce sélecteur, ne contiendront plus que les composantes de fréquence voisines de celles du signal, et l'oreille ne distinguera plus l'un des autres. Aussi emploie-t-on souvent une amplification B.F. par résistances ou par transformateur apériodique (celui-ci pouvant être simple et bon marché, puisque sa bande passante sera étroite (fig. 5).

Cependant, si l'on veut effectuer un *euregistrement automatique* ou actionner un téléimprimeur, par l'intermédiaire d'un relais non sélectif, il sera nécessaire de compléter la sélection haute fréquence par une sélection basse fréquence, de largeur (ou constante de temps) appropriée à la vitesse de manipulation maximum (Voir chapitre SÉLECTION). On emploiera à cet effet des étages à circuit-plaque accordé, ou à double transformateur accordé, ou même parfois — dans des récepteurs de grand trafic — des filtres plus compliqués (fig. 4).

Le rôle de cette sélection sera mieux compris en examinant la fig. 6, qui représente, en fonction de la pulsation locale  $\Omega'$ ,

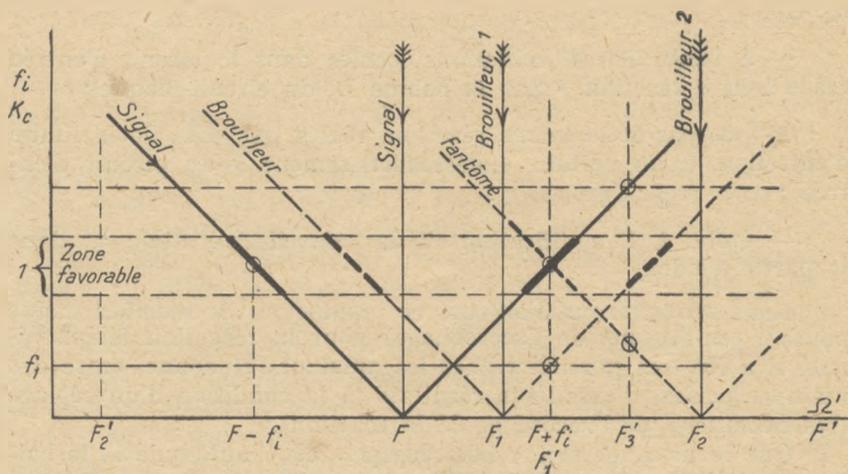


Fig. 6. — Battements de l'hétérodyne avec le signal et les brouilleurs.

(en abcisses) la valeur de la fréquence de battement  $\eta$  (en ordonnées) pour le signal (trait plein) et pour un brouilleur (trait pointillé).

Partant — à gauche par exemple — d'une fréquence locale  $F'$  nettement inférieure à  $F$ , on obtiendra d'abord une fréquence de

battement inaudible, puis audible très aiguë, décroissante ; lorsque  $F'$  sera de l'ordre de  $(F - 1 \text{ Kc})$ , on aura une excellente note audible paraissant de force maximum (à cause de la sensibilité de l'oreille) ; puis la fréquence de battement diminuera et s'annulera pour  $F' = F$  ; à partir de là elle ira en augmentant de nouveau linéairement et suivant une loi inverse. (La rotation rapide du bouton de commande du condensateur variable réglant  $F'$  produit un sifflement de hauteur variable, très caractéristique.)

Pour un brouilleur de fréquence  $F_1$ , résultat analogue avec un certain décalage et minimum nul de la fréquence de battement pour  $F' = F_1$ .

Supposons une amplification B.F. non sélective et lecture au son par un opérateur habile ayant à sa disposition le bouton de réglage de  $F'$  : il choisira (consciemment ou non) sa fréquence locale, de manière à placer le battement  $f_1$  du brouilleur dans une zone à faible audibilité (par exemple le « creux » de  $f_1$  voisin de zéro) et le battement  $f_i$  du signal dans la zone de sensibilité maximum. Cela sera possible si l'écart entre  $F$  et  $F_1$  est suffisant et si la note de battement est arbitraire ; par exemple en se plaçant à la valeur  $F'_1$ .

Un cas spécialement difficile serait celui du brouilleur  $F_2$  présentant avec  $F$  une différence de fréquence égale au double de la fréquence de battement optimum  $f_i$  : en effet, si l'on place la fréquence locale à sa valeur normale  $F' = F + f_i$ , on a aussi  $F' = F_2 - f_i$  et la sensibilité est la même pour le brouilleur que pour le signal : un tel brouilleur est appelé « image » (parce que symétrique de  $F$  dans  $F'$  comme une image dans un miroir) ou « fantôme ». Mais enfin, si l'on peut jouer librement sur la position de  $F'$  on peut alors le placer de l'autre côté de  $F$  et faire disparaître le fantôme ; ou bien, si l'on dispose d'une certaine latitude sur  $f_i$  (cas de l'oreille), se placer en  $F'_3$ , de manière à avoir  $f_i$  plus élevé et  $f_1$  moins élevé que la valeur d'abord choisie, donc à pouvoir tout de même les séparer.

Une sélection automatique sur une fréquence fixe  $f_i$  en vue d'un enregistrement, avec « commande unique » pour  $F$  et  $F'$ , fera forcément perdre une partie de cette souplesse :  $F'$  sera imposé strictement à la valeur  $(F + f)$  ; et si le brouilleur  $F_1$  ou  $F_2$  se trouve trop près, ou précisément à l'écart « fantôme »  $2 f_i$ , on ne pourra pas l'éliminer.

Enfin, il est clair que si la fréquence  $F$  du signal dérive légèrement ( $F'$  restant fixe — ou l'inverse), le sélecteur automatique cessera de laisser passer le signal, tandis qu'un opérateur pourra encore le suivre — presque inconsciemment — dans un grand intervalle.

Tout ceci explique pourquoi la lecture au son, avec B.F. non sélective, s'est maintenue dans un grand nombre de cas, et

notamment avec les postes mobiles à faible stabilité, dans des bandes encombrées.

Il peut arriver pourtant que l'instabilité des postes soit telle, que la fréquence de battement  $f$  passe continuellement de l'audible à l'inaudible, rendant la lecture impossible. Il faudra alors renoncer à l'hétérodyne et recevoir les ondes entretenues en leur appliquant une « modulation » directe à pulsation  $\tau$ . Malheureusement, cette méthode rendra audibles, avec la même note, non seulement le signal (quelle que soit sa fréquence), mais tous les brouilleurs parvenant au détecteur : autrement dit, on se prive de toute sélection basse fréquence, aussi bien par l'oreille que par dispositifs électriques. C'est un déplorable pis-aller.

Répétons enfin que, dans le montage « hétérodyne » ci-dessus, la composante *continue* redressée par le détecteur, provient presque exclusivement de l'oscillation locale  $\tau$ , bien plus intense que le signal  $\Omega$  ; elle ne dépend donc pratiquement pas de l'amplitude de ce dernier et ne peut pas servir à sa régulation (elle peut même l'empêcher). Seule, une seconde détection sur le nouveau signal  $\tau$  pourra servir à cette régulation (encore devra-t-on prendre garde que la polarisation des étages recevant l'oscillation  $\Omega$  est parfois influencée par celle-ci, plus que par la tension de régulation). Ou bien, on combinera le signal et l'hétérodyne dans une mélangeuse (sur des grilles différentes) ou dans un montage à double diode (différentiel).

### « SUPER-HETERODYNE ».

6.84. — Lorsque le changement de fréquence a simplement pour objet de procurer, à moindres frais, un supplément d'amplification et de sélection, la nouvelle pulsation  $\eta$  est choisie nettement super-audible : par exemple 465 Kc en radio-diffusion, 10 ou 20 Mc en télévision, radar, etc.

Cela rend illusoire le procédé de changement par « superposition, suivie de détection avec charge à condensateur shunté » (1) ;

ou bien on ne peut plus satisfaire à la condition :  $\frac{1}{C\Omega} \ll R < \frac{1}{C\eta}$  ;

ou bien la valeur de  $C$ , à laquelle conduit cette double inégalité, se trouve petite vis-à-vis de la capacité parasite du détecteur, et il en résulte une chute de tension appliquée à ce détecteur.

Il faut donc donner la préférence aux montages comportant une sélection moins rudimentaire entre  $\eta$  et  $\Omega$  ; mais, comme  $\eta$  est sensiblement fixe (en tenant compte cependant de ses bandes latérales) il est facile d'opérer cette sélection avec un résonateur

(1) On pourrait citer, comme contraire à cette affirmation, le fait que les récepteurs de l'époque 1920/1930 comportaient un changement de fréquence par détectrice « avec condensateur shunté de grille ». Mais nous avons montré (ONDE EL., août 1928), que ce condensateur shunté ne produisait pas réellement de détection-grille ; il servait à polariser la grille assez pour assurer une détection dans le circuit-plaque, où se trouvait un résonateur accordé sur  $\tau$ .

ou transformateur accordé sur  $\eta$ . On aura ainsi toute latitude pour choisir  $\eta$  voisin de  $\Omega$ , ou même supérieur, si l'élimination des brouilleurs fantômes l'exige.

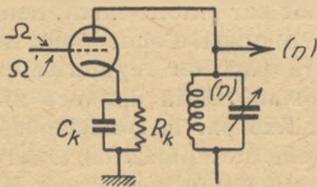


Fig. 7. — Changement de fréquence par triode.

Dans un *premier montage-type*, on *superposera* le signal  $v \cdot \cos \Omega t$  et l'oscillation locale  $V' \cdot \cos \Omega' t$  avant l'entrée du détecteur, qui pourra être :

— soit une triode ou pentode avec circuit-plaque accordé sur  $\eta$  et polarisation ajustée pour le fonctionnement classe B (coude inférieur de la caractéristique) ;

— soit une diode ou un cristal, avec, en série, résonateur-bouchon ou primaire d'un transformateur-double accordé sur  $\eta$ .

La *première* variante est employée couramment sur ondes décimétriques et plus longues (fig. 7) <sup>(1)</sup> et donne en même temps une amplification intéressante. La *seconde* est préférée en ondes décimétriques, avec les nouveaux détecteurs à cristaux (fig. 8,

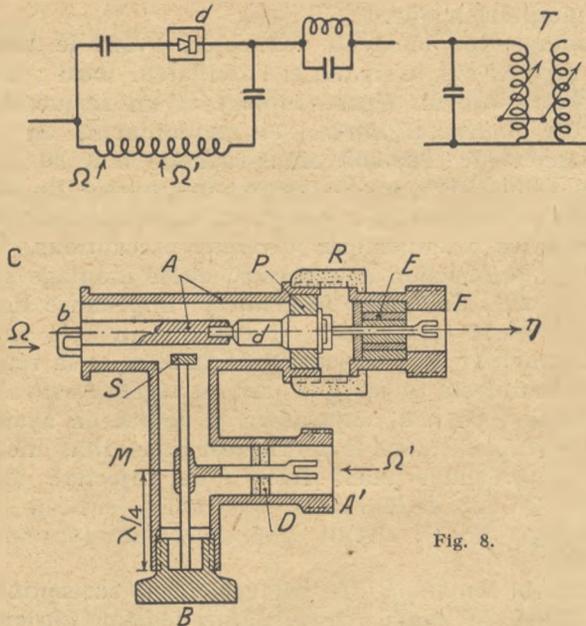


Fig. 8.

(1) On peut se demander si la fig. 7 ne contient pas une erreur, puisque nous y avons représenté une polarisation par résistance cathodique  $R_k$ , tout en disant qu'on se règle en classe B, c'est-à-dire avec un courant de repos nul. Il y aurait en effet contradiction en l'absence d'oscillation locale. Mais c'est cette oscillation locale (forte) qui provoque le passage d'un courant moyen de plaque, même si la résistance  $R_k$  possède une valeur telle que le point moyen se trouve au coude inférieur de la caractéristique.

à échelle légèrement réduite pour  $\lambda = 10$  cm.). Le signal  $\Omega$  est capté dans la cavité du TAR (voir dernier chap.) par une boucle  $b$  et conduit par le coaxial A au détecteur  $d$ ; l'oscillateur local voisin (klystron) injecte par la sonde capacitive  $s$  et le coaxial A' la pulsation  $\Omega'$  (le dosage est fait par enfoncement, bouton à vis B) le tronçon MB est accordé en quart d'onde pour ne pas perturber l'impédance en M; d'autre part on régularise la charge de l'oscillateur par le disque résistant D, la distance SD étant multiple de  $\lambda/2$ . Le détecteur  $d$  est fixé par la rondelle isolante P, dont la capacité laisse passer les hautes pulsation  $\Omega$ ,  $\Omega'$ , tandis que la composante détectée à pulsation intermédiaire  $\eta$  est emmenée, par le contact arrière et le coaxial F, vers le transformateur MF, accordé par self variable, et élévateur dans un rapport convenable (par exemple 3). Le joint E (démontable par l'écrou R) est dimensionné pour former « bouchon » aux pulsations  $\Omega$ ,  $\Omega'$ .

Le réglage d'amplitude de l'oscillation locale change l'impédance d'entrée du détecteur et permet son adaptation au coaxial A.

Pour les ondes encore plus courtes, on remplace le coaxial par un guide où la cartouche détectrice  $d$  est orientée parallèlement au champ électrique.

Ce montage-type oblige à connecter, avant le détecteur, le résonateur accordé sur le signal, et l'oscillateur local; il en résulte forcément entre eux un léger couplage et un risque de réaction mutuelle. En *ondes décimétriques*, notamment, où les impédances du détecteur (200-500 ohms-capacité 5 à 30  $\mu\text{F}$ ) et du coaxial sont faibles, il peut en résulter des pertes (du signal dans l'oscillateur et inversement, et des deux dans le circuit de sortie), on cherche à les atténuer par diverses précautions, telles que le disque D et le bouchon E ci-dessus, ou le montage symétrique (plus loin fig. 12). En *ondes moyennes*, l'impédance des circuits et des lampes étant très grande et l'oscillateur très surpuissant, on peut se contenter de couplages très faibles, et la réaction mutuelle ne se manifeste guère que par un léger « *entraînement* » de la fréquence; on peut supprimer ce défaut en ayant recours à la lampe *multigrille* dont le souffle est alors sans inconvénient, l'amplification préalable étant facile; on injectera alors séparément  $\Omega$  et  $\Omega'$  sur *deux grilles différentes*, suivant le schéma de principe fig. 1 bis (le circuit de plaque étant toujours accordé sur  $\eta$ ).

Ce *deuxième montage-type* est également susceptible de plusieurs variantes, le signal étant naturellement toujours appliqué sur une grille de commande polarisée négativement (afin de ne pas débiter) et avec la pente maximum (pour avoir la pente de conversion la plus élevée possible), mais l'oscillation locale pouvant être appliquée sur une grille quelconque, même avec débit — par exemple sur la grille-écran d'une tétrode ou sur la grille d'arrêt d'une pentode (ou même sur la cathode d'une

triode...) — Il est cependant en général plus avantageux d'affecter une grille spéciale à cette tension locale, la mélangeuse devenant alors une hexode (fig. 9).

Le principal avantage de la multigrille apparaît si l'on considère maintenant la production de l'oscillation locale. Tandis que le premier montage-type suppose l'existence d'une lampe oscillatrice séparée (hétérodyne) — et que, d'ailleurs, on ne peut faire autrement en ondes ultra-courtes, où cette oscillatrice doit être d'un type spécial (triode miniature, « phare », klystron, etc... Voir LAMPES) —, par contre, la multi-grille se prête à l'économie d'un tube et à la simplification des connexions, par le cumul de deux rôles : outre ses électrodes proprement mélangeuses, certaines électrodes (communes ou distinctes) peuvent également servir à la production de cette oscillation.

La solution la plus simple est de faire jouer à la même grille — par exemple la première — simultanément les fonctions de :

1) grille de commande d'une triode entretenant les oscillations locales ;

2) grille d'injection de cette tension dans la mélangeuse, la grille suivante jouant le rôle de « plaque » pour l'entretien des oscillations ; elle est donc reliée à un potentiel positif égal, ou fraction notable, du potentiel plaque normal. Un résonateur, accordé sur  $\Omega'$ , est intercalé sur la grille primitive et couplé, par mutuelle induction, avec une self de réaction, intercalée sur la grille suivante. On obtient ainsi les schémas classiques de l'heptode (fig. 10) ou, en ajoutant une grille d'arrêt, de l'octode (EK2).

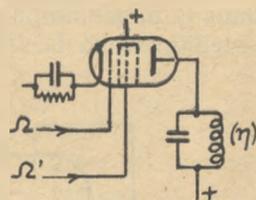


Fig. 9. — Principe de l'hexode.

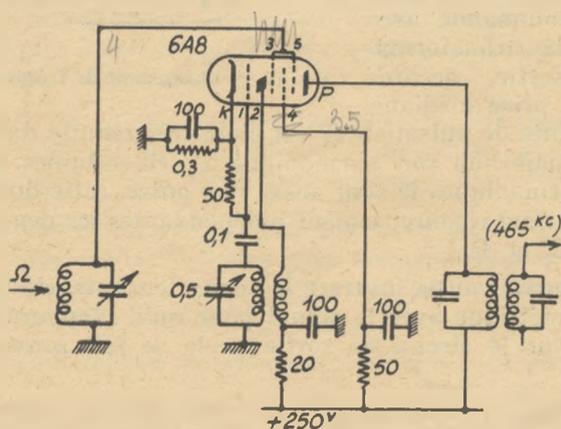


Fig. 10. — Heptode oscillatrice + mélangeuse  
(Résist. = kilohms ; Capac. = m $\mu$ F).

Si, pour assurer une meilleure indépendance des fonctions « mélange » et « entretien », on ne veut pas faire jouer à la même grille deux rôles à la fois, on peut cependant, pour économiser un tube, le support et les taxes fiscales correspondants, enfermer dans la même ampoule la triode oscillatrice et l'hexode mélangeuse, obtenant ainsi la *triode-hexode* (6K8, ECH3) (fig. 11).

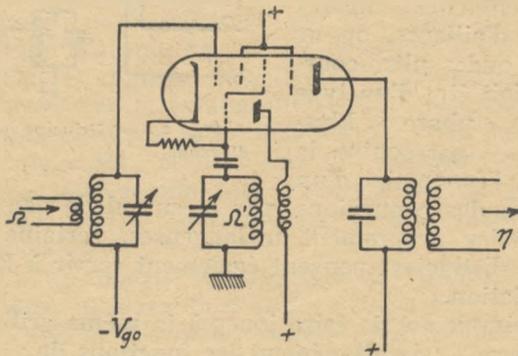


Fig. 11. — Triode hexode.

Lorsque l'on arrive aux fréquences très élevées, où l'entretien des oscillations devient difficile dans ces conditions, on peut encore gagner une ou deux octaves en faisant osciller le tube, non plus sur la pulsation  $\Omega'$ , mais sur un sous-harmonique. Toutefois, cet artifice entraîne une

perte de gain, comme il a été signalé déjà.

Une dernière variante est indiquée par la fig. 12 : on emploie deux lampes symétriques, en ayant soin d'attaquer *en opposition* les grilles avec l'oscillation locale, et *en parallèle* les grilles de commande avec le signal. Le transformateur de sortie, accordé sur  $\eta$  est à prise médiane.

La composante de pulsation  $\Omega'$  est alors très réduite dans le circuit de sortie (mais non son harmonique 2<sup>e</sup>), et certaines autres composantes harmoniques le sont aussi ; en outre, cette double attaque « en pont » rend rigoureusement indépendantes les deux sources de pulsations  $\Omega'$  et  $\Omega$ .

(On pourrait aussi inverser les deux tensions, c'est-à-dire attaquer en symétrique avec le signal pour qu'il n'apparaisse pas, s'il est seul, dans le circuit de sortie ; cela se fait souvent dans les radars).

Dans tous ces montages, une erreur ou une variation sur la valeur de la fréquence locale  $\Omega'$  se transmet intégralement sur la nouvelle fréquence  $\eta$ . Si l'on veut que cette dernière reste stable,

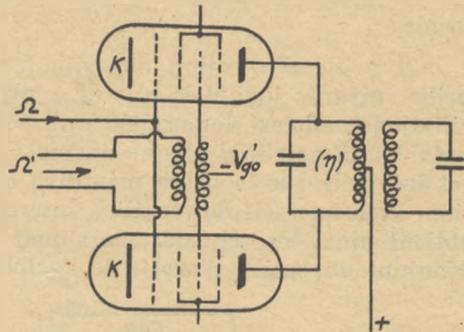


Fig. 12. — Changement de fréquence symétrique.

il faut donc (même avec un émetteur parfaitement stable) que l'oscillateur local présente lui-même une stabilité suffisante ; la difficulté est d'autant plus grande que l'onde est plus courte et la bande passante plus étroite. Dans les récepteurs professionnels, ne fonctionnant que sur un petit nombre d'ondes prédéterminées, on va parfois jusqu'à remplacer le résonateur réglable accordé sur  $\Omega'$ , par un quartz taillé spécialement. Il faut naturellement changer ce quartz pour recevoir une autre onde ; et la plupart du temps, ce perfectionnement demeure facultatif, de sorte que (par le jeu d'un commutateur) le même récepteur peut à volonté utiliser un oscillateur de type normal à variation continue (non stabilisé) ou, sur certaines ondes pré-réglées, un quartz.

En général on prend  $\Omega' > \Omega$ , pour permettre « l'alignement » (voir plus loin) ; on a aussi, en modulation de fréquence, l'avantage d'inverser le spectre et de compenser la distorsion de phase HF par celle M.F. Mais cela n'est pas obligatoire, on prend parfois  $\Omega' < \Omega$ , ou bien on peut laisser le choix à l'opérateur, par une manœuvre spéciale, ce qui est avantageux pour éliminer le brouilleur « fantôme » (radar).

## AMPLIFICATEUR A FREQUENCE INTERMEDIAIRE.

6.85. — Le principal intérêt du superhétérodyne est que la « nouvelle » fréquence (ou « intermédiaire », ou « moyenne »), est choisie arbitrairement une fois pour toutes et demeure fixe.

L'application des règles d'amplification et de sélection, étudiées plus haut, se trouve donc notablement facilitée. En particulier, on pourra :

— réaliser des impédances-plaque  $R_p$  plus élevées, puisque  $C_p$ , n'ayant plus à varier, pourra conserver sa valeur minimum, d'où gains plus élevés (on sera cependant limité par les largeurs de bande, les risques d'accrochage et les dérèglages accidentels lors du changement des lampes) ;

— réaliser des alignements extrêmement précis lors de la construction (en espérant qu'ils se conserveront à l'usage, si les pièces détachées employées sont de qualité suffisante) ;

— employer des combinaisons sélectives très complexes (filtres, etc.), ou des suites d'étages avec compensation et correction de la courbe de sélectivité globale, par ajustement très soigné des couplages, désaccords et amortissements ;

— mettre un réglage de sélectivité variable à la disposition de l'utilisateur.

Nous allons examiner ces différents avantages dans quelques types de récepteurs :

## 1° Télégraphie et téléphonie, radio-diffusion.

6.851. — Le problème est très facile.

En prenant la moyenne fréquence vers 150 à 500 Kc/s (pour la radio-diffusion on a normalisé vers 455/470 Kc/s) on obtient aisément l'amplification et la sélectivité requises.

On cherchera donc surtout des réalisations peu coûteuses et bien stables.

Dans ce but, on prendra des résonateurs avec capacités assez fortes (180 à 200 pF) ; des bobinages à bonne surtension (200 à 300), éventuellement sur noyaux de fer aggloméré, fourniront des constantes de temps de l'ordre de  $10^{-4}$  et des impédances-bouchons de 20 000 à 60 000 ohms environ.

Avec des pentodes à pentes normales (1 à 2 mA/v) la formule (27) montre qu'un transformateur double, au couplage critique, donnera un gain de l'ordre de 30 à 120. C'est généralement très suffisant avec 2 étages. L'emploi de pentodes à grande pente, de circuits à plus haute impédance, ou de trois étages, permet évidemment de faire mieux, mais les risques d'accrochage deviennent notables.

Comme il a été indiqué au chap. SÉLECTION, il est avantageux de ne pas prendre les étages *identiques*, mais de jouer sur les couplages — et, mieux encore, sur les amortissements — pour régulariser la courbe de réponse (en amplitude) et compenser, éventuellement, la forme pointue de la sélectivité haute fréquence. On se contente ordinairement d'utiliser des jeux de transformateurs préparés avec des couplages un peu différents, les uns au-dessus, les autres au-dessous du critique. Cette solution simple présente en outre l'avantage de se prêter facilement à la « sélectivité variable ».

## 2° Récepteurs avec sélectivité variable.

6.852. — Le réglage, en usine et une fois pour toutes, de l'amplificateur intermédiaire impose naturellement un compromis « à priori » entre la sélectivité et la fidélité.

En radio-diffusion, ce compromis est généralement fatal à la fidélité ; il est plus spectaculaire, pour séduire la majorité des clients, de leur faire entendre un poste faible, malgré la présence d'un brouilleur puissant de fréquence voisine, que de leur faire apprécier la qualité de la modulation et la réponse aux fréquences aiguës. D'où les « sélectivités en lames de rasoir » annoncées par les prospectus.

Il est plus raisonnable de laisser à la disposition de l'utilisateur une « sélectivité variable » ; de manière qu'il puisse, à son gré, recevoir une bande large sans rien sacrifier des bandes latérales, si le signal est fort et peu brouillé, ou, au contraire, en rétrécissant la bande passante dans les cas difficiles, éliminer certains brouillages et sifflements.

Avec des couplages par transformateurs doubles, cette variation de largeur de bande est facilement obtenue, en agissant sur l'un des paramètres : accord, couplage, amortissement.

1° *Couplage*. — Nous avons rappelé au chap. SÉLECTIVITÉ que, si l'on part du couplage « critique »,  $n = 1$ ,  $M\Omega = \sqrt{R_1 R_2}$ , une diminution de couplage  $n$  rétrécit la bande, tandis qu'une augmentation de  $n$  l'élargit (avec apparition de deux bosses). Un coup d'œil aux fig. 15 et 16 de ce chapitre, montre qu'en faisant varier  $n$  par exemple de 0,5 à 2, on fait varier la largeur de bande dans un rapport d'environ 1 à 3, ce qui est pratiquement suffisant. La variation de gain et l'irrégularité introduites dans la bande restent faibles. Et si le changement se fait sur plusieurs transformateurs à la fois, il suffit d'une petite différence (volontaire ou accidentelle) entre les couplages et les accords des transformateurs successifs, pour que la courbe se régularise et que les « bosses » s'aplanissent.

La manœuvre peut s'exécuter mécaniquement ou électriquement.

*Mécaniquement*, un bouton, placé sur le panneau avant, commandera par flexible une variation d'écartement du primaire et du secondaire ; cette solution prête même à une variation *continue*.

(Si l'on craint que ce déplacement de la bobine à l'intérieur du blindage, ne modifie son accord, on peut n'effectuer le mouvement que sur une bobine partielle  $l$  placée du côté « Masse » où les tensions sont faibles, fig. 13.)

*Électriquement*, on commutera des éléments de selfs de valeur égale (pour ne pas changer l'accord), mais de couplages inégaux (fig. 14). On se contentera de 2 ou 3 positions.

2° *Accord*. — Les mêmes résultats peuvent, en principe, être obtenus en désaccordant légèrement les circuits, amenés d'abord un peu en-dessous du couplage critique : on élargira la bande en faisant apparaître deux bosses. Mais, si l'on veut maintenir en place la fréquence moyenne de la bande, il faut opérer ces changements symétriquement et en sens inverse, sur les deux circuits

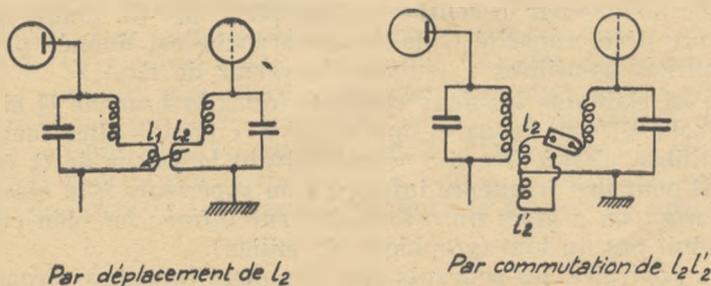


Fig. 13 et 14. — Sélectivité variable.

couplés (primaire  $+ \delta f$ , secondaire  $- \delta f$ ) ce qui exige un nombre double de commutations.

(On vérifie aisément qu'une dissonance relative  $\pm \delta$  en sens inverse dans les deux circuits revient au même qu'une augmentation de  $4 Q^2 \delta^2$  sur  $n^2$  dans l'équation 26 du chapitre III.)

3° *Amortissements*. — On pourrait aussi penser agir sur les résistances  $R_1$  et  $R_2$  des circuits, mais c'est peu avantageux ; l'augmentation des  $R$  diminue les surtensions  $Q$ , ce qui tend à élargir la bande (échelle des abscisses des fig. 15 et 16), en même temps qu'elle diminue le couplage  $n$ , ce qui tend à rétrécir la bande ; par ailleurs, elle diminue rapidement le gain.

La première solution est donc généralement préférée ; on la trouve actuellement sur tous les bons récepteurs.

### 3° Amplificateurs intermédiaires avec filtres.

6.853. — Dans des récepteurs professionnels soignés, on accepte parfois la complication d'un couplage par « véritable filtre », éventuellement à quartz. L'emploi de cellules « *en m* » ou *différentielles* permet d'obtenir des courbes de sélectivité à flancs extrêmement raides, avec, sur certaines fréquences indésirables, des affaiblissements très élevés (80 dB et plus). C'est intéressant quand on doit éliminer des brouilleurs à spectre étroit, de fréquence très voisine.

Nous renverrons sur ces filtres aux cours spéciaux, nous bornant à mentionner ici la combinaison particulièrement simple fig. 15, que l'on trouve (sous diverses formes analogues) dans plusieurs récepteurs commerciaux :

Le transformateur double  $L_1 C_1, L_2 C_2$  comporte au secondaire une prise médiane à la masse, et les deux extrémités sont reliées « différentiellement » à la charge  $R$  et à la grille  $G'$ , d'un côté par l'intermédiaire du quartz, de l'autre par celui d'un condensateur ajustable  $C$ .

On sait que le quartz est électriquement équivalent à un résonateur  $L_q C_q R_q$  de très faible amortissement, shunté par une capacité parasite  $C'_q$  beaucoup plus grande que  $C_q$ . Sa réactance  $z$  est donc donnée par la courbe en trait plein, fig. 15, tandis que la réactance de la capacité  $C$  de l'autre branche est donnée par une des courbes pointillées  $z'$ , suivant la valeur de  $C$ .

Il est clair que les deux courants (dans la branche  $Q$  et dans la branche  $C$ ) sont égaux et opposés si le « pont » ainsi formé est en équilibre, c'est-à-dire si  $z = z'$  ; suivant la valeur de  $C$ , cela se produit pour une fréquence inférieure ou supérieure à la résonance du quartz : on a alors un *affaiblissement infini* ; ou bien cela ne se produit pas du tout (graphique du milieu).

Au contraire, les courants dans les deux branches seront inégaux, et donc une tension apparaîtra aux bornes de sortie sur  $R$ .

si les réactances  $z$ ,  $z'$  sont très inégales ; la théorie classique du filtre différentiel précise que la bande passante  $f_1 f_2$  est comprise

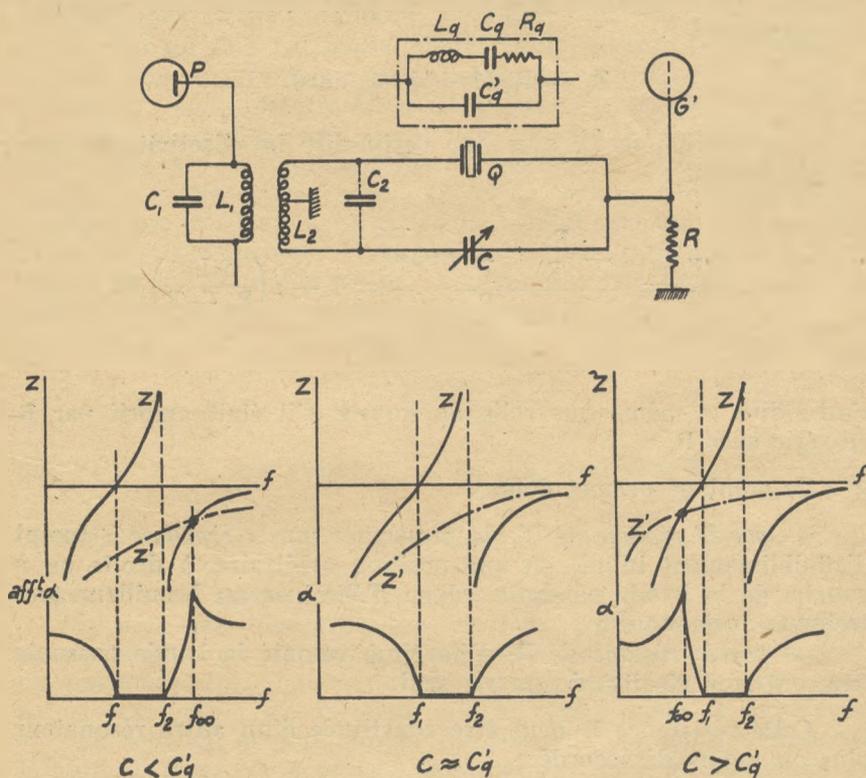


Fig. 15. — Etage avec filtre à quartz.

entre les limites où  $z$ , et  $z'$  sont de signes contraires, c'est-à-dire ici entre les fréquences de résonance et d'antirésonance du quartz : donc extrêmement rapprochées (largeur relative 0,4 %). Mais ceci n'est vrai que si la résistance de sortie est égale à l'impédance itérative. En donnant à  $R$  une autre valeur, on peut élargir la bande. Montrons-le dans le cas particulier simple où la capacité réglable  $C$  est rendue exactement égale à la capacité parasite du quartz,  $C'_q$  ; alors les courants passant dans ces deux capacités se compensent exactement, on peut n'en pas tenir compte ; il ne restera que le courant passant dans le quartz ; soit  $Z_q$  l'impédance de celui-ci ; il formera avec la résistance de sortie une sorte de potentiomètre, et pour une tension  $U$  à l'entrée, on aura la tension de sortie :

$$U' = U \cdot \frac{R}{R + Z_q} = U \cdot \frac{1}{1 + Z_q/R}$$

Quelque rapide que soit la variation de  $Z_q$  avec la fréquence, il suffit donc d'augmenter  $R$  pour atténuer la variation de  $U'$ . En particulier, mettant en évidence la « constante de temps »  $\Theta_q$  du résonateur, on pourra écrire pour un petit écart  $\Delta\omega$  par rapport à sa résonance :

$$Z_q = R_q (1 + j \cdot \Theta_q \cdot \Delta\omega).$$

La variation de  $U'$  avec  $\Delta\omega$ , c'est-à-dire la sélectivité du système sera donc :

$$s = \frac{U'_0}{U'} = \frac{1 + \frac{R_q}{R} (1 + j \Theta_q \Delta\omega)}{1 + \frac{R_q}{R}} = 1 + j \left( \frac{2 L_q}{R_q + R} \right) \Omega \Delta.$$

c'est-à-dire la même que celle du quartz, s'il était amorti par  $R$  en série avec  $R_q$ .

Ce montage permet donc :

— par le réglage de  $C'$ , de provoquer une « crevasse » (point d'affaiblissement infini) en une position arbitraire, à droite ou à gauche de la bande passante ; donc d'éliminer un brouilleur (entretenu) quelconque ;

— par le réglage de  $R$ , d'élargir à volonté la bande passante (souvent trop étroite) du quartz seul.

Cette résistance  $R$  peut être constituée d'un autre résonateur plus ou moins désaccordé.

#### 4° Amplificateurs intermédiaires pour télévision ou radar.

6.854. — En télévision ou détection électromagnétique, la bande passante à conserver dépasse le mégacycle (ou, si l'on veut, il faut reproduire fidèlement des impulsions plus courtes que la microseconde). On retrouve donc les difficultés mentionnées au chapitre AMPLIFICATION : la surtension des résonateurs se trouve fort limitée par leur constante de temps ; le gain par étage devient donc petit, même avec des pentodes à très grande pente.

En télévision, avec une fréquence intermédiaire de l'ordre de 5 à 10 Mc et un gain modéré, on peut se contenter de 2 ou 3 étages, soit à résonance, avec amortissement imposé, soit à transformateurs, également amortis. Un ajustage expérimental d'un petit désaccord entre étages, ou des couplages des transformateurs, permet d'améliorer les performances par rapport à ce que donneraient des étages identiques ou des transformateurs uniformément au couplage critique.

En radar, le problème devient beaucoup plus difficile, parce que l'on exige un gain énorme (jusqu'à 120 dB quand il n'y a pas d'amplification haute fréquence, en ondes décimétriques) et un rapport signal/bruit maximum. Il faudra donc un grand nombre d'étages et un soin particulier pour réduire le souffle du premier.

On pourrait évidemment se contenter d'ajouter  $N$  étages à résonateurs ou transformateurs identiques ; mais, dans le premier cas, on a vu, en discutant (chap. AMPLIFICATION) l'équation 31, que pour maintenir une largeur de bande imposée  $\mathcal{B}$ , il fallait diminuer le gain de chaque étage comme  $1/\sqrt{N}$  de sorte que le gain total ne croissait que très lentement, ou même tendait vers une limite ; dans le cas de  $N$  transformateurs, la reprise du même calcul avec l'équation (52) du chap. SÉLECTION montre que l'on serait amené à limiter la constante de temps à la valeur

$$\theta_m \leq \frac{\sqrt{2} (s_m^N - 1)^{1/4}}{\omega_m}$$

qui, pour  $N$  est très grand et  $s_m = \sqrt{2}$ , tend vers  $\theta_m \leq \frac{0,65}{\pi \mathcal{B} \sqrt[4]{N}}$

la décroissance en  $\frac{1}{\sqrt[4]{N}}$  s'appliquera donc aussi au gain par étage ; elle est moins marquée, mais encore nuisible.

Ce sera donc l'occasion-type de faire plutôt appel aux suites de résonateurs ou transformateurs non-identiques, mais à *accords* ou *amortissements décalés* qui ont été vus aux chap. SÉLECTION et AMPLIFICATION, et précisément mis au point pour ce problème.

La solution la plus simple, du point de vue construction, est la suite d'étages à résonateurs désaccordés ; nous avons donné au chap. SÉLECTION, les formules (56) donnant un « palier plat » ; on pourra les utiliser comme base de départ, en augmentant un peu les désaccords ou les surtensions si l'on accepte un peu de « rebondissement ». La fig. 16 montre un exemple de la courbe ainsi obtenue avec trois étages ; l'amélioration du gain, par rapport à trois étages identiques, est facile à préciser.

Soit en effet  $\mathcal{B}$  la largeur de bande à passer (à 3 dB).

Avec un seul étage à résonateur, on prendrait, d'après SÉLECTION formule (7),  $\theta_1 = 1/\pi \mathcal{B}$  ; soit alors le gain obtenu  $g_1$ .

Prenons trois étages identiques ; pour conserver la largeur de bande, il faut, d'après la formule (SEL. 64), diminuer la constante de temps individuelle dans le rapport 0,51 (1). Le gain variera dans la même proportion et sera au total :

$$G = (g_1 \times 0,51)^3 = 0,13 g_1^3.$$

(1) Ne pas utiliser le facteur 0,36 calculé au tableau du chap. SÉLECTION pour  $S_m = 3$  ; ici  $S_m = \sqrt{2}$ .

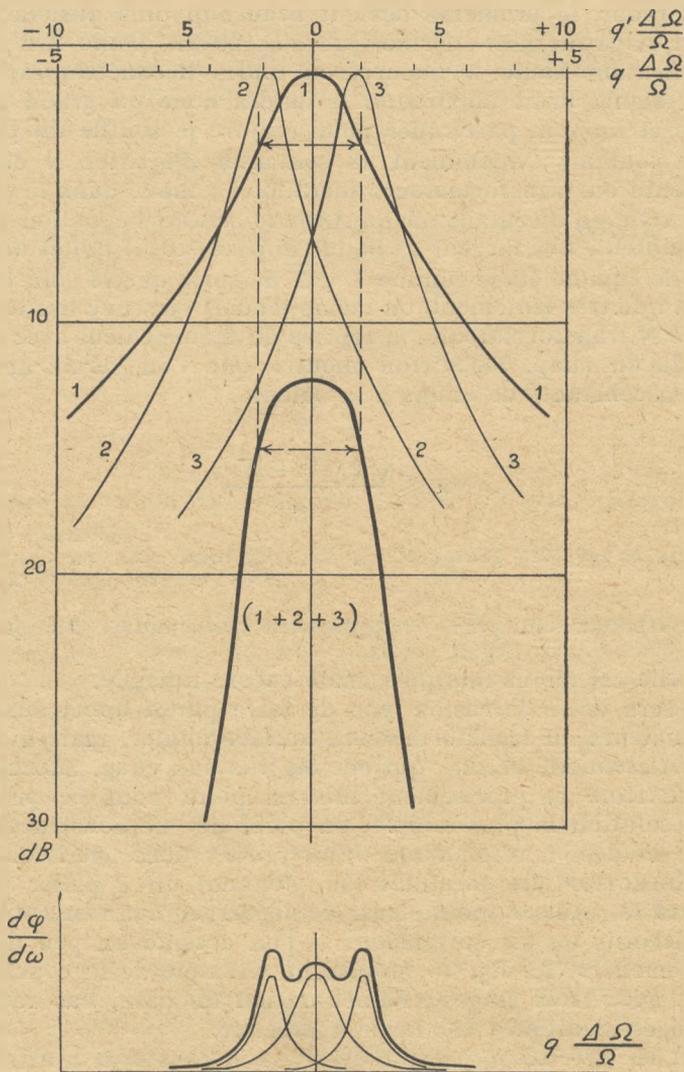


Fig. 16. — Combinaison de trois étages désaccordés.

Prenons au contraire trois résonateurs désaccordés avec les formules (56) ; l'un sera accordé avec la surtension

$$q_2 = \frac{1}{b} = \frac{F_0}{\mathcal{B}}$$

c'est-à-dire

$$\mathcal{B}_2 = \frac{2\pi L F_0}{\pi R E_0} = \frac{q_2}{\pi F_0} = \frac{1}{\pi \mathcal{B}}$$

Il aura la même constante de temps que s'il était seul et le gain de l'étage sera donc encore  $g_1$ .

Les deux autres seront désaccordés sur  $\Omega_0 (1 - 0,43 b) \pm 1$  c'est-à-dire respectivement de  $\Delta\Omega = \pm 0,43 b \Omega_0 = \pm 0,43 \frac{\Omega_0}{q_1}$  et leurs surtensions sont  $q_1 = q_2 = \frac{3}{b}$ , doubles de la précédente. Les gains des étages correspondants sont donc  $2g_3$  lors de leur accord, et le désaccord les réduit dans la proportion

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \left(2q \frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (2q_1 \times 0,43/q_2)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (4 \times 0,43)^2}} \approx \frac{1}{2}$$

c'est-à-dire les ramène à  $g_1$ . Le gain global demeure  $G' = g_1^3$ , donc environ 8 fois plus grand qu'avec les résonateurs identiques (ou 18 décibels).

Le système est donc avantageux ; il ne requiert aucun élément supplémentaire, mais seulement des réglages de désaccords, d'autant plus délicats, naturellement, que le nombre de circuits à désaccorder dans la bande est plus élevé. Pour cette raison, les Américains, dans les fabrications de série, ne prennent pas  $N$  supérieur à 3 et constituent leurs amplificateurs par 1, 2 ou 3 « groupes de 3 » identiques (aux erreurs de réglage près) ; chacun, par exemple, donnant un gain de 30 dB avec une bande  $\mathcal{B} = 20$  Mc. Il n'est cependant pas impossible de réaliser  $N = 5$  ; LIBOIS a construit, par exemple, un amplificateur à 5 étages désaccordés, donnant un gain de 70 dB sur une bande  $\mathcal{B} = 28$  Mc/s.

On peut aussi avoir recours à des suites de *transformateurs doubles*, de préférence à *amortissements décalés* ; mais la construction devient incontestablement plus délicate. D'après ce qui a été vu, le gain est du même ordre, l'avantage étant une meilleure courbe de sélectivité permanente.

Dans tous ces schémas, les capacités de réglage sont naturellement réduites au minimum, et on s'efforce même parfois de les réduire à zéro, les réglages étant faits sur les bobines (par petits noyaux de fer ou spires en court-circuits que l'on déplace à l'intérieur).

Il en existe d'ailleurs une infinité de variantes ; la fig. 17

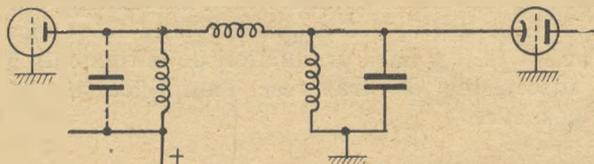


Fig. 17. — Amplificateur avec filtres et grilles à la masse.

reproduit, par exemple (1), le schéma d'un amplificateur britannique cité comme chef-d'œuvre et donnant, avec 7 étages, à triodes, grilles à la masse, un gain de  $(76 \pm 3)$  dB dans une bande de 37 Mc/s (de 128 à 165 Mc/s) ; ce schéma semble revenir à un transformateur double, primaire accordé par la capacité parasite plaque-masse, couplage par self ; mais son calcul est fait d'une façon peu orthodoxe.

En somme, il est difficile, mais possible, de construire des amplificateurs parfaitement efficaces pour les bandes les plus larges actuellement envisagées.

## BROUILLAGES DANS LE SUPERHÉTÉRODYNE.

6.86. — Nous discuterons maintenant d'un peu plus près la sélectivité et les brouillages dans le superhétérodyne.

En première approximation, il est clair que la sélection acquise en « moyenne fréquence » s'ajoute à celle obtenue en H. F., comme si le changement n'avait pas existé. En effet, si un brouilleur, écarté de  $\Delta F$ , subit d'abord en H. F. un affaiblissement relatif de  $s_1$  décibels par rapport au signal, le changement de fréquence conservera ce même écart  $\Delta F$  par rapport à la nouvelle fréquence de signal  $f_1$  ; et si l'on y produit un nouvel affaiblissement  $s_2$ , l'affaiblissement total sera  $(s_1 + s_2)$ .

La seule différence est que la valeur relative  $\Delta F/f$  de cet écart a changé par rapport à sa valeur primitive  $\Delta F/F$  ; et si  $f < F$ , elle a augmenté, ce qui rend la sélection plus efficace à coefficient de surtension égal (en vertu de la formule (2) du chapitre SÉLECTION).

Toutefois, cette addition des sélectivités n'est pas absolue et comporte des exceptions : il existe un assez grand nombre de combinaisons particulières de brouillage, pour lesquels la sélectivité M. F. ne joue pas ; et d'autre part, la conversion de fréquence introduit des possibilités supplémentaires de sifflements parasites.

C'est d'abord le brouillage « fantôme » ou « image », déjà mentionné à propos de l'hétérodyne, de fréquence  $(2F' - F)$ , c'est-à-dire symétrique du signal par rapport à la fréquence locale, donc, donnant lieu dans le changeur de fréquence, à la même fréquence de battement  $f_b = |F' - F|$  : cette fréquence, traversera tout l'amplificateur M. F., exactement comme si elle provenait du signal et sans pouvoir en être distinguée.

Mais en outre, comme il a été dit, les harmoniques de la fréquence locale peuvent aussi donner lieu à battements dans le détecteur : si donc il se trouve des brouilleurs aux fréquences  $2F' \pm f_b$ ,  $3F' \pm f_b$ , ...  $nF' \pm f_b$ , il y aura production de battements à fréquence  $f_b$ , encore susceptible de traverser l'amplificateur M. F. sans distinction possible.

(1) LEWIS, Radar Receivers, Radiolocation Convention, J. I. E. E. mars-mai 1946, III, p. 275-276.

Des combinaisons analogues seraient également possibles avec les *harmoniques du signal*, si l'on était assez rapproché de l'émetteur pour les capter directement, ou si leur amplitude devenait appréciable dans des étages haute fréquence surchargés.

Une autre source possible de battements à fréquence  $f_i$  est l'arrivée au détecteur de deux brouilleurs de fréquences quelconques *différentes entre elles* de  $f_i$ .

Des battements à fréquence *sous-harmonique*  $f_i/2, f_i/3...$  peuvent encore être transformés en fréquence  $f_i$  par la non-linéarité du détecteur de conversion.

Les *harmoniques*  $2\eta, 3\eta...$  de la pulsation intermédiaire, produits dans l'amplificateur ou le 2° détecteur, peuvent, par le moindre couplage parasite (s'ils sont voisins de  $\Omega$ ), être captés et amplifiés par les étages H. F. et s'y comporter comme des brouilleurs.

Un brouilleur puissant de pulsation  $\eta$  peut être audible par action directe sur l'amplificateur M. F. (par exemple les récepteurs de radiodiffusion dans les régions côtières sont assez souvent troublés par les postes côtiers sur  $470 \text{ Kc} = 640 \text{ m.}$ ).

Un brouilleur puissant de pulsation  $2\eta$  étant reçu avec la pulsation locale  $\Omega' = 3\eta$ , son harmonique 2 (de pulsation  $4\eta$ ) est donc son propre fantôme.

Dans tous les cas précédents, si les brouilleurs considérés ont *exactement* la fréquence calculée pour donner le battement de fréquence  $f$ , ils ne sont audibles que s'ils sont modulés ; mais, si leur fréquence diffère de cette valeur, d'une quantité audible, — soit  $\varepsilon$ , — elle donnera lieu, par battement avec la fréquence  $f_i$  résultant du signal, à un sifflement de fréquence  $\varepsilon$ , même en l'absence de toute modulation. C'est généralement beaucoup plus gênant que la modulation.

On voit que le nombre des sifflements parasites possibles dans un superhétérodyne est énorme. Et notre énumération n'est pas complète : on peut, entre les harmoniques du signal, du brouilleur, de l'oscillation locale et de la fréquence de battement, trouver une quantité illimitée de combinaisons nouvelles.

C'est d'ailleurs bien ce qu'on observait sur les premiers superhétérodynes, et qu'on ne manque pas d'observer encore sur les superhétérodynes modernes, quand ils sont soumis à des brouillages extrêmement puissants.

Dans la pratique cependant, on a pu réduire beaucoup l'intensité de ces sifflements gênants, grâce aux précautions suivantes :

1° *choix d'une moyenne fréquence assez élevée*, de manière que le « fantôme » et tous les brouilleurs présentant entre eux des écarts de l'ordre de  $\eta$  soient relativement écartés ;

2° *maintien d'une sélectivité haute fréquence suffisante* pour affaiblir ces brouilleurs (« pré-sélection ») ;

3° *blindage* des différents étages, des circuits, bobines, etc...,

emploi de lampes à grille-écran, de manière à réduire les couplages parasites internes ;

4° *blindage de la lampe oscillatrice locale* et emploi de schémas à taux d'harmoniques réduits ;

5° adjonction éventuelle dans l'antenne d'un « *bouchon* » accordé sur la pulsation intermédiaire  $\eta$ .

6° maintien de *niveaux assez faibles* pour éviter les harmoniques dans tous les étages, et notamment le changeur de fréquence et le 2° détecteur.

Nous reviendrons sur la première (choix de la M. F.). Insistons sur la 2° : la sélectivité M. F. *complète* et *achève* la sélectivité H. F., mais *ne peut la remplacer* entièrement.

## COMMANDE UNIQUE ET « ALIGNEMENT » DU SUPER-HÉTÉRODYNE.

6.87. — Nous avons déjà signalé l'exigence de la « commande unique », imposée fréquemment au récepteur, et discuté sa réalisation dans le circuit d'entrée, malgré la présence de l'antenne.

Le superhétérodyne pose une question du même ordre, avec plus de gravité encore. Lorsque la fréquence reçue varie dans une sous-gamme de  $F_m$  à  $F_M$ , il faut que la fréquence locale suive cette variation avec une différence constante  $f_1$ . Est-il possible d'y parvenir par la même commande ?

Une première solution consisterait évidemment à utiliser deux condensateurs variables  $C$  et  $C'$  montés sur le même axe et de profils calculés pour satisfaire à la condition :

$$\frac{1}{\sqrt{L' C'}} - \frac{1}{\sqrt{L C}} = \eta = 2\pi f_1.$$

Mais la fabrication industrielle de blocs de condensateurs variables à la loi différente est incommode ; d'autre part, s'il y a plusieurs sous-gammes, il faudrait à chacune sa loi particulière de variation.

On a donc imaginé une solution *approchée* beaucoup plus simple, consistant à utiliser un condensateur d'hétérodyne identique à celui d'accord,  $C' = C$ , mais à modifier la loi de variation obtenue en ajoutant deux capacités fixes :

en parallèle, un « *trimmer* »  $T$  ;

en série, un « *padding* »  $P$  ;

et en ajustant aussi la valeur de la self-induction du circuit.

On a donc trois éléments ajustables et l'on peut s'en servir pour faire coïncider la valeur réellement obtenue  $F'$ , avec sa valeur assignée ( $F + f_1$ ), en *trois* points : les courbes sont alors suffi-

samment voisins pour que la différence soit négligeable <sup>(1)</sup> dans toute la bande.

L'effet correcteur se comprend aisément à l'aide de la fig. 18 :

Portons en abscisses la variation de la capacité *totale* du circuit d'accord (condensateur variable, plus toutes les résiduelles et capacités parasites) : elle varie de  $C_m$  (correspondant à la fréquence maximum  $F_m$ ) à  $C_M$  (correspondant à la fréquence minimum  $F_m$ ) ; la variation correspondante de  $F$  est portée en ordonnées, trait

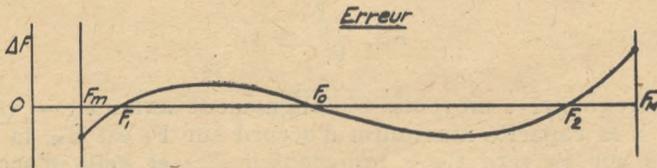
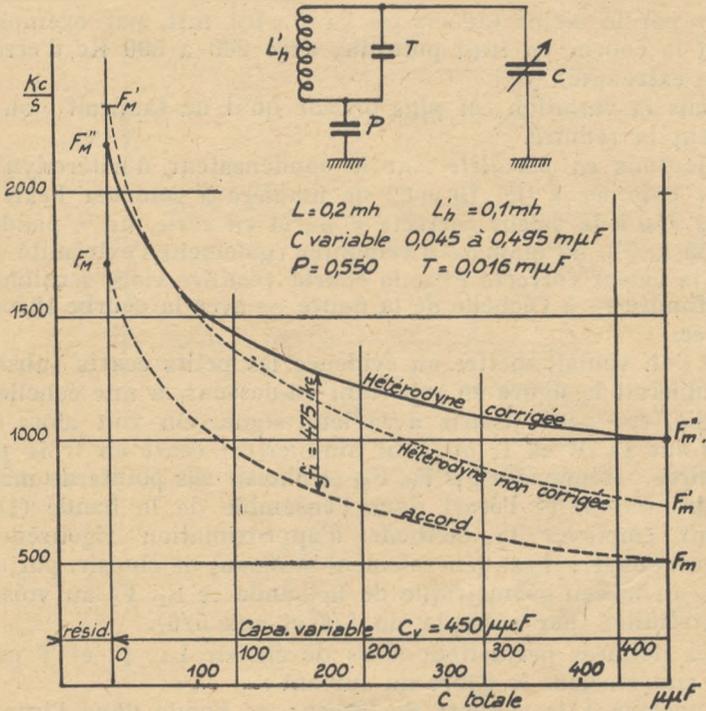


Fig. 18. — Principe de la « commande unique » dans le super-hétérodyne.

(1) Que faut-il entendre par « négligeable » ?

Le défaut d'alignement, entraînant sur  $F'$  une erreur  $\Delta F'$ , a pour effet de déplacer latéralement la courbe de sélectivité « moyenne fréquence » par rapport à celle « haute fréquence ». Il est évident que l'opérateur se réglera pour centrer la courbe résultante, c'est-à-dire sensiblement la plus étroite des deux : celle de la M. F. Le défaut sera donc négligeable tant que l'erreur  $\Delta F'$  ne correspondra pas à une chute sensible sur le côté de la courbe *haute* fréquence : on peut donc tolérer ordinairement  $\Delta F'$  de plusieurs Kc, et bien plus encore en ondes courtes et très courtes.

interrompu. (Le cas de la fig. correspond à la gamme 200/600 m avec  $L = 0,2$  mH et  $C$  variant de 0,045 à 0,495  $\mu\text{F}$ .)

La fréquence locale  $F'$ , supposée supérieure à celle du signal, devrait être obtenue à partir de la précédente par translation vers le haut de la quantité  $f_i$  (fréquence intermédiaire) — courbe en trait plein — ; pour la figure,  $f = 475$  Kc.

Si nous utilisons la même capacité variable, en nous contentant de changer la valeur de la self de l'hétérodyne, nous couvrirons une gamme proportionnelle ; les ordonnées seront toutes multipliées par le même facteur (si  $L_h = 0,1$  mH, par exemple, on obtient la courbe en trait pointillé, avec 200 à 300 Kc d'erreur à chaque extrémité).

Mais la variation est *plus grande* qu'il ne faudrait : on peut aisément la réduire.

Ajoutons *en parallèle*, sur le condensateur d'hétérodyne, un petit « trimmer » (ici 19  $\mu\text{F}$ ) de manière à ramener l'extrémité gauche  $F'_m$  à la valeur correcte  $F''_m$ , et *en série*, un « padding » (ici 0,55  $\mu\text{F}$ ), de manière à remonter également l'extrémité droite  $F'_m$  à la valeur correcte  $F''_m$  : la courbe rectifiée vient sensiblement se confondre — à l'échelle de la figure — avec la courbe théorique assignée.

Si l'on voulait mettre en évidence les petits écarts subsistant on doublerait la figure en reportant en-dessous, à une échelle très agrandie, ces petits écarts avec leur signe. On voit alors qu'en jouant sur  $L_h$ ,  $P$  et  $T$ , on peut annuler cet écart en trois points arbitraires : fréquences  $F_1$ ,  $F_0$ ,  $F_2$ , et choisir ces points de manière à rendre *minimum* l'écart dans l'ensemble de la bande (1). On pourrait employer la méthode d'approximation rigoureuse de TSCHEBYSCHEFF ; il est généralement suffisant de choisir, par exemple,  $F_0$  au milieu géométrique de la bande et  $F_1$ ,  $F_2$  au voisinage des extrémités (par exemple, au 1/6 et aux 5/6).

Ces données permettent alors de choisir  $L_h$ ,  $P$ , et  $T$  par un calcul simple, dans le genre du suivant :

Appelons  $r$  le rapport de largeur de bande dans l'intervalle des points d'alignement extrêmes, c'est-à-dire :

$$r = \frac{F_2}{F_1} (> 1).$$

La fréquence « moyenne » d'alignement sera :  $F_0 = \sqrt{F_1 \cdot F_2}$ .

Et si la capacité maximum d'accord sur  $F_1$  est  $C_M$ , la capacité d'accord sur  $F_0$  sera  $C_M/r$  (appelons-la  $C_0$ ) et celle d'accord sur  $F_2$  sera  $C_M/r^2$  (soit  $C_m$ ).

Les relations du circuit d'accord seront donc :

$$(12) \quad 2\pi F_1 = \frac{1}{\sqrt{L C_M}}, \quad 2\pi F_0 = \frac{1}{\sqrt{L C_0}}, \quad 2\pi F_2 = \frac{1}{\sqrt{L C_m}}.$$

(1) On pourrait raffiner en acceptant un écart un peu plus grand vers l'extrémité où la sélectivité H. F. est moindre, d'après la note de la page précédente.

Pour le circuit d'hétérodyne, constitué avec le trimmer  $T = t \cdot C_0$  et le padding  $P = p \cdot C_0$ , la capacité effective sera

$$\gamma = T + \frac{PC}{P+C}$$

et l'alignement aux trois points désignés, avec une fréquence supérieure de  $f_i$ , sera obtenu si :

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} 2\pi (F_1 + f_i) = \frac{1}{\sqrt{L_h \left( T + \frac{PC_M}{P+C_M} \right)}} \\ 2\pi (F_0 + f_i) = \frac{1}{\sqrt{L_h \left( T + \frac{PC_o}{P+C_o} \right)}} \\ 2\pi (F_2 + f_i) = \frac{1}{\sqrt{L_h \left( T + \frac{PC_m}{P+C_m} \right)}} \end{array} \right.$$

Exprimant  $P$ ,  $T$ ,  $C_m$  et  $C_M$  en fonction de  $C_0$ , et formant les quantités :

$$A = \left( \frac{F_2 + f_i}{F_1 + f_i} \right)^2 - 1 = \frac{t + \frac{pr}{p+r}}{t + \frac{p}{1+pr}} - 1 = \frac{p^2 (r^2 - 1)}{(p+r)(p+t+prt)}$$

$$B = \left[ \left( \frac{F_2 + f_i}{F_0 + f_i} \right)^2 - 1 \right] (r+1) = \left[ \frac{t + \frac{p}{p+1}}{t + \frac{p}{1+pr}} - 1 \right] (r+1)$$

$$= \frac{p^2 (r^2 - 1)}{(p+1)(p+t+prt)},$$

il suffit de faire le quotient :

$$\frac{A}{B} = \frac{p+1}{p+r}$$

pour obtenir aussitôt :

$$(14) \quad p = \frac{B - Ar}{A - B}.$$

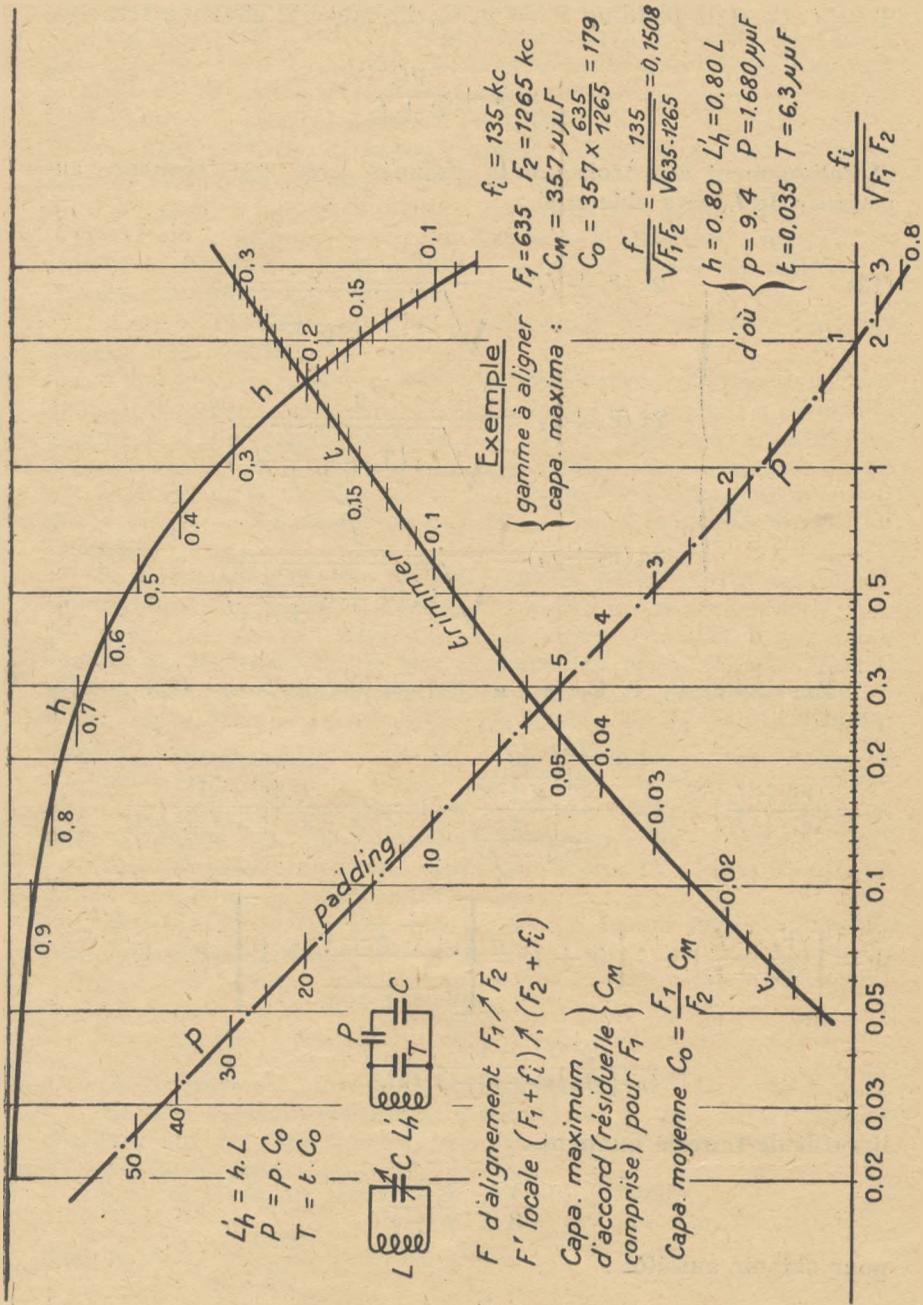


Fig. 19. — Alignement des super-hétérodynes.

Connaissant  $p$ , on tire de A :

$$t(1 + pr) = \frac{p^2(r^2 - 1)}{A(p + r)} - p,$$

pour en déduire  $t$  :

$$(15) \quad t = \frac{p}{1 + pr} \left[ \frac{p(r^2 - 1)}{A(p + r)} - 1 \right].$$

Et enfin, remontant à l'une des équations (13), on en tirera  $h = L_h/L$ .

On peut exprimer aussi A et B en fonction de  $r$  et d'un rapport contenant la fréquence intermédiaire  $f_i$ , par exemple  $f_i/F_0$ , et tracer un abaque donnant  $h$ ,  $p$  et  $t$  en fonction des deux quantités  $r$  et  $f_i/F_0$ . On constate alors qu'avec notre choix de paramètres, dans l'intervalle de sous-gammes habituellement utilisé  $1,5 < r < 3$ , la valeur de la largeur de bande  $r$  intervient extrêmement peu, de sorte que le réseau de courbes se réduit sensiblement à une pour chacun des paramètres.

Un tel graphique est donné fig. 19. Il peut servir à prédéterminer la self  $L_h$  et l'ordre de grandeur des condensateurs ajustables P et T ; mais il doit être bien entendu que les capacités parasites du montage (théoriquement contenues dans  $C_m$  et  $C_M$ ) sont, en fait, trop mal connues pour que l'on puisse adopter sans retouche les valeurs ainsi calculées ; et lors du montage des récepteurs, on procède *toujours* à l'alignement expérimental par tâtonnements successifs sur les fréquences repérées  $F_1$ ,  $F_0$ ,  $F_2$ .

Des trimmers de l'ordre du  $\mu\mu\text{F}$  sont même généralement omis.

Au lieu du montage schéma fig. 18 et 19, on peut disposer autrement le padding  $P'$  et le trimmer  $T'$  (fig. 20) ; on peut refaire l'étude sur cette variante, avec un graphique spécial, ou bien déduire  $P'$  et  $T'$  des valeurs précédentes P et T ; si l'on désire que ce nouveau montage soit équivalent au premier lorsque  $C = C_1$  et  $C_2$ , on calcule les valeurs correspondantes de

$$\gamma = T + \frac{PC}{P + C}.$$

On pose :

$$(\tau_1 = T' + C_1) \quad (\tau_2 = T' + C_2)$$

et l'on vérifie aisément ce que  $\tau_1$  et  $\tau_2$  sont les racines de l'équation :

$$(16) \quad \tau^2 + (C_2 - C_1)\tau - \gamma_1\gamma_2 \frac{C_2 - C_1}{\gamma_2 - \gamma_1} = 0.$$

D'où l'on déduit aisément  $T'$ , puis  $P'$ .

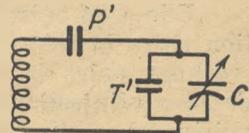


Fig. 20. — Variante du schéma à trimmer et padding.

Quelle que soit la variante adoptée, le même condensateur variable C est utilisable pour plusieurs sous-gammes, en commutant des selfs  $L_k$  interchangeables, chacune avec son padding et son trimmer : le nombre des connexions à commuter n'est pas augmenté.

Enfin, il est évident a priori — et la fig. 19 confirme par la diminution de  $h$  et  $p$  et l'augmentation de  $t$  — que, plus la nouvelle fréquence  $f_i$  est élevée, plus la correction d'alignement doit être importante ; et aussi plus grandes sont les erreurs résiduelles et la précision de réglage requise. En radio-diffusion, sur la gamme 200/600 m., on arrive avec  $f_i = 465$  Kc, à ce que l'alignement des postes sortant d'usine soit satisfaisant ; mais une des causes de panne les plus fréquentes est le « désalignement » progressif en service par variation des condensateurs P et T (quelques millièmes suffisent...).

## CHOIX DE LA NOUVELLE FREQUENCE.

6.88. — En récapitulant les observations précédentes, et en les complétant par quelques autres, plus ou moins empiriques, on arrive aux conclusions suivantes pour guider le choix de la nouvelle fréquence (1) :

1°. — *L'augmentation* de  $F_i$  présente l'avantage fondamental de faciliter *l'élimination du brouilleur fantôme* et de la plupart des autres brouillages possibles ; elle conduit donc à une simplification de la sélectivité haute fréquence.

Elle a en outre les avantages de diminuer les risques de réaction entre la fréquence locale et celle du signal, les risques d'accrochage entre la moyenne et la basse fréquence et l'intensité de la « réinjection » dans l'antenne (qui gêne les récepteurs du voisinage) ; elle facilite le réglage automatique de la fréquence d'accord et nécessite des éléments moins encombrants.

2°. — *La réduction* de  $F_i$  facilite l'obtention des grandes sélectivités en moyenne fréquence ; elle rend plus facile et plus stable le réglage de la commande, moins critiques tous les effets de variation de capacité lors du changement des lampes ; elle est favorable à la réduction du bruit et à l'augmentation des impédances d'entrée des lampes.

3°. — Si possible, éviter qu'un harmonique de  $F_i$  tombe dans la bande à recevoir, où il risque de provoquer des sifflements.

On comprend aisément que le compromis entre ces qualités contradictoires pose aux constructeurs de cruels cas de conscience et suscite de nombreuses discussions.

(1) Contrairement à certaines affirmations, elle influe assez peu sur le gain et la largeur de bande réalisables.

En général, on a évolué dans le sens de l'augmentation, par suite de l'amélioration des lampes et des circuits.

C'est ainsi qu'en *radio-diffusion*, on a pris autrefois 60, 75, 135 Kc/s avant de normaliser 465/475 (suivant les pays), ce qui correspond, en Europe où il existe une bande « *ondes longues* », à  $f_i > F$ . Cette valeur ne correspond toutefois, en ondes courtes, qu'à une protection assez illusoire contre les « fantômes ».

Dans les récepteurs à *ondes décimétriques*, de types professionnels, on trouve souvent 1000 à 1400 Kc/s ; en ondes *métriques* (télévision) 8/10 Mc/s, et parfois plus encore en ondes *décimétriques* (télévision à haute définition, radar), 15, 30, 60 et parfois plus de 100 Mc/s.

Dans un récepteur « universel » couvrant, de *façon continue*, la gamme des ondes longues aux ondes très courtes, on ne sait où loger la fréquence intermédiaire ; on est obligé d'en changer (par exemple 135 et 472 Kc/s, avec double amplificateur MF), ou bien, de mettre à part une petite bande autour de  $F$ , dans laquelle on reçoit par amplification directe (sans changement de fréquence) : solution assez paradoxale, mais acceptable si cette petite bande est peu utilisée.

## DOUBLE CHANGEMENT DE FREQUENCE.

6.89. — Rien n'empêche de renouveler l'opération de fréquence convertie : après un premier changement amenant  $F$  à la nouvelle valeur  $f_1$ , on pourra en effectuer un second pour amener  $f_1$  à une troisième valeur  $f_2$ , et ainsi de suite, si l'on veut <sup>(1)</sup>.

L'intérêt de cette répétition peut être :

1° en conservant  $f_1$  superaudible, mais en rendant  $f_2$  audible, de réunir les avantages de la réception « hétérodyne » des ondes entretenues avec ceux du superhétérodyne (amplification et sélection supplémentaires sur  $f_1$ ).

Cela est très répandu, encore que les avantages du changement soient déjà en grande partie obtenus par une seule conversion, et que la seconde n'y ajoute pas autant qu'on pourrait le croire.

2° en laissant  $f_1$  et  $f_2$  superaudibles, mais étagés, d'obtenir contre les brouillages — et notamment le fantôme — une protection impossible autrement.

C'est parfois le cas dans des récepteurs à ondes très courtes où l'amplification haute fréquence et la sélectivité haute fréquence sont insuffisantes.

(1) On est allé jusqu'à quatre conversions successives, pour réduire la largeur de bande finale à 5 cycles/seconde, dans un récepteur spécialement destiné à capter les « échos radar » sur la Lune.

Mais il ne faut pas perdre de vue que la multiplication des oscillateurs locaux multiplie les occasions de sifflements parasites et qu'il ne sert à rien d'ajouter des étages, dès lors que l'on est limité par le bruit de fond.

3° différentes combinaisons ingénieuses pour s'assurer, dans toute une gamme continue, l'avantage de stabilité d'un oscillateur unique à quartz.

Pour cela, on fait vibrer le quartz sur une fréquence assez basse  $F_n$ , mais on s'arrange pour avoir une série d'harmoniques  $n \cdot F_n$  dans toute la gamme, tous ayant la précision du quartz, par exemple  $10^{-5}$ . Entre ces repères fixes, on comble l'appoint au moyen d'un oscillateur ou d'un amplificateur sélectif à variation continue (par exemple de  $f$  à  $2f$ ), dont la stabilité *relative* est bien moindre — par exemple  $10^{-3}$  — mais dont l'erreur absolue se trouve du même ordre, si la fréquence  $f$  est de l'ordre du  $1/100$  de celle  $n \cdot F_n$ . Pour une réception vers 10 Mc/s, on prendra donc un quartz vers 100 Kc/s, on utilisera ses harmoniques d'ordre 100, et on interpolera avec un oscillateur couvrant la gamme 100/200 Kc ; les erreurs absolues seront de 0,1 Kc/s sur l'harmonique du quartz, 0,1 à 0,2 Kc/s sur l'oscillateur d'appoint ; l'erreur totale restera donc assez faible pour permettre la « veille calée » ou l'écoute prolongée sans retouche.

En fait, comme les harmoniques successifs doivent être sélectionnés et que la sélectivité impose une moyenne fréquence de l'ordre de 500 à 1000 Kc/s, on est obligé de compliquer l'opération en ajoutant une hétérodyne auxiliaire, qui peut être synchronisée sur le quartz ou disposée de manière que sa fréquence propre s'élimine après deux conversions (« stabilidyne »).

---

## CHAPITRE IX

# RÉACTION - CONTRE-RÉACTION SUPER-RÉACTION COMPLÉMENTS DIVERS

9.0. — A l'étude de l'amplification proprement dite, nous allons joindre celle d'un artifice qui en découle, pour modifier, dans un sens ou un autre, avec une très grande souplesse, les performances d'un amplificateur. C'est la *réaction*.

Dans les chapitres précédents, nous avons admis que la transmission de l'énergie dans les lampes se faisait « à sens unique », de la grille vers la plaque, mais nullement en sens inverse.

Autrement dit, nous n'avons tenu aucun compte, ni de la capacité interne des lampes, ni de tous les couplages (volontaires ou non) par les connexions, les mutuelles entre bobines des différents étages, les résistances communes dans l'alimentation, etc...

Or, même en l'absence de tout couplage volontaire, certains de ces effets deviennent appréciables, surtout en ondes courtes et pour des gains élevés. Les tensions de sortie « réagissent » sur celles d'entrée ; il en résulte une variation d'amplification, qui peut être notable, et même parfois des instabilités limitant l'amplification possible.

D'autre part, l'introduction de réactions savamment dosées permet d'obtenir toutes sortes d'effets intéressants : amélioration soit du gain, soit de la stabilité ou de la fidélité, changement des impédances apparentes d'entrée et de sortie, sans parler de l'entretien d'oscillations, base de l'émission. C'est un des sujets les plus travaillés des dernières années..

Nous allons étudier le principe et les principales applications de la « réaction ».

### PRINCIPE DE LA REACTION.

9.11. — Dans un amplificateur quelconque (représenté fig. 1, A simplement par ses bornes d'entrée  $A_1 B_1$  et de sortie  $A_2 B_2$ ), de gain  $g = V_2/V_1$ , introduisons une « réaction », c'est-à-dire super-

posons à la tension appliquée  $E$  une composante ramenée de la sortie vers l'entrée et proportionnelle à  $V_2$ , de telle sorte que l'on ait :

$$V_1 = E + k \cdot V_2.$$

Supposons négligeable la variation d'impédance de sortie, provoquée par ce prélèvement ; le gain reste le même, c'est-à-dire que :

$$V_2 = g \cdot V_1 = g (E + k \cdot V_2),$$

d'où l'on tire le « gain apparent » par rapport à la tension d'entrée :

$$(1) \quad \frac{V_2}{E} = g' = \frac{g}{1 - k \cdot g}$$

qui diffère du précédent par le facteur

$$(1 \text{ bis}) \quad g_r = \frac{1}{1 - k \cdot g}$$

que l'on peut considérer comme un « gain supplémentaire dû à la réaction ». On voit qu'il ne dépend que du produit  $k \cdot g$ , auquel on peut trouver une signification physique même si les facteurs  $k$  et  $g$  sont indiscernables : il suffit de supposer l'amplificateur coupé (1) en un point quelconque, par exemple  $a_1 b_1$ ,  $a_2 b_2$ , laissant en amont le gain  $g_1$  et en aval le gain  $g_2$  ; si l'on injecte aux bornes  $a$ ,  $b$  une tension connue  $u$ , par exemple 1 volt, elle fait apparaître à la sortie la tension  $U_2 = g_2 \cdot u$  ; la réaction en ramène à l'entrée la fraction  $k$ , qui subit le gain  $g_1$  avant de se retrouver aux bornes  $a_1 b_1$ , avec la valeur :

$$u_1 = g_1 \cdot k \cdot U_2 = k \cdot g \cdot u.$$

Le « rapport de retour »  $kq$  caractérise donc  $u_1/u$  ; et la différence  $(1 - kq)$  est la tension différentielle entre  $a_2 b_2$  et  $a_1 b_1$  lorsque  $u = 1$  v (« différence de retour »).

Ces deux paramètres ont été introduits par BODE pour généraliser la notion de « réaction » au cas de réseaux actifs comprenant plusieurs tubes et plusieurs voies de réaction, où l'on ne peut pas distinguer entre l'amplificateur proprement dit donnant le gain  $g$  et la boucle de réaction ramenant la fraction  $k$ , tandis que le facteur global  $kq$  peut se déterminer, soit par le calcul si l'on con-

(1) Cette « coupure » s'entend sur les composantes alternatives à amplifier, sans toucher aux tensions continues d'alimentation et de polarisation.

naît le déterminant de toutes les impédances propres du réseau, soit expérimentalement d'après la définition fig. 1, B.

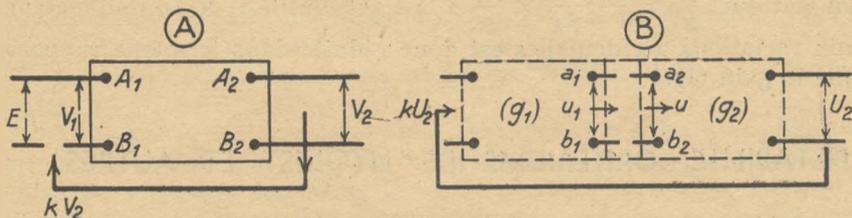


Fig. 1. — Principe de la réaction.

### AUGMENTATION DU GAIN.

9.12. — Le gain  $g$  et le facteur de réaction  $k$  pouvant être quelconques, et notamment comprendre des déphasages, c'est-à-dire des parties imaginaires, on ne sait, à priori, absolument rien sur le produit  $k.g$ ; mais, si  $g$  est donné, et si l'on est maître du couplage de réaction,  $k$ , on doit pouvoir s'arranger pour donner au produit  $k.g$  telle amplitude et telle phase que l'on désire (à une fréquence donnée). Etudions les différentes possibilités ainsi offertes.

La première idée venant à l'esprit est de faire tendre  $k.g$  vers l'unité par valeurs réelles inférieures. Alors  $g_r$  croît indéfiniment, ainsi que  $g'$  : la réaction apporte ainsi un gain supplémentaire, théoriquement illimité.

En fait, on sera toujours limité, notamment par la raison évidente que ceci suppose un double réglage d'amplitude et de phase, qui deviendra d'autant plus délicat et instable que le vecteur  $g.k$  devra être plus voisin de 1.

### AUGMENTATION DE LA STABILITE.

9.13. — Supposons au contraire  $k.g$  réel, négatif et grand ; le dénominateur de (1) est également négatif et grand, le gain  $g'$  se trouve donc amoindri. Mais ce que l'on perd en amplification, on le gagne en stabilité ; en effet, si l'on suppose que  $g$  peut être affecté de variations accidentelles (variations des tensions d'alimentation, vieillissement des lampes, humidité des circuits, etc...), la variation de  $g'$  est très atténuée ; on le voit immédiatement en écrivant :

$$g' = \frac{1}{\frac{1}{g} - k}$$

Si  $g$  est grand (par exemple  $10^4$ ) on peut arriver à rendre  $k \gg 1/g$  (par exemple 100) tout en gardant à  $g'$  une valeur intéressante (ici 100) qui devient presque indépendante de  $g$ .

D'une façon plus précise, si l'on calcule  $\frac{dg'}{dg} = \frac{1}{(1 - kg)^2}$ , on voit que  $\frac{dg'}{g'} = \frac{1}{1 - kg} \times \frac{dg}{g}$ ; la « sensibilité » de l'amplificateur aux variations accidentelles est donc réduite dans le même rapport que le gain (1).

## INSTABILITE, CRITERIUMS DE NYQUIST ET AUTRES.

9.14. — Le cas de  $g \cdot k$  réel est très particulier. Il sera peut-être réalisé pour certaines fréquences. Mais comme  $g$  et  $k$  sont, inévitablement, fonctions de  $\omega$ , le facteur  $g \cdot k = \rho$  sera plus généralement complexe; autrement dit (fig. 2) si on le représente

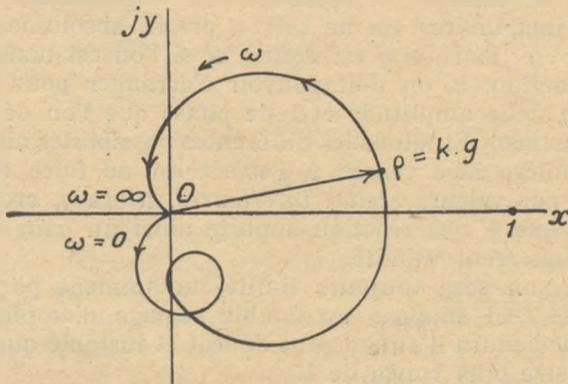


Fig. 2. — Variation du facteur complexe  $\rho = k \cdot g$ .

par un vecteur dans le plan  $(x, jy)$ , l'extrémité de ce vecteur décrira une certaine courbe quand  $\omega$  variera de 0 à l'infini. (Cette courbe part ordinairement de l'origine et y revient, car le gain  $g$  tend vers zéro lorsque la fréquence devient trop faible ou trop élevée.)

Que deviennent alors le gain et la stabilité du système ?

C'est assez difficile à dire. Quelques raisonnements simples,

(1) Ceci n'est vrai que pour un ensemble à voie de réaction unique, dans lequel, évidemment,  $g'$  tombe à zéro si  $g$  devient lui-même rigoureusement nul. Mais il existe des ensembles plus complexes comprenant des réactions multiples et partielles sur certains étages, et dans lesquels l'annulation du gain d'un certain tube  $\mu$  peut ne pas annuler le gain total, mais seulement le réduire à une certaine valeur  $g$ . BODE a montré que la « sensibilité » d'un tel système aux variations de l'élément  $\mu$  était alors obtenue en appliquant la réduction  $(1 - k \cdot g)$  à la différence  $(g - g_0)$ .

mais peu rigoureux (1), font évidemment prévoir la possibilité d'états *instables*. Cependant une réponse précise ne peut être donnée qu'en passant du régime permanent au régime transitoire et en appliquant la théorie des fonctions analytiques de variables complexes (théor. de CAUCHY).

Ce calcul étant long, nous en indiquons ici seulement le principe :

Dire que le système est stable, c'est dire que si on lui applique une perturbation (par exemple la perturbation « unité » de HEAVISIDE), la tension de sortie restera finie et s'amortira avec le temps. Ce sera le cas si la tension de sortie contient seulement des termes en  $e^{\alpha t}$  avec  $\alpha$  négatif. Au contraire, si la tension de sortie contient ces termes exponentiels avec  $\alpha$  positif, la croissance exponentielle résultante signifie l'instabilité.

Or, pour savoir comment la perturbation se comporte dans le système, il suffit de la développer en son spectre de FOURIER. On sait que l'on aura ainsi :

$$v_1(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_1(\omega) e^{j\omega t} d\omega.$$

Chaque composante de pulsation  $\omega$  subira l'amplification (avec réaction)  $g'$  et la tension de sortie s'obtiendra par la somme :

$$v_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_1(\omega) \times \frac{g}{1-\rho} \times e^{j\omega t} \times d\omega.$$

Appliquant le théorème de CAUCHY, on peut passer de la variable  $\omega$  (ou, si l'on veut, de la variable complexe  $z = 0 + j \cdot \omega$ ) à la nouvelle variable  $\rho$ , puisque  $\rho$  est une fonction connue et unique de  $\omega$ . D'où :

$$v_2(t) = \int_N \frac{V_1 \times g}{1-\rho} \times \frac{d\omega}{d\rho} \times d\rho$$

(l'intégrale étant prise le long du contour N décrit par l'extrémité du vecteur  $\rho$ ).

(1) Par exemple celui-ci (Onde Electrique 1922, p. 261) :

La tension d'entrée sans réaction étant  $V_1$ , celle de sortie  $V_2 = g \cdot V_1$ , on ramène la fraction  $k \cdot V_2 = g \cdot k \cdot V_1$  qui s'ajoute à  $V_1$  ; cette composante nouvelle est à son tour amplifiée et donne lieu à une seconde fraction ramenée par réaction,  $g \cdot k (g \cdot k \cdot V_1) = \rho^2 V_1$ , qui donne lieu elle-même à une troisième,  $\rho^3 V_1$  etc... Le gain de réaction est donc représenté par la série :  $(1 + \rho + \rho^2 + \rho^3 \dots)$ .

Pour  $\rho$  réel et  $< 1$ , la limite est bien  $1/(1 - \rho)$ .

Pour  $\rho$  réel et  $> 1$ , la série *diverge*, ce que l'on interprète en disant qu'il y a instabilité et amorçage d'oscillations.

Ce raisonnement ne tient pas compte de la variation de  $\rho$  dans le plan complexe ; sa conclusion peut donc être inexacte, comme le montre la comparaison avec les critères de NYQUIST et de ROUTH.

Il ne reste plus qu'à appliquer le « théorème des résidus » pour trouver que :

1) si le pôle  $\rho = 1$  de la fonction sous le signe  $j'$  est *extérieur* au contour d'intégration  $N$ , aucune difficulté : le dénominateur ne s'annule pas, la fonction reste finie (le gain  $g$  sans réaction l'étant évidemment) et la stabilité subsiste <sup>(1)</sup> ;

2) par contre, si le contour  $N$  *enferme* le pôle  $\rho = 1$ , il faut ajouter le « résidu » relatif à ce pôle, c'est-à-dire :

limite de  $(V_1 \times \dot{g} \times e^{j\omega t})$  pour  $\omega = \omega_1$  ;

or, la valeur  $\omega = \omega_1$  correspondant à ce pôle est généralement complexe (car seules, sont réelles, les valeurs de  $\omega$  sur le contour  $N$ ) ; ce résidu peut donc avoir un  $e^{\alpha t}$  avec  $\alpha$  positif ou négatif.

L'examen minutieux <sup>(2)</sup> de la correspondance des plans  $\omega_1 \rho$  montre que  $\alpha$  est *positif* quand le contour enferme une fois le point  $\rho = 1$ , d'où *instabilité*.

Ce critérium, établi par NYQUIST, s'énonce donc ainsi :

« Il y a instabilité si le point  $\rho = +1$  est enfermé dans le contour  $N$  décrit par le vecteur complexe  $\rho$  quand  $\omega$  varie ».

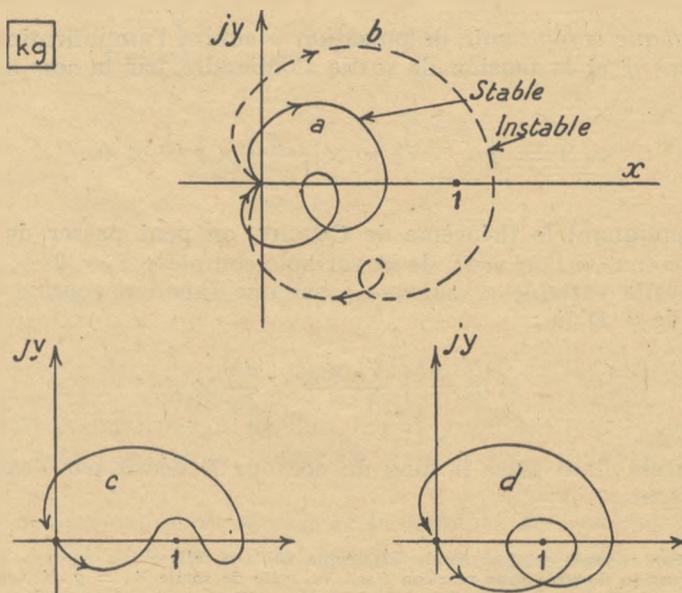


Fig. 3. — Critérium de Nyquist.

(1) Ceci suppose naturellement que le système était stable avant l'introduction de la réaction  $k$ . S'il y a des voies de réactions multiples dans plusieurs étages, la règle de stabilité généralisée par BODE est que « si l'on trace tous les diagrammes de NYQUIST en partant des tubes morts et en les ressuscitant un par un, le nombre des encerclements du point critique dans un sens de rotation doit toujours être égal au nombre des encerclements dans l'autre sens ».

(2) Voir par exemple POINCELOT, Etude 393 de la Direction des Recherches et Contrôle Technique, 1942.

En général, le contour ayant la forme de la fig. 2, il y aura instabilité si le contour coupe l'axe réel au delà du point  $+1$ .

En réduisant le gain  $g$  ou la réaction  $k$  on le ramènera en deçà et on retrouvera la stabilité (fig. 3 a-b).

Mais on peut trouver aussi des contours tels que 3 c et 3 d, passant au delà du point 1 ou l'entourant plusieurs fois, dans lesquels la stabilité est précaire, pouvant disparaître par réduction du gain.

Il faut noter aussi que, si ce critérium éclaircit les idées et satisfait l'esprit, son application est souvent difficile, car la courbe N est incommode à relever, et parfois on ne peut en tracer qu'une partie.

On a donc recherché d'autres critères, parfois plus pratiques : citons celui de ROUTH <sup>(1)</sup> :

« Lorsque l'on suit le contour N dans le sens des  $\omega$  croissants, il y a stabilité si la courbe coupe le demi-axe des R positifs dans le sens des réactances croissantes et le demi-axe des R négatifs dans le sens des réactances décroissantes ; il y a instabilité dans le cas contraire » (fig. 3 bis).

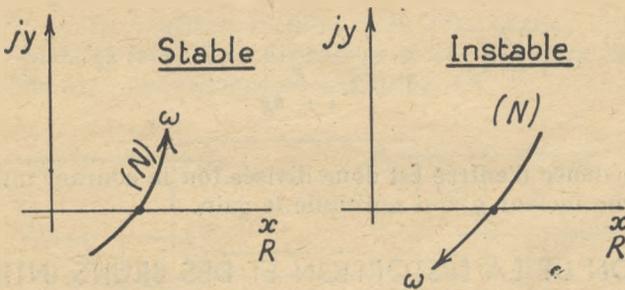


Fig. 3 bis. — Critérium de ROUTH.

Ces critères ont acquis, depuis quelques années, une popularité inouïe, parce que les phénomènes d'instabilité sont très gênants, non seulement dans le domaine radiotechnique, mais en mécanique, en acoustique... et notamment dans les dispositifs de *régulation* et *d'asservissement* (effets de « pompage »). Or ils se transposent à ces domaines avec la plus grande facilité et y rendent les plus grands services.

## VARIATIONS DE L'IMPEDANCE D'ENTREE.

9.15. — Outre la variation du gain et de la stabilité, la réaction modifie toutes les autres caractéristiques de l'amplificateur : impé-

(1) Cf. ROCARD : Stabilité des Systèmes accessibles aux Mesures, Revue Scientifique, 1947.

dances d'entrée (si elle n'est pas infinie) et de sortie, et éventuellement taux de distorsion. Examinons encore ces divers effets.

Supposons que l'impédance d'entrée d'un amplificateur (par exemple, par suite d'un débit-grille ou, en ondes très courtes, de la durée de trajet des électrons, etc...) présente une valeur finie  $Z_1$  ; c'est-à-dire que si la tension appliquée est  $E$ , il y a consommation d'un courant :

$$I_1 = E / Z_1.$$

La présence d'une réaction, modifiant la tension, donc le courant d'entrée, va modifier aussi cette impédance apparente. La tension effective à l'entrée devenant :

$$V_1 = E + k \cdot V_2 = E + k \cdot g' \cdot E,$$

le courant va devenir :

$$I'_1 = \frac{V_1}{Z_1} = \frac{E(1 + k \cdot g')}{Z_1}$$

comme si l'impédance avait été changée en :

$$(3) \quad Z'_1 = \frac{Z_1}{1 + k \frac{g'}{1 - kg}} = Z_1 (1 - kg) = \frac{Z_1}{g_r}.$$

L'impédance d'entrée est donc divisée (ou le courant multiplié) par le même facteur  $g_r$  qui multiplie le gain.

## VARIATION DE LA DISTORSION ET DES BRUITS INTERNES.

9.16. — La réaction modifie aussi le taux des distorsions et des bruits prenant naissance à l'intérieur même de l'amplificateur.

Supposons, en effet, qu'en un certain point de l'amplificateur se produise une certaine tension parasite  $u$  (bruit, ronflement, harmonique...) d'amplitude fixe, du moins pour un niveau donné en ce point.

Soit, en l'absence de réaction,  $g_1$  la part de gain en amont et  $g_2 = g/g_1$  celle restant en aval. La tension parasite à la sortie est donc  $U_2 = g_2 \cdot u$ .

Introduisons maintenant une réaction de taux  $k$ . Elle ramène à l'entrée la fraction  $k \cdot U_2$ , laquelle subit l'amplification  $g_1$  avant de venir s'ajouter à  $u$  ; on a donc cette fois :

$$U_2 = g_2 (u + k \cdot g_1 \cdot U_2) = g_2 \cdot u + k \cdot g \cdot U_2,$$

$$\text{d'où : } U_2 = \frac{g_2}{1 - k \cdot g} u.$$

Cette tension parasite est donc encore une fois divisée par le facteur  $(1 - kg)$ .

Cela n'a pas d'intérêt si la tension parasite est introduite dès l'entrée (bruit de fond du premier circuit ou de la première lampe, par exemple), car alors le signal est réduit dans la même proportion et le rapport signal/bruit à la sortie n'est pas amélioré.

Par contre, si la tension parasite s'introduit dans la dernière partie de l'amplificateur (alors que  $\mu_1$  est grand,  $\mu_2$  voisin de 1) — ce qui est le cas pour un dernier étage donnant des harmoniques ou du ronflement — l'opération est avantageuse ; en effet, comparons avec un amplificateur sans réaction ayant le même gain total  $g' = g/(1 - k.g)$  ; cet amplificateur, ayant un gain moindre, comprendra moins d'étages ; mais s'il doit fournir la même puissance de sortie, son dernier étage sera très probablement le même, et donnera donc la même tension parasite  $u$ , qui, cette fois, subira le gain  $g_2$  sans réduction et deviendra  $g_2 \cdot u$  à la sortie. La réduction  $(1 - k.g)$  apportée par la réaction, s'appliquera donc au rapport signal/tension parasite.

### VARIATION DE L'IMPÉDANCE APPARENTE DE SORTIE.

9.17. — La réaction modifie enfin l'impédance apparente de sortie ; mais il faut alors distinguer si elle est faite en parallèle ou en série avec l'impédance de sortie (fig. 4).

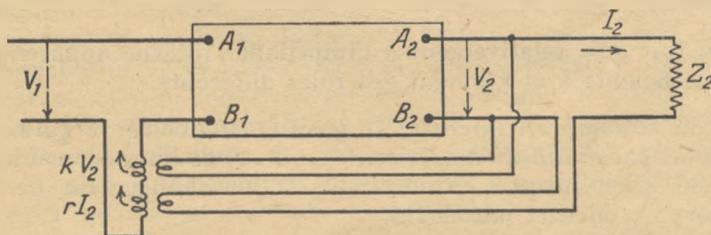


Fig. 4. — Réaction « en tension » ou en « intensité ».

Si la fraction ramenée  $k \cdot V_2$  est prise « en parallèle » sur l'impédance de sortie  $Z_2$  (par exemple au moyen d'un potentiomètre, d'un transformateur, etc...), cette fraction ne dépend pas de  $Z_2$ .

Si, au contraire, elle est prise « en série » (par exemple, aux bornes d'une résistance ajoutée), elle est en réalité proportionnelle à  $I_2$ , et pour mettre en évidence le rôle de  $Z_2$ , nous l'écrivons  $k' = r/Z_2$ .

Pour plus de généralité, nous pouvons même supposer que l'on superpose les deux effets et que l'on a un coefficient de réaction mixte :

$$K = k + \frac{r}{Z_2}.$$

Le gain effectif  $g$  de l'amplificateur sans réaction est généralement la résultante d'un « coefficient d'amplification »  $\mu$  et d'une impédance interne  $Z_1$  (généralisation évidente du cas d'un étage simple), avec :

$$g = \frac{\mu}{1 + \frac{Z_1}{Z_2}}$$

D'après la formule (1), l'introduction de la réaction  $k$  porte ce gain à la nouvelle valeur :

$$\begin{aligned} g' &= \frac{g}{1 - gk} = \frac{1}{\frac{1}{g} - k} = \frac{1}{\frac{1 + \frac{Z_1}{Z_2}}{\mu} - \left(k + \frac{r}{Z_2}\right)} \\ &= \frac{\mu}{(1 - k\mu) + \frac{Z_1 - \mu r}{Z_2}} \end{aligned}$$

On voit que, relativement à l'impédance interne apparente, les deux coefficients  $k$  et  $r$  jouent des rôles différents.

Si la *réaction en intensité* ( $r$  positif) augmente le gain, c'est, en somme, par *diminution apparente* ( $-\mu \cdot r$ ) de l'impédance interne (qui peut aller jusqu'à l'annulation ou au changement de signe — encore un curieux paradoxe).

Au contraire, la *réaction en tension* ( $k$  positif) ne modifie pas directement l'impédance interne ; cependant, comme elle diminue l'autre terme du dénominateur, l'effet relatif de  $Z_1$  se trouve augmenté ; on peut écrire :

$$(6) \quad g' = \frac{\mu}{1 + \frac{Z_1 / (1 - k\mu)}{Z_2}}$$

c'est-à-dire représenter la réaction en tension comme augmentant *simultanément* le coefficient d'amplification  $\mu$  et l'impédance interne  $Z_1$ , dans la même proportion.

TABLEAU DES EFFETS DE LA REACTION.

9.2. — Nous résumons les effets multiples et contradictoires, de la réaction, dans le tableau suivant :

La réaction positive :		La réaction négative ou : contre-réaction		le gain la distorsion la stabilité l'impédance d'entrée
ACCROIT.....		DIMINUE.....		
DIMINUE.....		ACCROIT.....		l'impédance interne
(en tension)	(en intensité)	(en tension)	(en intensité)	
ACCROIT.....	DIMINUE.....	DIMINUE.....	ACCROIT.....	

Voici maintenant quelques exemples, non limitatifs, d'application de ces propriétés pour obtenir des effets très variés.

EMPLOI DE LA REACTION POSITIVE POUR ACCROITRE LE GAIN ET LA SELECTIVITE.

9.31. — La possibilité d'accroître le gain en se servant de la réaction est évidente (équation 7, par exemple) ; elle a été la première exploitée.

Toutefois cet avantage est payé d'un risque d'instabilité, d'une augmentation de l'impédance de sortie et de la distorsion, d'une diminution d'impédance d'entrée : ce sont là des inconvénients graves, surtout en basse fréquence fidèle ; aussi, dans ce cas, fera-t-on plutôt de la contre-réaction (voir ci-après).

Par contre, en haute fréquence, et surtout en ondes courtes, dans les récepteurs simples où l'on veut se procurer beaucoup d'amplification avec peu de lampes, l'opération peut être avantageuse : le risque d'instabilité étant accepté par un opérateur adroit, les autres défauts sans grande importance.

On peut même se procurer un avantage supplémentaire en augmentant la sélectivité en même temps que l'amplification : il suffit pour cela de rendre la réaction « sélective » en la faisant à travers le résonateur d'entrée.

En effet, supposons (fig. 5) qu'un résonateur L C R, recevant la f.e.m. extérieur  $E \cdot e^{j\omega t}$ , soit placé à l'entrée d'un amplificateur de constantes  $A, Z_i$ , fermé sur l'impédance  $Z_p$ . Le gain total du système (rapport de la tension de sortie  $V_2$  à la f.e.m. appliquée  $E$ ) sera :

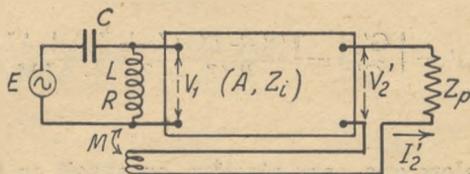


Fig. 5. — Réaction sélective.

$$G = \left( j \cdot \frac{L \omega}{Z} \right) \frac{A}{1 + Z_i/Z_p}$$

$Z$  étant l'impédance  $R + jX$  du résonateur.

Maintenant introduisons de la réaction, par exemple « en intensité », en plaçant dans le circuit de sortie une bobine traversée par le courant  $I_2$  et présentant avec la self  $L$  une mutuelle  $M$ . Nous ajoutons ainsi dans le résonateur d'entrée la f.e.m. de réaction :

$$E_r = j \cdot M \omega I_2 = r \cdot I_2.$$

Le gain est donc multiplié par  $1/(1 - G \cdot r/Z_p)$  et devient :

$$(10) \quad G' = \frac{G}{1 - G \cdot r/Z_p} = \frac{Z_p \cdot j \cdot L \omega \cdot A}{Z(Z_i + Z_p) + A \cdot LM \omega^2}.$$

Ce gain (avec réaction) sera (comme  $G$ ) maximum à l'accord du résonateur d'entrée, c'est-à-dire pour  $Z = R$  ; il vaudra alors :

$$G'_0 = \frac{Z_p \cdot j L \omega \cdot A}{R(Z_i + Z_p) + A \cdot LM \omega^2}.$$

La présence de la réaction (c'est-à-dire du terme  $A \cdot LM \omega^2$ ) modifie donc le gain et permet, comme prévu, de l'augmenter, dans la mesure où  $A \cdot LM \omega^2$ , dont le signe est arbitraire avec le sens de la mutuelle induction  $M$ , se retranche de  $R(Z_i + Z_p)$ . En particulier, l'amplification deviendrait infinie, c'est-à-dire que le système, instable, entrerait en oscillations, pour :

$$(11) \quad \frac{A \cdot LM \omega^2}{Z_i + Z_p} = -R.$$

« condition d'entretien », que l'on trouve souvent sous d'autres formes, notamment pour un amplificateur à une seule lampe, avec  $\mu$  au lieu de  $A$  et  $R_i$  au lieu de  $Z_i$ .

Mais ce gain (escompté), étant maximum sur la fréquence d'accord, correspond aussi à une augmentation de sélectivité. En effet, pour une pulsation différente  $\omega$  où  $X$  n'est pas nul, la sélectivité est donnée par le rapport des gains :

$$s' = \left| \frac{G'_0}{G'} \right| = \left| \frac{(R + jX)(Z_i + Z_p) + ALM \omega^2}{R(Z_i + Z_p) + ALM \omega^2} \right| = \left| 1 + \frac{j \cdot X}{R + \frac{ALM \omega^2}{Z_i + Z_p}} \right|$$

alors que, sans réaction, on aurait eu évidemment :

$$s = \left| \frac{G_0}{G} \right| = \left| 1 + j \cdot \frac{X}{R} \right|.$$

On voit que la sélectivité est modifiée (comme le gain) de la même façon que si la résistance R était devenue :

$$(12) \quad R' = R + \frac{ALM \omega^2}{Z_i + Z_p}$$

Au double point de vue amplification et sélectivité, la réaction agit donc comme un « *désamortissement* » diminuant la résistance naturelle du circuit d'entrée. C'est extrêmement précieux en ondes courtes, où l'on est souvent à court de gain et où les constantes de temps physiquement réalisables sont souvent inférieures aux maximums permis.

En particulier, le montage simple à une lampe détectrice « *autodyne* », utilisé au chap. CHANGEMENT DE FRÉQUENCE, fig. 5, peut aussi être employé pour la réception de la téléphonie (ou de la télégraphie modulée) : il suffit de régler la réaction, non plus légèrement au-dessus, mais légèrement *au-dessous* de la limite d'entretien des oscillations. On peut et on doit, bien entendu, régler aussi l'accord exact du résonateur d'entrée sur le signal à recevoir. Dans ces conditions, un opérateur soigneux, manœuvrant avec adresse un récepteur mécaniquement bien réalisé, peut se procurer par réaction un gain et une sélectivité considérables ; on est même parfois surpris de voir ainsi des amateurs rivaliser avec les meilleurs centres de trafic professionnel. Mais il doit être bien entendu que ces réglages sont acrobatiques et ne peuvent être envisagés dans une réception automatique prolongée.

### EMPLOI DE LA REACTION POUR L'ENTRETIEN D'OSCILLATIONS.

9.32. — Le paragraphe précédent donne une première application de la condition de NYQUIST au problème général des générateurs d'oscillations : la relation (11) indique, en effet, le degré de couplage M nécessaire pour le fonctionnement d'un émetteur comprenant un résonateur accordé sur la grille d'un amplificateur, avec réaction par mutuelle inductance avec la sortie.

Bien entendu, le calcul doit pouvoir s'étendre à tous les cas et aux innombrables variantes de schémas oscillateurs, en permettant de retrouver les « conditions d'entretien » démontrées par d'autres méthodes.

Soit, à titre d'autre exemple, le cas (fig. 6) d'un étage amplificateur avec

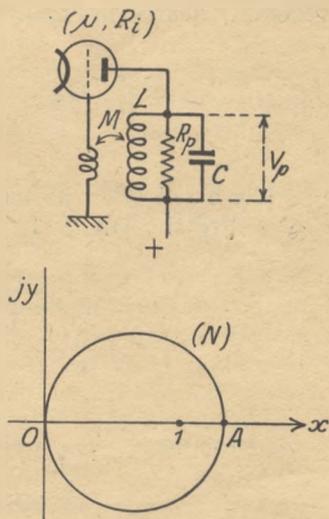


Fig. 6. — Condition d'entretien d'un étage à résonateur plaque.

résonateur sur la plaque. Nous reprenons les notations habituelles d'un étage : coefficient d'amplification  $\mu$ , résistance interne  $R_i$ .

Les constantes du résonateur étant  $L, C, R$  (série), on a :

$$\frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{jX} = \frac{CR}{L} + \left( \frac{1}{jL\omega} + j \cdot C\omega \right)$$

Et le gain sans réaction :

$$G = \frac{-\mu}{1 + \frac{R_i}{Z_p}} = \frac{-\mu}{R_i} \times \frac{1}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_p} + \frac{1}{j \cdot X}}$$

Plaçons sur la grille (supposée sans débit) une bobine et coupons par mutuelle  $M$  avec la bobine de plaque  $L$  ; nous ramenons ainsi la tension de réaction :

$$k \cdot V_p = j \cdot M \omega I_L = j M \omega \frac{V_p}{j L \omega} = \frac{M}{L} V_p.$$

Le vecteur de NYQUIST est donc :

$$\rho = Gk = \frac{-\mu M}{L R_i} \frac{1}{\left( \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_p} + \frac{1}{j \cdot X} \right)}.$$

Lorsque  $Y$  varie,  $X$  varie de  $-\infty$  à  $+\infty$  et l'extrémité du vecteur  $\rho$  décrit un cercle (1) de diamètre :

$$OA = \frac{-\mu \cdot M}{R_i L} \times \frac{1}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_p}}$$

Il y a entretien d'oscillations si ce contour enferme le point 1, c'est-à-dire si :  $OA > 1$

$$\text{ou } \frac{-\mu M}{L} \times \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_p}} \geq 1$$

(1) Le vecteur  $\frac{1}{a + j \cdot b}$  a pour extrémité le point de coordonnées

$$x = \frac{a}{a^2 + b^2}, \quad y = \frac{-b}{a^2 + b^2},$$

entre lesquelles on vérifie la relation :  $\left(x - \frac{1}{2a}\right)^2 + y^2 = \frac{1}{4a^2}$ .

que l'on peut encore écrire :  $-1 + \frac{-\mu \cdot M}{L \cdot R_i} \geq \frac{CR}{L}$

(13) ou  $R < \frac{-\mu \cdot M - L}{C \cdot R_i}$ ,

retrouvant bien ainsi les formules habituelles. Il faut, en particulier, une mutuelle négative.

**EMPLOI DE LA CONTRE-REACTION POUR AMELIORER LA STABILITE, LA FIDELITE OU LA SELECTIVITE DES AMPLIFICATEURS.**

9.33. — D'après ce qui précède, la contre-réaction permet, moyennant un sacrifice sur le gain, d'augmenter la fidélité et la stabilité, de diminuer la distorsion et l'impédance interne. Cela aussi peut être intéressant.

Comme indiqué au § 9.13, si  $k \gg \frac{1}{g}$ , le gain  $g'$  tend vers  $\frac{-1}{k}$ .

Or, si le couplage de réaction  $k$  est obtenu par un simple potentiomètre, ou transformateur,... etc., il peut être bien plus fixe que  $g$  : notamment, dans une large mesure ou même entièrement, indépendant des tensions d'alimentation, de l'âge des lampes, de la fréquence (dans une large bande) et de l'amplitude, des défauts ou dérèglages accidentels inévitables dans un amplificateur à plusieurs étages.

On a donc diminué le gain, et à vrai dire notablement ; mais on a un bénéfice considérable sur la stabilité et la régularité du gain restant. En outre on a augmenté l'impédance d'entrée et diminué celle apparente interne de sortie.

Depuis que l'on dispose de lampes à grande pente et à grand  $\mu$ , c'est-à-dire que la diminution de gain est devenue un inconvénient mineur, le bénéfice de l'opération apparaît positif dans un nombre croissant de cas très variés :

— dans un amplificateur pour audio-fréquences, à l'émission (modulation, etc.) ou à la réception, pour pousser la fidélité au-delà de ce que permettent les montages normaux ;

— dans un amplificateur haute ou moyenne fréquence à bande trop étroite, pour élargir cette bande (par un effet analogue au désaccord des résonateurs successifs) ; la contre-réaction désirée s'obtient très aisément par une résistance entre grille et plaque de chaque tube ; on ne l'applique généralement pas à plus de deux étages successifs, pour ne pas risquer d'instabilité par rotation excessive du vecteur  $k \cdot g$  (voir paragraphe suivant), et aussi pour laisser des étages disponibles pour la régulation de gain (que l'on ne doit pas changer à l'intérieur de la boucle de réaction, si l'on ne veut pas changer en même temps la sélectivité) (1) ;

(1) Voir, par exemple, VACUUM TUBE AMPLIFIERS, chap. VI.

ou encore pour :

- augmenter l'impédance d'entrée d'un tube en ondes courtes (si elle amortit trop le résonateur précédent) ;
- diminuer la résistance interne apparente d'une pentode afin de la mieux adapter à un haut-parleur de faible impédance ;
- diminuer la distorsion d'amplitudes (non-linéaire) ;
- corriger l'inégalité de deux tubes montés en push-pull ;
- dans les répéteurs intercalés sur les câbles téléphoniques à grande distance, maintenir le gain au niveau désiré, malgré les variations du secteur, de la température, de l'humidité ; de même dans les amplificateurs de servomécanismes, calculateurs, compteurs de radiations...
- etc., etc. (1).

On peut même, en rendant habilement le coefficient  $k$  fonction de la fréquence suivant une loi imposée, effectuer ainsi une « sur-correction » compensant les défauts d'une autre partie du système : par exemple, remonter le niveau des fréquences très graves ou très aiguës.

Il y a dans toutes ces possibilités une mine inépuisable de perfectionnements. Aussi met-on partout de la contre-réaction. Nous nous bornons à citer quelques exemples :

Dans les récepteurs radio-électriques, le cas le plus simple et le plus fréquent est l'amélioration du dernier étage de puissance, où l'impédance interne et le taux d'harmoniques sont souvent un peu élevés (surtout avec les pentodes), tandis que le gain (avec un étage pré-amplificateur) est surabondant. Il est alors tout à fait logique d'absorber cet excédent de gain par un facteur de contre-réaction  $q$ , de l'ordre de  $1/3$  à  $1/5$ , ce qui réduit dans la même proportion les harmoniques. Quelques montages-types sont représentés fig. 7 :

Dans la fig. 7 *a*, on a réaction *en tension* par le potentiomètre  $R_2 R_1$  qui ramène sur la grille la composante  $k \cdot V_p = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_p$  (la capacité  $\Gamma$ , de réactance négligeable aux fréquences utilisées, a simplement pour but de couper la composante continue).

La fig. 7 *b* représente une variante dans laquelle, la grille étant alimentée par capacité  $C_g$  et résistance de fuite  $R_g$ , c'est cette résistance qui est prise comme base de potentiomètre, au lieu de  $R_1$ .

Dans la fig. 7 *c*, la composante de réaction est prise, non à partir de la plaque, mais au secondaire du transformateur de sortie : elle corrige donc les défauts de ce transformateur.

Dans ces trois montages, la résistance de polarisation de ca-

(1) Citons à titre de curiosité l'emploi suivant : une résistance  $R$ , couplée par capacité à l'entrée d'un étage à contre-réaction, se trouve présenter d'après (9) une résistance apparente  $R/q$ , pour les fréquences amplifiées, tout en gardant naturellement la valeur  $R$  pour le courant continu. Si donc cette résistance est utilisée comme charge de plaque d'un étage précédent, elle peut avoir une valeur élevée  $R_p$  en alternatif (d'où grande amplification), tout en ne provoquant qu'une chute minime de tension continue.

thode  $R_k$ , est supposée shuntée par une très grande capacité  $C_k$ , de manière à ne produire qu'une chute de tension continue, mais aucune chute de tension alternative.

Au contraire, dans le schéma fig. 7 d, la capacité  $C_k$  étant enlevée, il se produit aux bornes de  $R_k$ , non seulement la chute de tension continue servant à la polarisation moyenne de grille, mais aussi la chute alternative  $R_k \cdot I_p$  produisant le terme de contre-réaction en intensité  $r \cdot I_p$ .

Si la même valeur de  $R_k$  ne convient pas aux deux usages, on peut laisser subsister une capacité  $C_k$  réduite, ou de préférence recourir au montage 7 e, dans lequel la résistance  $R_k$ , shuntée par  $C_k$ , ne sert qu'à la polarisation, tandis que la résistance  $R_1$  ne sert qu'à la contre-réaction par la cathode (les résistances  $R_g$  et la capacité  $C_g$  étant assez grandes pour que nulle tension alternative ne soit dérivée par cette branche).

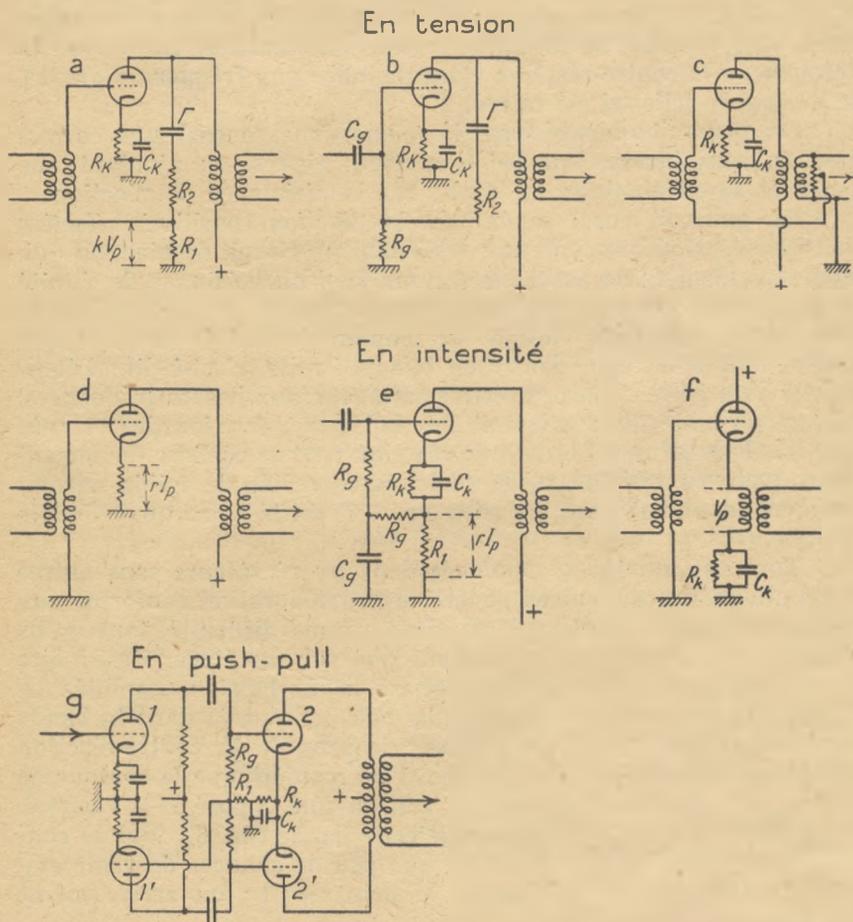


Fig. 7. — Montages à contre-réaction.

Avec la fig. 7 *f*, la contre-réaction est produite dans la cathode par le fait que la résistance d'utilisation s'y trouve intercalée : ce qui revient à injecter sur la grille —  $V_p$ , c'est-à-dire à avoir le vecteur de contre-réaction  $k = -1$  ; c'est la contre-réaction « totale » et le gain tombe à la valeur  $G/(1 + G)$  inférieure à l'unité : on retrouve, sous un autre nom, le montage « plaque à la masse » déjà étudié au chapitre AMPLIFICATION, formule 8, fig. 4.

Enfin la fig. 7 *g* donne un exemple d'application de la contre-réaction à l'« inversion » de tension nécessaire au push-pull. (Voir AMPLIFICATION BASSE FRÉQUENCE, fig. 13). La lampe 1 étant excitée, une fraction de tension amplifiée et inversée se produit dans  $R_1$  et se trouve amenée sur la grille de 1' qu'elle excite à son tour ; l'équilibrage est automatique, car la tension amplifiée de 1' produit dans  $R_1$  un effet analogue en sens inverse jusqu'à la compensation.

Si, dans ces montages, les capacités telles que  $\Gamma$  dans 7 *a*,  $C_o$  dans 7 *e*... n'offrent pas une valeur suffisante pour que leur réaction soit toujours négligeable, le taux de réaction varie avec la fréquence : la contre-réaction étant moindre aux fréquences graves, le niveau de celles-ci est relevé.

On pourrait obtenir (parfois même dans ce cas) une correction en sens inverse sur les fréquences aiguës, en ajoutant une capacité supplémentaire en shunt sur la résistance de réaction.

On pourrait aussi généraliser la réaction (positive) sélective considérée précédemment, en constituant un circuit de réaction qui, non seulement fasse passer le facteur  $k.g$  au voisinage de l'unité pour une certaine fréquence, mais encore prenne, de part et d'autre, des valeurs négatives élevées, de manière à obtenir une brusque augmentation de gain dans une bande étroite, c'est-à-dire l'équivalent d'un filtre. Cela peut être avantageux aux basses fréquences, où un véritable filtre exigerait des bobines à fer, lourdes et coûteuses, alors qu'un tel circuit de réaction peut se réaliser facilement avec quelques résistances et quelques capacités de faible encombrement (sans bobines), formant un « *T ponté* » ou un « *double T* » (1).

Tous ces montages, employés dans les récepteurs sans autres précautions, fournissent en général une amélioration conforme aux espérances. Ils ne soulèvent, en effet, aucune difficulté, tant qu'ils

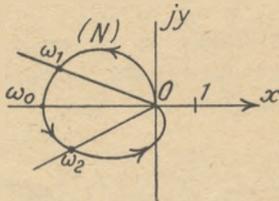


Fig. 8.

ne portent que sur un étage, c'est-à-dire que la phase de la tension amplifiée ne tourne que peu ( $< \pm \pi/2$ ) dans la bande transmise : le sens de la contre-réaction étant choisi de manière que le contour de NYQUIST soit du côté opposé à  $+1$  vers le milieu de cette bande (fig. 8), tout ce contour n'a que peu de chances de venir embrasser le point  $+1$  ; on arrive même

(1) Voir, par exemple, VACUUM TUBE AMPLIFIERS, Chap. X, ou MILLER, Wtr. Eng., janvier 1950, 26-29.

assez aisément à ce que le vecteur  $ON$  varie peu de dimension dans la bande utile  $\omega_1 \omega_2$  : la contre-réaction est uniforme et stable.

### PRECAUTIONS A PRENDRE DANS LA CONTRE-REACTION SUR PLUSIEURS ETAGES.

9.34. — Il en est autrement lorsque l'on veut réaliser des taux de contre-réactions élevés dans des amplificateurs à nombreux étages. On observe alors fréquemment des courbes de réponse avec pointes imprévues (fig. 9) et même des accrochages d'oscillations incoercibles, et la contre-réaction fait plus de mal que de bien.

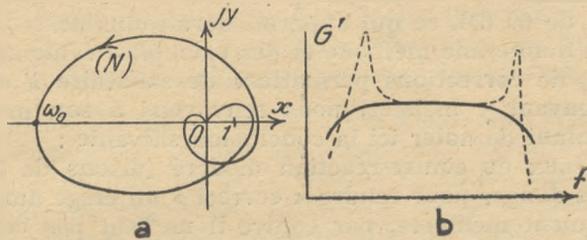


Fig. 9.

Ceci s'explique encore aisément par la règle de NYQUIST. Dire que le taux de contre-réaction est élevé, c'est dire que le diamètre du contour  $N$  est beaucoup plus grand que l'unité. Evidemment, par le choix de la phase initiale, on rendra négative la plus grande dimension de ce contour (fig. 9) ; mais, si l'amplificateur comporte plusieurs étages, les organes de couplage et capacités parasites y produisent, quand la fréquence varie, une rotation de la phase du vecteur  $g$ , pouvant atteindre et dépasser  $180^\circ$  et même  $360^\circ$ . Le contour  $N$  décrit donc autour de l'origine plusieurs boucles, avec une grande probabilité d'entourer le point  $+1$  (d'où instabilité) — ou du moins d'en passer très près (d'où réaction positive importante).

On ne peut donc envisager des taux de contre-réaction élevés dans un amplificateur à nombreux étages, que si l'on sait se rendre maître de la phase du vecteur  $g \cdot k$  (donc aussi de son amplitude, puisqu'il existe une relation obligée entre les deux, comme il a été vu précédemment). Une certaine régularité minimum de ce vecteur est indispensable, non seulement dans la bande transmise, mais surtout au voisinage des frontières, et même assez largement au-delà.

Un calcul de BODE (1) — soumis à quelques restrictions, mais suffisant pour les indications pratiques de construction des ampli-

(1) Déjà mentionné au chap. SÉLECTIVITÉ : BODE, « Network analysis of feedback amplifier design ». — Voir aussi VACUUM TUBE AMPLIFIERS, (M. I. T.), chap. IX.

ificateurs — a montré que plus la variation d'amplitude est rapide dans un intervalle de fréquences donné, plus la variation de phase est également prononcée ; lorsque le gain décroît comme  $1/\omega^n$ , la phase tourne de  $N\pi/2$  au moins ; il en résulte que pour maintenir le contour de NYQUIST dans le demi-plan négatif, il faut  $N < 2$ , c'est-à-dire une variation inférieure à 12 dB par octave (il sera même prudent de ne pas dépasser 10), ce qui, en général, et sauf construction spéciale, limite à 2 (au maximum 3) le nombre d'étages ; et cette condition devra être tenue non seulement dans la bande exigée, mais beaucoup plus loin : 4 octaves de plus (soit 64 Mc pour une bande utile de 4 Mc), pour un gain de réaction de 30 dB, qui constitue presque le maximum pratiquement admissible ; 6 octaves de plus (soit 400 Mc) pour un gain de réaction de 60 dB, ce qui apparaît déraisonnable.

BODE a donné une méthode et des exemples, évidemment assez compliqués, de corrections permettant de satisfaire à ces exigences ; ne pouvant y insister, nous renvoyons à son mémoire, en nous contentant de noter ici la conclusion suivante :

Si un taux de contre-réaction modéré (disons de 2 à 5) est utile et sans danger pour rendre « correct » un étage amplificateur, intrinsèquement médiocre, par contre il ne faut pas croire qu'un taux de contre-réaction élevé rendra parfait un amplificateur complet quelconque ou défectueux ; au contraire, l'opération risque d'être désastreuse. Une contre-réaction poussée n'est intéressante que pour améliorer, à un point exceptionnel, la fidélité ou la stabilité d'un amplificateur déjà excellent dans une bande beaucoup plus étendue que la bande finalement nécessaire (et dans lequel on accepte une diminution appréciable de gain).

On comprend ainsi pourquoi les amplificateurs de video-fréquence en télévision et radar n'ont, en général, rien à gagner de la contre-réaction.

## REACTIONS PARASITES. — LEUR REDUCTION.

9.35. — Dans ce qui précède, nous avons représenté le couplage de réaction par un organe additionnel, volontairement surajouté. Mais ce n'est là qu'un aspect très incomplet du problème. Outre cette réaction voulue, il existe toujours dans un amplificateur une certaine réaction *parasite*, due aux couplages accidentels internes entre les étages ; elle peut produire les mêmes effets, mais à doses incontrôlables : instabilités et amorçages d'oscillations, irrégularités de gain, distorsions, changements d'impédance d'entrée et de sortie, de sélectivité, etc. (1). Il est important, et parfois très difficile, de maîtriser ces phénomènes.

(1) Par exemple, il est difficile d'obtenir que la régulation du gain ne fasse pas varier la largeur de bande, de 10 à 20 %.

Pour une première analyse, on peut subdiviser ces couplages parasites en trois types :

1° *Couplages mutuels entre connexions et organes de liaison ou d'accord des différents étages* : fils à trajets parallèles, capacités entre armatures voisines, inductions mutuelles entre bobines des résonateurs ou transformateurs successifs, etc...

Ces couplages sont difficiles à soumettre au calcul ; mais, en généralisant la condition d'entretien (13), on voit que, dans un amplificateur à gain élevé  $\mu$ , un très faible couplage  $M$  suffit à perturber le fonctionnement.

Les remèdes sont :

— la disposition matérielle des étages et organes de liaison dans l'ordre de succession du schéma électrique, de manière que les tensions amplifiées ne voisinent pas avec les tensions d'entrée ;

— de même, un câblage préférant la logique à l'esthétique (?), c'est-à-dire évitant les coudes, les faisceaux, les allongements et augmentations inutiles de surfaces des circuits : en particulier, les commutateurs, carrefours dangereux de connexions, doivent être stratégiquement placés pour réduire les longueurs au minimum, les « masses » doivent être prises en certains points du châssis et non pas en d'autres ;

— l'emploi de bobines à noyaux magnétiques fermés ou toroïdaux, à faible champ extérieur ;

— le blindage de tous les organes, à divers degrés : depuis les capots et gaines en aluminium mince des bobines, lampes, blocs de condensateurs, connexions d'entrée et de grilles... dans les récepteurs d'amateurs, jusqu'aux mêmes capots en cuivre rouge épais, avec joints vissés étanches et construction en compartiments séparés, de certains récepteurs professionnels.

2° *Impédances en série dans des fils communs d'alimentation ou de liaison*. — Si, par exemple (fig. 10), la source de tension  $V_{po}$  présente une impédance interne  $z$  appréciable pour la pulsation à amplifier  $\omega$ , le passage du courant-plaque de la dernière lampe,  $I_{pn}$ , y provoque la chute de tension  $z \cdot I_{pn}$ , qui se trouve appliquée à toutes les plaques précédentes, et notamment à la plaque  $P_1$  qui la transmet à la grille  $G_2$  ; d'où, en appelant  $g$  le gain entre cette grille et la sortie, le coefficient de réaction :

$$r \cdot I_{pn} = \frac{g \cdot z}{Z_p} V_{pn} .$$

Le remède consiste à shunter la résistance interne par une capacité  $\Gamma$  assez grande pour que sa réactance devienne négligeable

(fig. 10) ou, même, à placer dans chaque circuit de plaque une cellule de filtrage rudimentaire avec résistance  $r_n$  de découplage (remplaçant une self) et capacité  $\Gamma_n$  (fig. 11).

Toutefois, si l'on veut éviter tout couplage jusqu'aux basses fréquences (télévision, 25 c/s), cela conduit à des valeurs élevées de capacités et à un encombrement considérable.

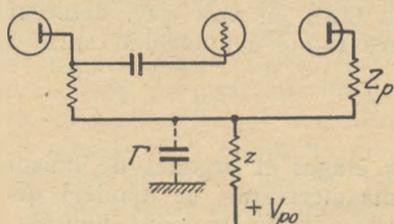


Fig. 10. — Couplage par impédance commune sur l'alimentation.

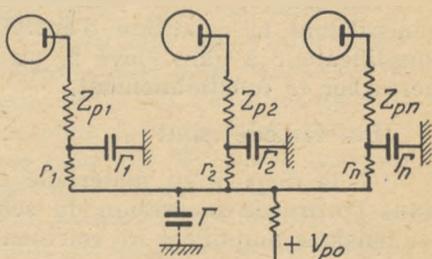


Fig. 11. — Cellules de découplage.

La même remarque vaut pour l'alimentation des grilles-écrans, et même des cathodes ; en O. T. C. on y place même parfois un circuit-bouchon.

Elle vaut aussi pour la connexion commune de polarisation de grilles servant à la régulation automatique de gain (voir plus loin).

3° Capacités internes des lampes. — Tous les couplages parasites par connexions ou liaisons étant supprimés, le problème n'est pas résolu pour autant : il subsiste des couplages internes par les capacités des lampes, et notamment la capacité « grille-plaque ».

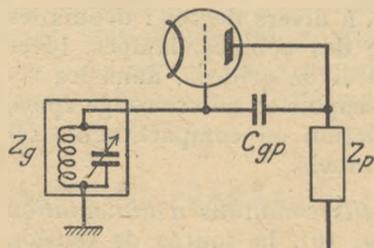


Fig. 12. — Réaction par la capacité grille-plaque.

En effet, cette capacité  $C_{gp}$  forme « potentiomètre » avec l'impédance de grille  $Z_g$  en ramenant sur la grille la tension partielle (fig. 12) :

$$k \cdot V_p = (-V_p) \frac{|Z_g|}{Z_g + \frac{1}{jC_{gp}\omega}}$$

ou, en supposant  $C_{gp}$  petit, sensiblement :

$$- V_p \cdot Z_g \cdot j \cdot C_{gp} \cdot \omega.$$

Or, le gain sans réaction étant :

$$G = \frac{\mu}{1 + R_s/Z_p},$$

le vecteur de NYQUIST est :

$$G \cdot k = -Z_g \cdot j \cdot C_{gp} \cdot \omega \frac{\mu}{1 + R_i/Z_p}$$

Si l'on veut avoir la certitude d'une grande stabilité sans accrochage, quels que soient les désaccords de  $Z_p$  et  $Z_g$ , il faut que le module de ce vecteur soit inférieur à l'unité :

$$(16) \quad |G \cdot k| \leq 1 \quad \text{c.-à-d.} \quad |Z_g| \leq \left| \frac{1 + R_i/Z_p}{\mu \cdot C_{gp} \cdot \omega} \right|$$

condition qui, si  $Z_g$  est formé d'un résonateur  $L_g C_g R_g$ , avec :

$$Z_g = \frac{L_g}{C_g R_g} = \frac{Q_g}{C_g \omega}$$

peut s'écrire :

$$(17) \quad C_g \geq \frac{\mu \cdot Q_g}{1 + R_i/Z_p} C_{gp}$$

(que l'on simplifie parfois, à tort d'ailleurs, en :

$$C_g > \mu \cdot Q_g \cdot C_{gp}.)$$

Par exemple, avec des pentodes à pente normale, on a les ordres de grandeur :

$$\begin{array}{lll} \mu = 1.000 & C_{gp} = 10^{-14} \text{ F.} & G_g = 100 \\ R_i = 10^6 & Z_p = 2,5 \cdot 10^5 \text{ ohms} & \end{array}$$

d'où :

$$C_g \geq \frac{10^3 \cdot 10^3 \cdot 10^{-14}}{1 + 10/2,5} = 0,2 \text{ m}\mu \text{ F.}$$

valeur qui ne serait normalement pas atteinte au début des gammes ondes courtes ; l'accrochage est donc possible avec de tels étages à circuits grille et plaque accordés. C'est bien ce que l'on constate et qui limite l'amplification de tels étages : aussi réduirait-on au minimum la capacité  $C_{gp}$  en réduisant les connexions internes, les broches, les culots, et mieux en faisant sortir grille et plaque de deux côtés opposés, avec blindage intermédiaire à l'intérieur et à l'extérieur (fig. 13).

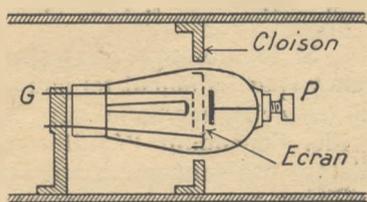


Fig. 13. — Réduction de la réaction par capacité  $C_{gp}$ .

C'est aussi pourquoi il serait illusoire d'employer des pentodes à très grande pente avec des circuits à haute surtension : le gain



donc été progressivement éliminés par la solution « pentode » avec ses autres avantages (1).

A priori, il serait d'ailleurs également possible de neutrodiner des pentodes ; mais les capacités à compenser sont alors si faibles, qu'il est difficile de ne pas introduire, en voulant les corriger, de nouvelles capacités parasites encore plus gênantes.

Nous avons raisonné ici sur un seul étage. Le problème s'aggrave, bien entendu, s'il y en a plusieurs, et c'est pourquoi il est impossible d'en ajouter indéfiniment les uns au bout des autres. Un gain total de l'ordre de 100 dB sur la même fréquence semble à peu près le maximum réalisable en prenant avec soin toutes les précautions ci-dessus (2).

## EMPLOI SIMULTANE DE REACTIONS POSITIVE ET NEGATIVE.

9.36. — La réaction « positive » n'est pas exclusive de la réaction « négative » et leurs effets ne s'annulent pas toujours. On peut, par exemple, par contre-réaction, stabiliser le gain et par suite le niveau d'oscillation d'un générateur comportant un couplage à réaction positive d'entretien ; on peut combiner la réaction en tension avec la contre-réaction en intensité, pour modifier arbitrairement le gain et l'impédance interne, compenser, par une réaction positive sur un étage, la diminution de gain produite par une réaction globale négative (3). C'est très « à la mode ».

## SUPER-REACTIONS.

9.40. — L'amorçage d'oscillations entretenues dans un amplificateur à réaction met en jeu une énergie (empruntée à la source locale de tension plaque) énormément plus grande que celle reçue d'un signal faible. Aussi les inventeurs ont-ils fréquemment cherché à l'utiliser en le faisant déclencher par l'arrivée du signal. Toutefois, cet amorçage, une fois produit, étant irréversible, il faudra supposer le fonctionnement intermittent, avec un mécanisme extérieur arrêtant périodiquement les oscillations et ramenant le système à son état initial de sensibilité.

Envisagé dans différents brevets du temps de la télégraphie, ce genre de « super-réaction » n'a été réellement employé que vers 1922, lorsque ARMSTRONG réussit à le mettre au point pour la téléphonie, avec fréquence de modulation super-audible. Il a conservé

(1) Dans le montage des triodes « avec grille à la masse » (AMPLIF., fig. 3), cette grille à la masse joue le rôle d'écran, et l'on bénéficie de certains avantages de la pentode au point de vue stabilité. D'où la préférence parfois donnée à ce montage en ondes courtes.

(2) Pour lutter contre les instabilités dans les amplificateurs, on conseille aussi parfois de couper la chaîne d'amplification et, introduisant d'un côté une tension à fréquence variable, de mesurer la grandeur et la phase de la tension recueillie de l'autre côté, afin de tracer un diagramme de NYQUIST et d'en déduire les changements à apporter.

(3) MILLER, *Electronics*, Mars 1950, 106-109.

depuis une certaine zone d'application, pour les ondes « ultra-courtes » où les procédés habituels sont plus ou moins en échec.

ARMSTRONG ne donnait d'ailleurs de son appareil qu'une théorie extrêmement sommaire. « Si, disait-il (1), on introduit par réaction dans un résonateur une composante de résistance négative qui l'emporte sur la résistance positive, de manière que la résistance totale soit effectivement négative, il suffira d'une f.e.m., si petite soit-elle, pendant un temps très court, pour amorcer des oscillations qui croîtront ensuite jusqu'à l'infini — pratiquement, jusqu'à saturation du système ».

Nous avons fait observer peu après que cette explication devait être rectifiée, car, si les oscillations sont déclanchées pareillement par toutes les f.e.m., si petites et si brèves soient-elles, on ne comprend plus comment le signal peut être distingué des brouilleurs et parasites, et comment peut subsister une sélectivité quelconque. Il faut donc examiner de plus près comment s'exerce l'action du signal, non seulement après que la résistance est devenue négative, mais surtout *avant*. D'autre part, on peut obtenir plusieurs fonctionnements assez différents, dont il faut rendre compte (2).

## PRINCIPE.

9.41. — L'explication élémentaire de la super-réaction semble être la suivante :

Nous rappelons que, dans un résonateur où L, C, R sont constants, le courant sous l'action d'une f.e.m. extérieure  $E \cdot \sin \omega t$ , est donné par l'équation de base :

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = \frac{d(E \cdot \sin \omega t)}{dt}$$

dont la solution, pour les circuits peu amortis et en négligeant les déphasages, est de la forme :

$$(18) \quad \left( \text{pour } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \right) \quad i = \frac{E}{R} \left( 1 - e^{-\frac{R}{2L} t} \right) \sin \omega t,$$

de laquelle on déduit, dans le cas habituel de R positif, la croissance asymptotique des oscillations vers le régime permanent.

Mais la solution mathématique est encore valable pour R *négatif* et indique, dans ce cas, une croissance exponentielle et illimitée avec le temps (c'est ce qui avait été mentionné dans la discussion de la stabilité suivant NYQUIST). Même dans le cas de R

(1) Onde Electrique, 1922, p. 626.

(2) P. L'AVIN, Onde Electrique, 1928, p. 217-259.

tendant vers zéro, il n'y a aucune difficulté ; l'équation réduite à deux termes ou le développement en série de (18) donnent :

$$(19) \quad i = \frac{E}{2L} t \cdot \sin \omega t.$$

L'amplitude croît proportionnellement au temps.

Supposons maintenant que la résistance R devienne *variable avec le temps*, périodiquement avec une fréquence  $\varphi$  assez faible pour que cette variation soit *lente* vis-à-vis des oscillations haute fréquence (fig. 16, courbe I : l'échelle n'étant même pas respectée ; par exemple  $\varphi = 10$  Kc et la haute fréquence  $F = 10$  Mc). Nous pourrons, en première approximation, analyser ce qui se passe, en décomposant le temps en intervalles assez courts, dans chacun desquels nous supposerons R *constant*, et en appliquant à chacun les formules ci-dessus.

En particulier, si R est tantôt positif, tantôt négatif, l'appareil sera donc tantôt un récepteur plus ou moins sensible, tantôt un « émetteur » en régime plus ou moins transitoire, croissant ou décroissant.

Prenons (fig. 16) comme instant initial  $t_0$  celui où la résistance est positive et maximum ; l'appareil est un récepteur relativement amorti ; sous l'effet du signal (courbe II), le courant prend, en un temps très court, sa valeur de régime permanent, et celle-ci est faible.

La résistance allant en diminuant avec le temps, la f.e.m. du signal induit des courants croissants, mais qui n'atteignent plus leur régime permanent si la constante de temps est trop grande. Cependant, l'amplitude va en augmentant jusqu'à la valeur  $I_1$  à l'instant  $t_1$  où la résistance s'annule (aux environs immédiats de ce point, c'est, d'après (19), la self-induction qui limite la vitesse de croissance, mais celle-ci n'est en aucun cas infinie).

A partir de l'instant  $t_1$ , la résistance totale devient négative, le système ne se comporte plus en récepteur, mais en émetteur ; c'est-à-dire que le régime forcé dû au signal devient complètement négligeable par rapport aux oscillations libres qui croissent exponentiellement — l'énergie étant fournie par la réaction, c'est-à-dire par la batterie de plaque de l'amplificateur ; leur amplitude  $I_3$ , atteinte à l'instant  $t_3$  où la résistance redevient nulle, peut donc être *incomparablement* plus grande que l'amplitude  $I_1$  au départ — beaucoup plus que l'échelle des figures ne permet de l'indiquer.

A l'instant  $t_3$ , la résistance totale redevenant positive, les oscillations s'amortissent : au bout d'un temps suffisant, elles sont pratiquement éteintes et le cycle peut recommencer.

Ce schéma général est susceptible de variantes, suivant l'amplitude de variation de R et les autres paramètres.

## Super-réaction « linéaire » téléphonique.

9.411. — Admettons que :

1) pendant la croissance des oscillations, la saturation de l'amplificateur n'est jamais approchée, de sorte que son gain et sa réaction restent indépendants de l'amplitude ;

2) les oscillations libres, nées lors d'une période de modulation, sont entièrement éteintes au début de la suivante, et sans effet sur elle.

Alors, l'amplitude atteinte par les oscillations forcées, à l'instant  $t_1$ , soit  $I_1$ , est proportionnelle à la f.e.m. du signal pendant cette période ; en outre, dans la croissance exponentielle postérieure à l'instant  $t_1$ , l'amplitude atteinte ne modifiant pas la loi de variation de la résistance, la formule (18) sera toujours valable, et cette

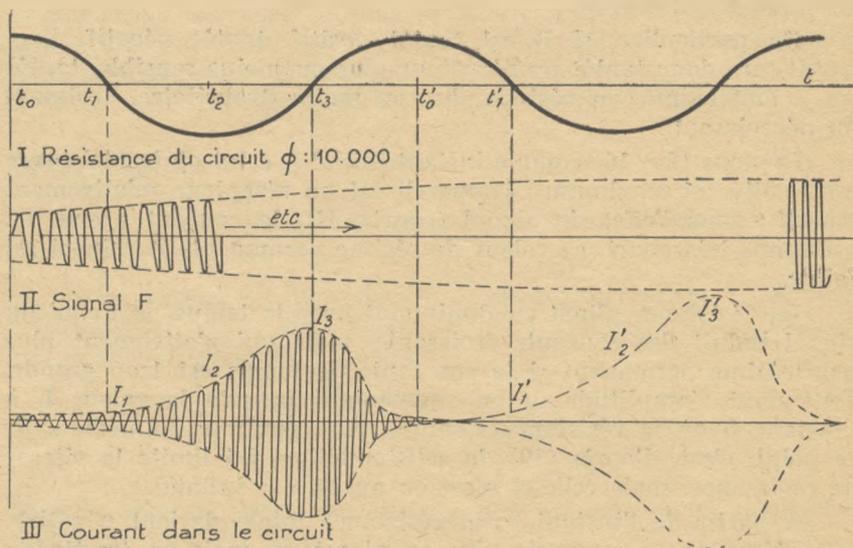


Fig. 16. — Super-réaction téléphonique.

amplitude atteinte restera proportionnelle à l'amplitude initiale  $I_1$ . Donc, en particulier, l'« enveloppe » des maximums  $I_3$  sera sensiblement proportionnelle à la valeur de  $E$  pendant la fraction de période de modulation  $t_0 - t_1$  ; et, si le signal  $E$  est modulé, cette enveloppe reproduira la modulation de  $E$ , sous réserve de l'interruption périodique à fréquence  $\varphi$ . Mais si cette intermittence est assez rapide, super-audible, la téléphonie demeure possible.

Ce fonctionnement est schématiquement représenté figure 16. L'amplification qu'il peut fournir apparaît théoriquement illimitée, car en introduisant une résistance négative suffisante, on peut faire

croître les oscillations  $I_3$  dans une proportion aussi grande que l'on veut ; il s'agit d'exponentielles, et des valeurs très admissibles de  $-R$  suffisent à donner au rapport  $I_3/I_1$  des valeurs énormes.

En fait, bien entendu, on sera limité par le rapport signal/bruit, c'est-à-dire par les parasites, l'agitation thermique des circuits et des lampes. Leur effet ne sera pas forcément tout à fait le même que dans un amplificateur ordinaire : le bruit de fond continu, d'énergie proportionnelle à la largeur de bande, sera *plus à craindre*, parce que la super-réaction est peu sélective (l'effet d'accumulation du signal dans le résonateur ne s'exerceant que pendant une courte fraction de la période de variation de  $R$ ). Par contre, des parasites très brefs et très violents seront *moins gênants*, parce que leur effet ne se manifesterait que pendant une période de variation de  $R$ , les oscillations libres qu'ils ont provoquées s'éteignant naturellement avec celles propres du système.

Ces prévisions sont bien confirmées par l'expérience. Même hachée à fréquence 10 ou 20 Kc, la téléphonie demeure acceptable ; et l'on peut régler la dose de résistance négative introduite pour conserver une quasi-linéarité. La réception d'un signal faible n'est jamais limitée par la sensibilité absolue, mais par la montée du bruit de souffle quand on pousse la réaction. La sélectivité est médiocre : largeur de bande habituelle 50 à 200 Kc en ondes décimétriques, 300 à 500 Kc en ondes métriques.

La super-réaction constitue donc un mode assez spécial de réception : inutilisable en ondes longues ou moyennes, où la fréquence porteuse n'est pas assez grande par rapport aux fréquences d'interruption super-audible, mais permettant en ondes courtes ou très courtes, une très grande amplification avec un nombre de lampes réduit. On l'emploie encore dans des appareils portatifs ou d'avions, des « répondeurs » de radar, etc.

### Super-réaction « anti-brouillage ».

9.412. — En proportionnant autrement les constantes du système, et notamment la dose de réaction, on peut obtenir des fonctionnements assez différents du premier.

Par exemple, on peut pousser la réaction jusqu'à ce que les oscillations libres, même produites par un signal faible, saturent l'amplificateur (et même, pour plus de sûreté, le détecteur). L'amplitude  $I_3$  est alors indépendante de  $I_1$ . La réception téléphonique est naturellement impossible, toute modulation partielle étant étouffée. Mais l'arrivée d'une onde entretenue se traduisant alors par le silence total dans les récepteurs, tandis qu'en son absence le souffle est perceptible avec force, il suffit de découper l'émission par une modulation totale, pour que cette modulation redevienne audible (fig. 17). Les intervalles *ab, cd...* où passent les éléments de signal, sont ceux où le détecteur est bloqué ; les intervalles *bc, de...* de silence de l'émission sont ceux où le détecteur est débloqué. La variation, bien

qu'en sens inverse du sens normal, est perceptible de la même façon.

L'avantage est qu'un brouillage *intermittent*, même extrêmement puissant (courbe III), n'exerce plus *aucun* effet pendant les

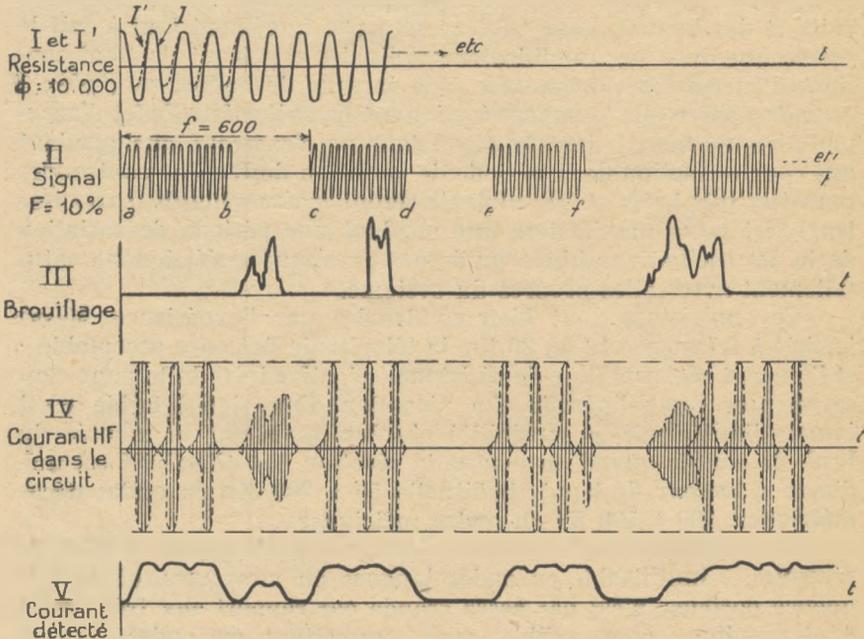


Fig. 17. — Super-réaction anti-brouillage.

intervalles où le système est saturé et ne peut agir que par substitution au signal pour saturer *de temps en temps*, dans des intervalles tels que *bc*, produisant ainsi une légère baisse de régularité ou de force dans la modulation ; mais cette gêne est sans aucun rapport avec celle qu'aurait donnée l'action directe sur un récepteur habituel. On peut, par exemple, continuer à recevoir et même à enregistrer automatiquement (en ondes courtes), jusque sous l'antenne d'un poste à ondes amorties (étincelles) de 12 KW, c'est-à-dire dans un champ brouilleur de plusieurs milliers de volts par mètre, audible en haut-parleur sur une seule lampe détectrice sans connexion d'antenne.

Naturellement ce système, exigeant un signal fort (et facilement brouillé par une onde entretenue, qui sature en permanence le récepteur) est d'un emploi exceptionnel.

### Super-réaction « stroboscopique ».

9.413. — Une troisième variante est obtenue en supposant que les oscillations libres, nées dans une période, ne sont pas éteintes

au début de la suivante, mais se combinent avec le signal ; pour un léger désaccord entre la fréquence de ce signal ( $F$ ) et la fréquence  $F'$  propre du récepteur, il y aura des « battements » comme dans un « autodyne » (changement de fréquence). Mais, en outre, ces battements seront découpés par l'intermittence locale à fréquence  $\varphi$ , de telle sorte que l'on entendra, non seulement le sifflement audible habituel ( $F - F'$ ), mais également une suite de sifflements de chaque côté, chaque fois que  $\frac{(F - F')}{n\varphi}$  sera audible.

Ce fonctionnement a été quelquefois employé pour recevoir des ondes entretenues instables (la présence de nombreux sifflements rendant cette instabilité bien moins dangereuse) ; mais surtout, on le réalise parfois *sans le vouloir*, en ne produisant pas dans le récepteur aux instants  $t_0$  une résistance positive suffisante pour assurer l'extinction des oscillations : les sifflements pouvant alors être très gênants pour la réception téléphonique, il est intéressant d'en comprendre la raison pour y porter remède.

### Montages pratiques de super-réaction.

9.414. — Tout montage « à réaction » peut être transformé pour la super-réaction, en lui adjoignant un dispositif qui fasse varier périodiquement

la résistance totale, c'est-à-dire qui déplace périodiquement le point de fonctionnement moyen en l'amenant tantôt dans une région des caractéristiques où l'amortissement est grand et la réaction faible tantôt, au contraire, dans une région où la réaction est énergique. On peut dans ce but changer le potentiel moyen de grille, ou de plaque, ou les deux à la fois, par couplage avec une lampe oscillatrice séparée, ou par auto-modulation du même tube.

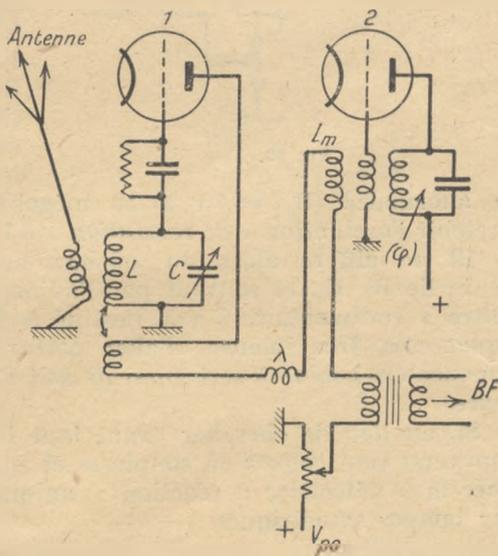


Fig. 18.

Par exemple (fig. 18), prenant une lampe détectrice à réaction ordinaire, on intercalera sur la connexion de plaque une bobine  $L_m$  couplée avec un oscillateur à la fréquence auxiliaire d'inter-

mittence  $\varphi$  ; d'autre part cette connexion aboutira non directement à la source haute tension, mais sur un potentiomètre permettant de régler à volonté la tension effective de 0 à  $V_{po}$ .

Il est clair qu'en ajustant ce réglage et celui du couplage de  $L_m$ , on pourra doser à volonté les résistances positive et négative introduites par le tube 1 dans le résonateur  $L C$ , et par suite obtenir l'un ou l'autre des fonctionnements ci-dessus décrits.

Au lieu de deux lampes distinctes 1 et 2, on peut évidemment prendre une lampe multiple, par exemple une heptode ou octode, dont la partie « triode oscillatrice » servira à produire la variation à fréquence  $\varphi$ .

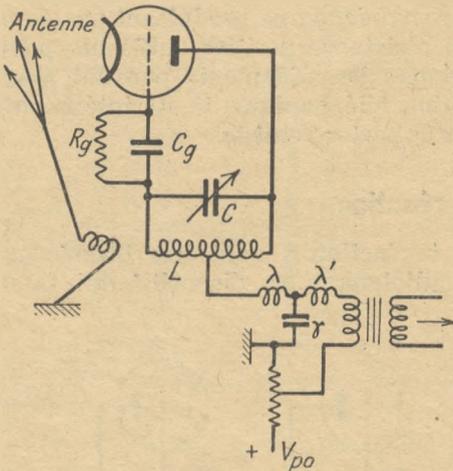


Fig. 19.

On peut même faire jouer les deux rôles à la fois par la même lampe triode (ou pentode) unique, oscillant en permanence à la fréquence  $\varphi$ , et, pendant une fraction de cette période, à la fréquence  $F$  sous l'effet du signal. On pourrait, à cette intention, intercaler dans les circuits de grille et de plaque les éléments d'entretien  $L\varphi$ ,  $C\varphi$ , habituels. Il est ordinairement suffisant de forcer la réaction et de donner au condensateur shunté de détection des valeurs un peu anormales ( $R_v = 5$  à  $10$  mégohms par exemple), pour entretenir l'oscillation « de relaxation » à la fréquence  $\varphi$ . Le schéma fig. 19 ne diffère alors du schéma habituel (1) que par ces valeurs de  $R_v$ ,  $C_v$ , et souvent par l'adjonction sur la plaque d'un « filtre » rudimentaire  $\lambda \gamma \lambda'$  destiné à empêcher l'oscillation de fréquence  $\varphi$ , très intense, d'aller perturber l'amplification basse fréquence (la bobine  $\lambda$  sert aussi de self d'arrêt pour la haute fréquence).

Si, au lieu de chercher avant tout l'économie du nombre de lampes, on veut gagner en souplesse et en puissance, on peut remplacer la « détectrice à réaction » unique 1 par un ensemble de deux lampes symétriques.

## REMARQUES.

9.42. — 1° On dit parfois, que la super-réaction produit un bruit

(1) Et aussi par le fait que parfois (comme sur la fig. 19), la résistance de grille  $R_g$  aboutit à la tension moyenne de plaque au lieu de cathode. Cela facilite la production des oscillations de relaxation.

de « chute d'eau » caractéristique. Il faut entendre par là qu'elle permet toujours une amplification suffisante pour que le souffle des lampes et des circuits devienne fortement audible ; mais ce bruit est absolument le même que l'on aurait avec un amplificateur d'un autre type et donnant le même gain. Il disparaît d'ailleurs lors de la réception d'une onde entretenue forte : c'est que le récepteur est alors « verrouillé » par une saturation régulière, comme expliqué au fonctionnement « antibrouillage ».

2° On peut réaliser des fonctionnements intermédiaires entre les trois décrits ci-dessus ; en particulier, entre le régime « téléphonique » et le régime « antibrouillage », on peut placer un régime où l'amplitude moyenne détectée croît *moins vite* que le signal, et décorer ce résultat du nom de « super-réaction à régulation automatique du gain » ; mais il est évident que la modulation téléphonique de l'onde reçue, est alors partiellement étouffée par cette « régulation » (puisque'il n'y a pas, comme dans une vraie régulation, de constante de temps appréciable).

---

## CHAPITRE IX (suite)

# RÉGLAGES MANUELS ET AUTOMATIQUES COMPLÉMENTS

9.50. — Les principales performances des récepteurs étant variables dans de larges limites, elles doivent être, à chaque instant, adaptées aux circonstances, par des *réglages* précis.

Pour ne pas alourdir les précédents chapitres, nous n'avons pas discuté en détail l'exécution de ces réglages. Il y a cependant là un point très important sur lequel nous revenons pour finir.

En principe, c'est à l'utilisateur qu'il appartient d'ajuster, à chaque instant, la sensibilité, l'accord, la sélectivité... de son appareil, dans les limites mises à sa disposition par le constructeur, suivant la force du signal qu'il reçoit, le niveau de sortie qu'il désire, l'intensité des brouilleurs et des parasites. Aussi, la plupart des réglages sont-ils d'abord *manuels*. Cependant, l'opérateur peut être surchargé d'autres besognes (pilote d'avion) ou d'une compétence technique limitée (auditeur de radio-diffusion), et des retouches trop fréquentes sont toujours fastidieuses. La tendance est donc de généraliser les mécanismes de *réglage automatique*, dont la fidélité et la vitesse d'action peuvent dépasser les capacités d'un opérateur et qui, dans tous les cas, lui facilitent la tâche.

Nous examinerons successivement les opérations complémentaires de réglage à faire pour doser la sensibilité ou le gain pour assurer l'accord exact sur le signal, la protection maximum contre les brouilleurs (sélectivité, limitations d'amplitude), enfin la fidélité et la correction des distorsions.

### REGLAGE DE SENSIBILITE.

9.51. — Les récepteurs actuels ayant presque invariablement une forte « réserve » de sensibilité, il importe de ne mettre à chaque moment en action que l'amplification nécessaire pour atteindre le niveau de sortie désiré. Tout excès serait nuisible au rendement de la transmission ou à l'agrément de l'auditeur.

Cela peut paraître très simple : on peut toujours affaiblir, en un point quelconque, les courants amplifiés, ou ne transmettre d'un

étage à l'autre qu'une partie des tensions disponibles : par transformateurs ou potentiomètres à rapports variables, etc. C'est ce que l'on fait entre deux points où les niveaux varient peu et rarement : détection et appareil de sortie, c'est-à-dire amplificateur basse fréquence.

La question se complique quand il s'agit de l'amplification haute et moyenne fréquences : en effet, des variations de plusieurs puissances de 10 sont nécessaires, non seulement lorsque l'on passe de la réception d'un poste fort à celle d'un poste faible, mais aussi, lors de l'écoute d'un poste déterminé lointain, lorsque les variations en cours de propagation (« évanouissements », « fading ») modifient continuellement l'intensité du champ reçu dans une proportion de cet ordre ; en particulier, sur ondes courtes, des changements dans le rapport de 1 à  $10^8$  peuvent se produire en des temps de l'ordre de la seconde, et même moins. Des corrections aussi étendues et aussi rapides ne sont pas concevables avec des moyens aussi rustiques qu'un potentiomètre commandé à la main. Il faudra rechercher un *asservissement automatique* extrêmement puissant, produit dans les lampes elles-mêmes.

### Réglage manuel du gain en basse fréquence.

9.511. — Le niveau de la détection étant supposé maintenu presque constant, par la régulation qui va être étudiée plus loin, le dosage du gain en basse fréquence a simplement pour objet de permettre à l'utilisateur d'adapter le niveau de sortie à ses convenances momentanées : bruits extérieurs en téléphonie, éclairage moyen en télévision... ; il permettra aussi, éventuellement, de corriger le vieillissement des tubes et les petites inégalités lors de leur remplacement.

Un rapport de variation de l'ordre de quelques unités semble a priori suffisant ; il est facilement obtenu à peu de frais et sans efforts excessifs pour l'utilisateur, par un potentiomètre <sup>(1)</sup> qui peut agir de plusieurs façons :

1° La plus simple et la plus répandue (fig. 20) consiste à ne pas amener sur la grille du premier étage basse fréquence la totalité de la tension « détectée » produite aux bornes de la résistance shuntée de la diode, mais à en amener seulement une partie :

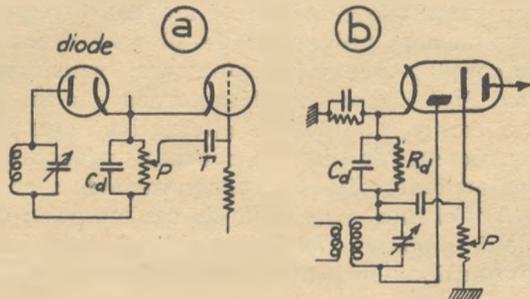


Fig. 20. — Réglage manuel de gain en B.F.

(1) Dans quelques récepteur professionnels, on fait varier le nombre des étages basse fréquence.

soit que cette résistance de charge  $R_d$  soit constituée par un potentiomètre  $P$  (fig. 20, *a*), soit que ledit potentiomètre soit placé en parallèle avec  $R_d$ , à travers une (forte) capacité  $\Gamma$  séparant la composante continue (fig. 20, *b*) ; ceci donne plus de souplesse pour la régulation et la polarisation de la B. F., mais, comme il a été indiqué au chap. DÉTECTION (fig. 17 et 20), rend légèrement réactive et variable la charge du détecteur.

2° Il est plus élégant de profiter de l'excès de gain pour faire de la contre-réaction, ce qui améliorera les performances du point de vue qualité : on pourra utiliser à cet effet l'un quelconque des schémas indiqués au chapitre RÉACTION, en laissant variable la résistance ou la prise de contre-réaction : on aura ainsi, par exemple, le dispositif fig. 21.

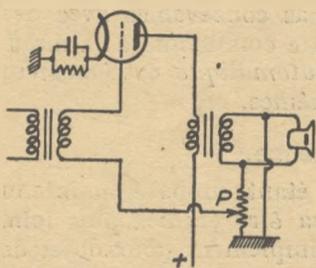


Fig. 21. — Réglage de gain par contre-réaction.

On pourrait aussi songer à régler le gain en agissant sur la pente moyenne des lampes amplificatrices, comme nous le verrons tout à l'heure pour la haute fréquence. Mais ici, l'amplitude étant notable et le point de fonctionnement se déplaçant dans une large étendue des caractéristiques, il est difficile de garantir l'absence de distorsion ; on devra du moins prendre des lampes spéciales (hexodes, ou pentodes à caractéristiques « basculantes ») dans lesquelles la variation de pente n'entraîne aucune courbure appréciable pour la caractéristique d'amplification. Cette complication n'apparaît justifiée que pour la régulation automatique, à propos de laquelle nous en reparlerons.

### Réglage manuel du gain en haute ou moyenne fréquence.

9.512. — Le procédé du potentiomètre apparaît insuffisant et peu commode en haute et moyenne fréquences, où des variations de plusieurs puissances de 10 sont nécessaires et où les organes de couplage sélectif (résonateurs, transformateurs accordés...) peuvent être légèrement désaccordés par un potentiomètre en shunt. Par contre, l'amplitude alternative étant faible <sup>(1)</sup>, il est sans inconvénient d'utiliser la courbure progressive de la caractéristique des pentodes dites « à pente variable » et de régler le gain par le *potentiel moyen de grille* de ces lampes ; en l'abaissant par exemple de  $-3$  à  $-30$  V., on obtient, dans les modèles courants, des diminutions de pente dans le rapport de 100 à 1 <sup>(2)</sup> ; et l'on peut

(1) Sauf, peut-être, sur le dernier étage H. F. ou M. F. avant détection, que, pour cette raison, on exclut parfois de la régulation commune.

(2) Sous réserve, en ondes très courtes, du couplage parasite par la capacité interne des lampes.

très facilement agir à la fois sur deux ou trois étages, de manière à diminuer, au total, de  $10^4$  à  $10^6$  (soit 80 à 120 dB) : il suffit d'amener tous les « retours de grille » à un potentiomètre fournissant un potentiel négatif ou, pour éviter une source spéciale de polarisation, d'amener toutes les *cathodes* à un potentiomètre fournissant un potentiel *positif* réglable (fig. 22).

Ce réglage s'emploie parfois sur certains étages des récepteurs professionnels. Mais il est toujours complété, et même parfois entièrement remplacé, par un réglage *automatique*.

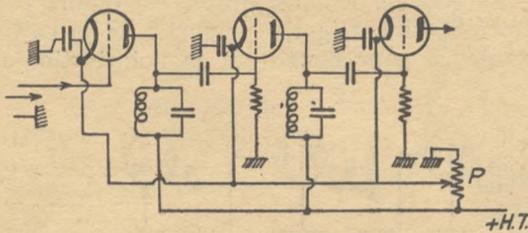


Fig. 22. — Réglage manuel de gain H.F.

### Régulation automatique de gain.

9.513. — La réception des ondes courtes est affectée de variations si profondes et si rapides, qu'il est impossible de les corriger manuellement par la manœuvre du potentiomètre précédent. On a donc imaginé un grand nombre de dispositifs d'asservissement automatique, ayant pour objet de maintenir constant le niveau de sortie (pour une modulation de taux donné) : le paramètre caractéristique à réguler étant, dans les transmissions normales de radiophonie, l'amplitude de l'onde porteuse (qui doit rester constante à l'émission) et, dans les types de transmission sans onde porteuse (bande unique, télégraphie, télévision...), la valeur moyenne d'un certain nombre de signaux consécutifs.

Après avoir parfois employé des servo-mécanismes assez compliqués, les radiotechniciens ont généralisé un artifice extrêmement simple, consistant à utiliser des lampes amplificatrices à « pente variable » comme ci-dessus et à faire *commander* leur potentiel moyen de grille (directement ou indirectement) par la *tension moyenne redressée* dans le détecteur.

Le principe de la correction est évident : le gain des étages HF. ou MF. ainsi équipés diminue lorsque la polarisation négative de grille augmente ; or, la tension moyenne détectée sous l'effet du signal est proportionnelle à celui-ci ; il suffit donc que la tension de polarisation négative soit proportionnelle (ou même, si les sens et les grandeurs s'y prêtent, *égale*) à cette tension détectée, pour que *le gain diminue* quand *le signal augmente*.

Sous cette forme, la correction ne peut pas être complète, puis-



fig. 24 : en l'absence de régulation, la tension de sortie (en ordonnées) serait sensiblement proportionnelle à la tension du signal à l'entrée (en abscisses) : courbe 1. Et, pour un signal supérieur à  $E_1$ , le niveau maximum acceptable à la sortie serait dépassé :  $U_M$ . La régulation diminuant le gain au fur et à mesure que le signal augmente, la courbe qu'elle donne (courbe 2) monte moins vite et l'on peut aller, sans inconvénient, jusqu'à la tension d'entrée  $E_2$ . La forme de la courbe 2, qui détermine l'efficacité de la régulation, est facile à tracer quand on connaît le rendement du détecteur et la pente des lampes amplificatrices. On peut, par exemple, disposer une épure comme celle de la fig. 25 :



Fig. 24. — Courbes de régulation.

Portons d'abord (courbe I) la relation entre la tension alternative  $V_{HF}$  appliquée au détecteur (en ordonnées) et la tension redressée par lui —  $V_o$  (en abscisses vers la gauche). Comme on l'a vu au chap. DÉTECTION, cette courbe diffère peu d'une droite.

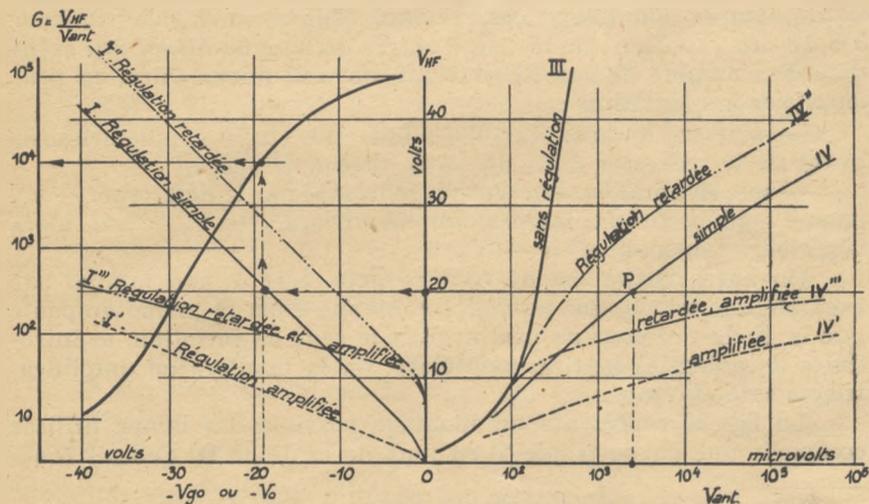


Fig. 25. — Epure de la Régulation.

Portons ensuite (courbe II) la valeur du gain précédant la détection, c'est-à-dire le rapport de la tension  $V_{HF}$  à la tension d'entrée fournie par l'antenne,  $V_{ANT}$  (en ordonnées à échelle logarithmique) en fonction de la polarisation commune appliquée aux grilles des lampes à pente variable,  $-V_{g0}$  (en abscisses vers la gauche).

Supposons le cas le plus simple où la tension détectée est appliquée directement à la régulation :  $-V_o = -V_{g0}$ . Partant d'une tension  $V_{HF}$  donnée, par exemple 20 V, nous irons vers la gauche jusqu'à la courbe I, qui nous donnera l'abscisse  $-V_o$  (ici -18 V), égale à la polarisation de grille  $-V_{g0}$  ; lisons sur la courbe II le point de même abscisse, son ordonnée nous donne le gain correspondant  $G$  (ici  $10^4$ ) ; divisant  $V_{HF}$  par  $G$  nous obtenons la tension d'entrée nécessaire (ici  $20/10^4 = 2\,000$  microvolts) que nous pouvons porter en abscisses vers la droite, donnant ainsi le point P. Recommencant pour d'autres valeurs de  $V_{HF}$ , nous obtiendrons la courbe IV liant  $V_{HF}$  à  $V_{ANT}$  et qui manifestera l'effet de la régulation par rapport à la courbe III (sans régulation, gain  $G$  constant).

On pourra, sur cette courbe, voir l'intervalle des tensions d'entrée correspondant à une variation donnée du niveau détecté (par exemple 6 dB), le maximum admissible, l'effet produit par la régulation sur un nombre différent de lampes ou sur des lampes polarisées autrement (changements de la courbe II, etc.). On pourrait aussi étudier l'application d'une partie seulement de la tension de régulation sur certains tubes <sup>(1)</sup> en tenant compte de leur polarisation automatique individuelle.

### Régulation automatique amplifiée.

9.515. — La régulation simple précédente, appliquée à plusieurs lampes amplificatrices, permet ordinairement de ramener à 6 dB des variations de niveau d'entrée de 50 à 60 dB, ce qui suffit dans bon nombre de cas. Si pourtant, on veut mieux faire, on peut *amplifier* la régulation :

— soit en augmentant  $V_{HF}$  dans un étage supplémentaire, avant de le redresser dans un autre détecteur spécial ;

— soit en amplifiant la tension redressée par le détecteur,  $-V_o$ , pour l'appliquer aux lampes amplificatrices,  $-V_{g0}$  étant alors supérieure (en module) à  $-V_o$ .

On aura naturellement recours pour cela à une lampe, par exemple une triode, qui peut être contenue dans la même ampoule que la diode ; et pour ne pas inverser le sens de variation, ni introduire de potentiel continu trop élevé, on la montera en amplificatrice « cathodique ».

La fig. 26 représente un montage possible. La lampe utilisée comporte une partie triode T en plus de la diode D. Celle-ci fonc-

(1) Par exemple, sur le tube mélangeur-oscillateur, pour y éviter le « glissement » de la fréquence locale ; ou, en radar, sur le premier tube amplificateur, pour ne pas détériorer le « facteur de bruit ».

tionne comme d'habitude avec le « condensateur shunté »  $C_d$ ,  $R_d$ , et le point A subit donc une variation de tension modulée du type  $V_o (1 + m \cdot \sin \omega t)$ . La composante BF de pulsation  $\omega$  est emmenée comme d'habitude par la connexion AB. Mais la composante continue est transmise (par un filtre passe-bas sommaire  $\rho \gamma$ ) à la grille de la triode, et la cathode est reliée, par une résistance de charge  $R_k$ , à un potentiel suffisamment négatif pour que, au repos (tenant compte de la chute de tension dans  $R_k$ ), cette cathode soit au potentiel de la masse. Quant à la plaque, elle est reliée directement à son potentiel positif normal.

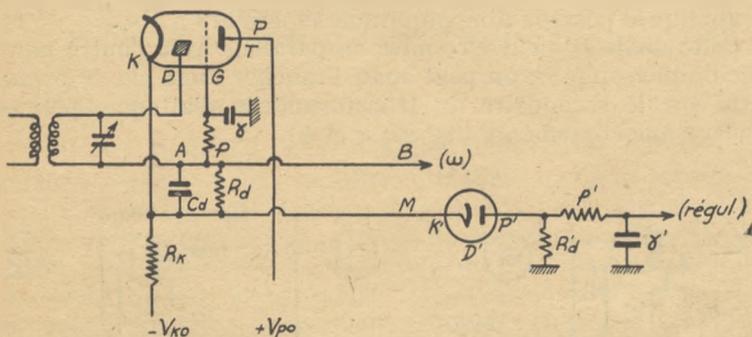


Fig. 26. — Régulation amplifiée (et retardée).

$$\rho = \rho' = 1 \text{ M } \Omega \quad \gamma = \gamma' = 0,1 \text{ m}\mu\text{F}$$

On comprend que, sous l'effet du signal, le potentiel de A baisse par rapport à la cathode, entraînant celui de la grille G ; le courant de la triode diminue, donc la chute de tension dans  $R_k$  ; le potentiel de la cathode baisse donc par rapport à la masse d'une valeur amplifiée dans le rapport  $\frac{\mu}{1 + R_k/R_k}$ . C'est cette baisse amplifiée qui est emmenée par la connexion M (de nouveau à travers un filtre rudimentaire  $\rho' \gamma'$ ) pour constituer la polarisation  $-V_{go}$  des grilles amplificatrices.

On peut, si l'on veut, ajouter en série une diode  $D'$ , dans un sens tel qu'elle transmet cette variation dans le sens négatif, mais refuse de transmettre une variation dans le sens positif, si, par mauvais réglage initial, la cathode était à un potentiel plus élevé que la masse. (On verra plus loin un perfectionnement à cette diode.)

Pour tracer l'épure d'une régulation amplifiée, il suffira, sur la fig. 25, de remplacer la courbe I par une nouvelle courbe I' donnant la relation entre  $-V_{go}$  et  $V_{HF}$ . D'où une courbe de régulation telle que IV'.

### Régulation automatique différée (ou « retardée »).

9.516. — La comparaison des courbes III, IV, IV' (fig. 25) fait ressortir un inconvénient évident de la régulation automatique :

elle limite bien la tension de sortie maximum, mais elle commence à agir pour des tensions plus faibles, diminuant ainsi la sensibilité du récepteur pour des signaux où cette réduction est fâcheuse. D'où l'idée de « différer » ou de « retarder » cette régulation, afin qu'elle n'intervienne que pour des signaux forts.

Cela est excessivement facile :

— ou bien, si la régulation n'est pas amplifiée, on l'effectuera par une diode distincte, dont la cathode recevra une polarisation positive  $+V_{k_0}$  égale au « retard » que l'on veut apporter : il est clair que cette diode ne se mettra alors à détecter que si la tension  $V_{HF}$  appliquée possède une amplitude supérieure à  $V_{k_0}$ .

Cette diode  $D'$  peut être mise en parallèle avec l'autre par une capacité quelconque ; on peut aussi brancher l'une sur le primaire, l'autre sur le secondaire du transformateur d'attaque, pour égaliser leur amortissements (fig. 27, a et b).

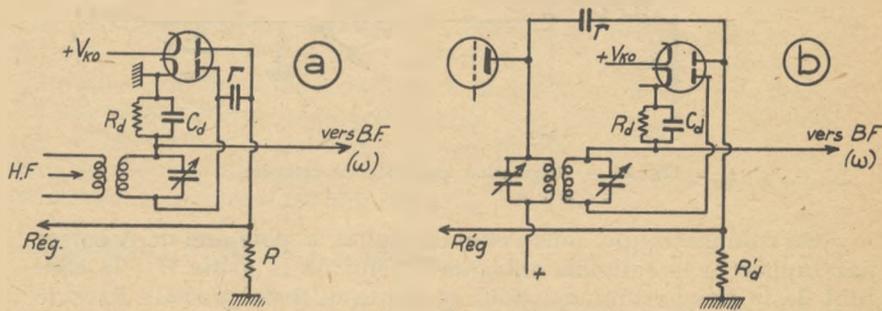


Fig. 27. — Régulation automatique « différée ».

— ou bien, on intercalera en série dans le circuit de régulation (amplifiée ou non) une diode polarisée de la quantité  $+V'_{k_0}$  égale au retard désiré, de manière qu'elle ne transmette la variation  $-V_o$  qu'à partir du moment où  $V_o$  est plus grand que  $V_{k_0}$ . La fig. 26, représente cette variante adaptée au montage précédent : il suffit de supposer que le potentiel  $-V_{k_0}$  est ajusté de telle manière que la cathode  $K$  est initialement positive de la tension de retard désirée ; cela constitue une tension positive  $V'_{k_0}$  sur la cathode de la diode  $D'$ , qui ne transmettra donc rien tant que le signal n'aura pas fait baisser la tension de  $K$  de la même quantité.

Le premier montage a l'inconvénient que le « retard » dépend de la valeur de crête, c'est-à-dire du taux de modulation ; dans le second, il ne dépend que de la valeur moyenne déjà détectée.

Ces montages sont d'ailleurs susceptibles d'un grand nombre de variantes. Avec des lampes à chauffage indirect, on peut jouer habilement sur les potentiels de cathode pour obtenir la tension amplifiée et différée sans utiliser de sources de polarisations dis-

tinctes. Avec des lampes à chauffage direct (faible consommation), c'est évidemment bien plus difficile ; on peut parfois se tirer d'affaire en détectant avec un redresseur à contact imparfait (cristal silicium ou germanium) et en utilisant, comme « tension de retard », la tension de chauffage (ou la tension de polarisation de la lampe finale).

L'effet de la régulation « différée », amplifiée ou non, se détermine toujours aisément avec l'épure fig. 26 : il suffit de modifier convenablement la courbe I qui donne la relation entre —  $V_{\text{an}}$  et —  $V_o$ . S'il y a retard, cette courbe reste confondue avec l'axe des ordonnées jusqu'à ce que  $V_{\text{H}}$  soit égale au retard. D'où I'' sans amplification, I''' s'il y a amplification. On en déduit les courbes finales IV'' ou IV''' dont la supériorité est évidente.

### Régulation complémentaire.

9.517. — Bien que la régulation amplifiée et différée donne satisfaction dans les cas les plus difficiles, on peut encore faire mieux et compléter la régulation de manière que le signal de sortie reste *parfaitement constant* quand le niveau d'entrée varie. On pourrait même faire de la sur-compensation avec un niveau de sortie d'autant plus élevé que le signal est plus faible (ce qui ne présenterait que des inconvénients). Il suffit pour cela de faire agir la régulation sur des étages *postérieurs* au détecteur qui fournit la tension —  $V_o$  : soit étages B.F. (avoir alors la précaution de choisir des lampes hexodes et de régler sur une grille différente de celle qui sert à l'amplification, afin d'éviter la distorsion), soit en utilisant une « chaîne d'amplification HF et MF » différente pour la régulation et pour l'écoute. Il est très facile d'obtenir que la variation complémentaire ainsi introduite soit égale et opposée, ou même peut-être supérieure à la variation de  $V_{\text{HF}}$  subsistant au détecteur.

### Régulation dans d'autres types de transmissions (Radar).

9.521. — Ce qui précède s'applique au cas le plus favorable de la téléphonie avec *onde porteuse*, où le niveau de cette onde sert à chaque instant de repère à maintenir constant.

Dans les autres types de transmissions où il n'existe pas d'onde porteuse, ce repère fait défaut ; et tout ce qu'on pourra faire, c'est de chercher à maintenir constant le niveau moyen intégré sur un nombre assez grand de signes élémentaires. Le résultat sera beaucoup moins bon, d'autant moins que le signal sera, par nature, plus irrégulier, comportant par exemple des intervalles de silence alternés avec des traits continus prolongés, ou des variations analogues.

En *télévision*, par exemple (à moins qu'on ne fasse le réglage que sur l'amplitude des signaux de synchronisation, ce qui est assez compliqué), la régulation automatique des signaux « lumière »

tendra à ramener une « teinte moyenne » constante, c'est-à-dire à faire disparaître la différence entre une série d'images sombres et une série d'images claires. Cet inconvénient est tolérable, car cette « teinte moyenne » n'est même pas toujours transmise ; d'autre part en télévision, la régulation n'est pas non plus indispensable, aux portées et sur les ondes utilisées actuellement.

*En télégraphie*, surtout en ondes courtes et en automatique avec relais, la régulation est absolument nécessaire ; on prendra pour l'effectuer le courant moyen détecté sur plusieurs lettres successives (les points, traits et intervalles étant alors à peu près dans la même proportion). On portera pour cela à environ une seconde la constante de temps du « filtre »  $\gamma\rho\gamma'$  fig. 23. On aura, bien entendu, les inconvénients : a) que les évanouissements rapides seront moins bien corrigés ; b) qu'après un silence ou arrêt, les premiers signaux transmis retrouveront le récepteur polarisé à sa sensibilité maximum.

*En détection électro-magnétique*, (radar), les impulsions émises se suivent à amplitudes égales et intervalles égaux, et le récepteur est voisin de l'émetteur, donc le signal émis est connu sans incertitude : il semblerait donc facile de commander la régulation à partir d'un détecteur à constante de temps suffisante, de manière à maintenir, sur l'écran de l'oscilloscope ou à l'entrée des relais d'asservissement, un effet constant des échos, malgré les variations dues à la distance et à la dimension du but.

Mais il faut prendre garde à une difficulté spéciale ; les échos à régler arrivent au récepteur très peu de temps (moins du millième de seconde) après le départ des impulsions émises, dont le niveau est « formidablement » plus élevé. Tout régulateur normal subira donc l'effet des impulsions de départ  $V_t$  beaucoup plus que celui des échos en retour,  $v_r$ , et sera complètement bloqué par les premiers.

Pour vaincre cette difficulté, plusieurs moyens sont possibles. L'un d'eux est d'intercaler, avant le régulateur, un dispositif de verrouillage « à créneaux » (anglais « gating ») laissant passer les échos  $v_r$ , mais coupant complètement la route aux émissions  $V_t$ . Il consiste (fig. 28) en une lampe, polarisée sur sa grille par une très forte tension fixe —  $V_{g0}$ , de manière à être normalement très au-delà du coude inférieur et à ne rien laisser passer ; on ajoute sur cette grille une tension crénelée  $V_{g1}$  qui remonte la polarisation à sa valeur normale pendant un court intervalle  $t_1$  —  $t'_1$  encadrant l'écho  $v_r$ , qui est seul correctement transmis, puis amplifié, détecté, et actionne un régulateur à constante de temps grande devant la période  $T = t_0$  —  $t'_0$  des impulsions.

La tension crénelée  $V_{g1}$  est elle-même fabriquée à partir de la tension de modulation de l'émetteur et par les mêmes procédés, avec seulement un retard réglable  $t_0$  —  $t'_0$ . (Ce retard peut lui-même

être réglé automatiquement en fonction de la position de l'écho  $v_r$ , de manière à « poursuivre » celui-ci quand il s'éloigne ou se rapproche). Ce moyen est suffisant si le réglage ne doit s'effectuer que

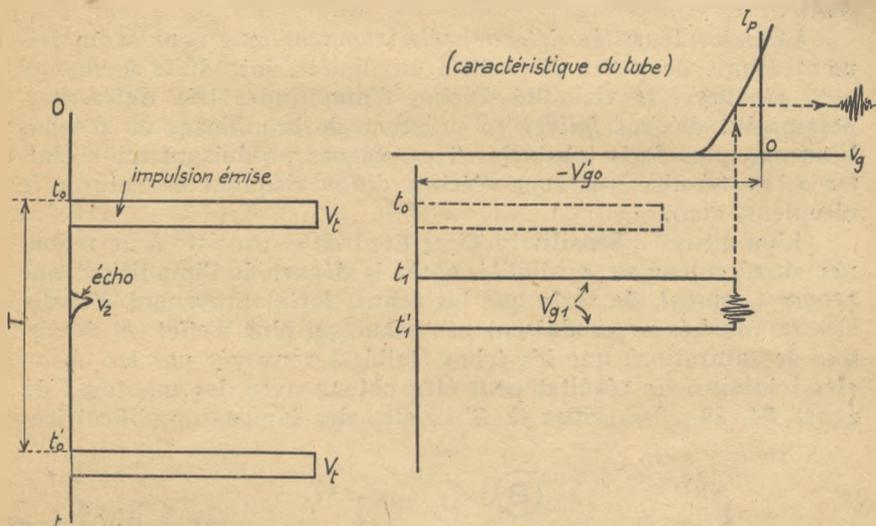


Fig. 28. — Séparation des échos pour régulation dans les radars.

sur une faible fraction de l'échelle des temps (poursuite d'un écho déjà repéré) ; il est parfois insuffisant si l'on veut observer un écho faible se trouvant dans une zone d'échos fixes intenses. On introduit alors d'autres artifices, consistant à faire varier automatiquement et progressivement le gain au cours de la période de balayage, ou à jouer sur les constantes de temps pour discriminer les échos brefs d'avec les échos massifs prolongés : voir paragr. suivant.

Régulation à faible constante de temps. — Variation des contrastes. — Variation de la sensibilité des radars.

9.522. — Dans ce qui précède, nous avons eu pour objet de faire varier lentement la sensibilité du récepteur de manière à l'adapter aux conditions de propagation, mais sans modifier le signal ; la constante de temps du régulateur était donc plus grande que la période la plus grande de modulation ou de manipulation.

On peut obtenir des effets intéressants en donnant, au contraire, une très faible constante de temps au détecteur-régulateur.

En *téléphonie*, par exemple, si l'on réduit cette constante de temps, on tend à corriger les variations dues à la modulation, donc à atténuer les contrastes (« compression de la dynamique ») ; cela ne présente guère d'intérêt, ces contrastes étant en général déjà trop comprimés à l'émission. Mais il suffit de changer le sens de

la régulation pour la faire travailler à l'envers, c'est-à-dire en « *expansion* » des contrastes, redonnant ainsi à la musique symphonique un relief et une réalité attrayants pour les connaisseurs (1).

Les récepteurs de *détection électromagnétique* sont ordinairement munis de petits dispositifs auxiliaires, introduits à volonté pour améliorer la visibilité d'échos d'amplitudes très différentes, notamment d'échos *faibles* en présence de brouillages ou d'échos beaucoup plus forts (obstacles fixes, vagues produisant un « *clutter* », c'est-à-dire une zone d'échos diffus risquant de saturer le récepteur, etc.).

L'un d'eux (« *Sensitivity Time Control* ») consiste à ne redonner au récepteur sa sensibilité, après le départ de l'impulsion, que *progressivement*, de sorte que les échos (forts) provenant d'obstacles rapprochés ne produisent pas beaucoup plus d'effet (ni de risque de saturation) que les échos (faibles) renvoyés par les obstacles lointains. Ce résultat peut être obtenu avec des montages du genre fig. 29 : les grilles G, G' ..., etc., des lampes amplificatrices

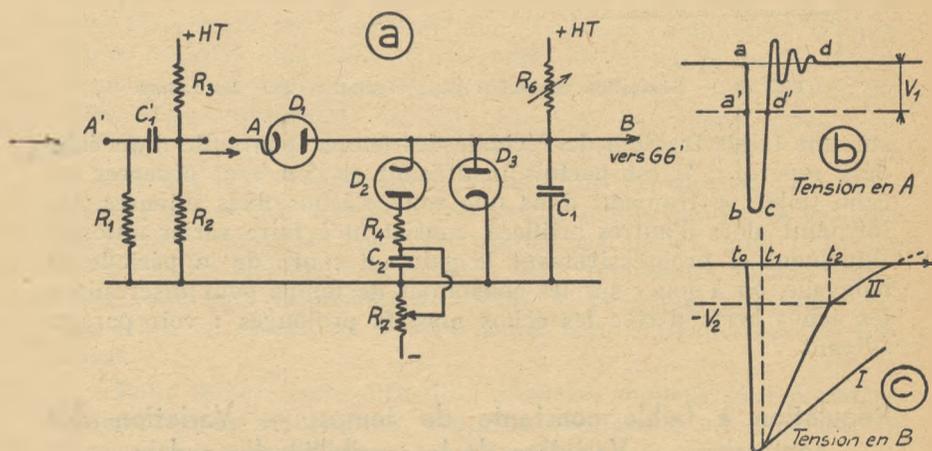


Fig. 29. — Régulation rapide en radar.

sont polarisées par une tension provenant du point B. Au « *repos* », ce point est sensiblement au potentiel de la masse (donc la sensibilité est maximum) parce que la diode  $D_3$ , de faible résistance, forme avec le rhéostat  $R_6$  (relié à la haute tension) un potentiomètre de très faible rapport. Lors du départ de l'impulsion émise, une tension négative rectangulaire  $abcd$  est appliquée en A et, à travers la diode  $D_1$ , charge brusquement le condensateur  $C_1$  : le potentiel de B, donc la sensibilité des lampes, baisse brusquement (fig. 29, c). Aussitôt après, la diode  $D_3$  ne débitant plus — puisque

(1) Effet à n'employer qu'à bon escient et à doser avec soin, car il exagère certains défauts et notamment l'importance des parasites.

sa plaque est négative — le courant passant dans  $R_6$  charge le condensateur  $C_1$  et le potentiel de B remonte progressivement, à peu près linéairement, à une vitesse réglée par le rhéostat  $R_6$ . Le choix de lampes à caractéristiques convenables permet de transformer cette montée linéaire de potentiel en une croissance exponentielle (ou autre) de la sensibilité.

Mais en outre, pour maîtriser davantage la loi de cette remontée, on peut ajouter une diode  $D_2$  reliée par  $R_4$  à un condensateur de grande capacité  $C_2$  et, par  $R_7$ , à un potentiel négatif convenable, —  $V_2$ . Son sens est tel qu'elle n'intervient pas tant que le potentiel de B est supérieur à —  $V_2$ . Mais pendant l'intervalle  $t_1 - t_2$  où B est très négatif, un courant passe dans  $R_4$  et  $D_2$  et contribue à remonter plus rapidement le potentiel de B : on a donc la courbe II au lieu de la courbe I. Les réglages de  $R_4$ ,  $R_6$ ,  $R_7$  donnent trois « degrés de liberté » pour modeler cette courbe au gré des utilisateurs.

Enfin, comme la courbe de la percussion appliquée,  $abcd$ , peut présenter, en « queue », des rebondissements  $d$ , on neutralise leur effet en appliquant cette tension non en A, mais en A', à travers un réseau  $R_1C_1R_2R_3$  qui y ajoute une tension continue  $V_1$  : c'est alors seulement la portion  $a'b'cd$  qui est active.

Un second artifice (Fast Time Control) consiste à appliquer au régulateur de gain la réduction de constante de temps déjà envisagée dans l'amplification basse fréquence (par. 6.747) ; on réduit la capacité de liaison entre le détecteur et le premier tube amplificateur à une valeur très faible (double de la capacité parasite de celui-ci), et aussi la résistance de fuite à une valeur telle que la constante de temps de l'ensemble ne dépasse pas la durée de l'impulsion.

Un troisième artifice (« Instantaneous Automatic Gain Control ») consiste à ramener sur la grille du 1er étage M.F., avec un très faible retard, une tension de polarisation supplémentaire voisine de la tension de crête qui s'y trouve appliquée — par exemple par l'intermédiaire d'un couplage cathodique — ; on annule de la sorte l'effet d'un écho ou brouillage prolongé.

Dans un quatrième (Detector Balance Bias), on obtient un effet analogue sur le 2<sup>e</sup> détecteur, en lui appliquant une polarisation supplémentaire positive provenant d'un troisième détecteur inversé, toujours avec un léger retard provenant soit d'une constante de temps, soit d'une ligne artificielle.

Ces effets doivent être employés avec doigté par les opérateurs, et peuvent être combinés entre eux — non sans risque d'instabilité par réaction de toutes ces régulations les unes sur les autres.

### Remarque.

9.523. — Le changement de pente des lampes pentodes par variation de la polarisation de grille n'est pas sans modifier légè-

rement leur réactance d'entrée et il entraîne, par suite, une légère variation de l'accord des circuits associés. Cet effet peut être gênant en ondes courtes et très courtes, en particulier à cause du « glissement de fréquence » qu'il provoque dans l'oscillation de la changeuse de fréquence habituelle, type hexode, heptode ou octode.

On peut y remédier :

a) en ne faisant pas agir la régulation sur la lampe changeuse de fréquence ;

b) en prenant comme changeur de fréquence l'ensemble d'une hexode mélangeuse, recevant la polarisation de réglage, et une oscillatrice séparée indépendante ;

c) en augmentant l'impédance d'entrée du tube suspect par la contre-réaction (notamment en réduisant ou en supprimant la capacité de shunt de la résistance cathodique — voir CONTRE-RÉACTION).

### « REGLAGE SILENCIEUX ».

953. — Un autre perfectionnement de la régulation automatique est le « réglage silencieux » (en anglais CODAN, « Carrier-Operated Device Anti-Noise) : son objet est le suivant :

Dans un récepteur présentant un grand excès de sensibilité et pourvu d'un régulateur automatique de gain, la sensibilité maximum se trouve mise en jeu lorsque le signal s'évanouit complètement ou lorsque, dans la recherche des stations, on passe « entre » deux ondes porteuses, où le régulateur n'agit plus. On entend alors très fortement les parasites, ce qui est désagréable.

Le remède logique à ce défaut serait de neutraliser, par un réglage manuel, cet excès de sensibilité totalement inutile. Si l'on estime l'auditeur incapable d'une telle manœuvre, on peut ajouter un mécanisme pour l'effectuer automatiquement. A cet effet, on dérive, en parallèle sur le régulateur « antifading », une portion de tension redressée ; on l'amplifie dans un tube auxiliaire et on l'applique sur la grille d'un des étages basse fréquence, avec une polarisation continue négative suffisante pour la bloquer. Avec ce système, tant qu'on ne reçoit pas de signal, le régulateur ne fonctionnant pas, cette tension auxiliaire n'intervient pas et la basse fréquence est bloquée. Lorsqu'il survient une onde porteuse suffisante, la tension auxiliaire est produite et vient débloquent l'étage B.F. L'utilité de ce système est discutable, et son inconvénient évident est d'introduire, aux positions intermédiaires ou pour le moindre dérèglement, de notables distorsions.

### REGLAGE DE L'ACCORD.

961. — Ainsi que nous l'avons mentionné déjà plusieurs fois, l'accord des circuits résonateurs, en ondes longues et moyennes,

est obtenu généralement par des *condensateurs variables* (1). Il est aisé d'en monter plusieurs sur le même axe, pour réaliser un bloc se prêtant à la commande unique. C'est simple, peu coûteux et très sûr. La rotation de l'axe de commande est facile à commander par un « bouton démultiplicateur » ; elle peut entraîner directement une aiguille sur un cadran de lecture, ou être convertie, si l'on préfère, en une translation sur échelles linéaires. Des formes appropriées des lames fixes et mobiles permettent toujours de répartir à volonté la gamme sur le cadran.

En ondes courtes, la valeur de capacité ainsi réalisée étant excessive, et sa variation aussi par rapport à la largeur de la sous-gamme à explorer, on peut ajouter, en série et en parallèle, des condensateurs fixes assurant un « étalement » convenable de cette bande (analogie avec les « trimmers » et « paddings » du changement de fréquence).

Pour les usagers auxquels ce mouvement de commande par rotation ne suffit pas, ou paraît trop compliqué, on a imaginé des perfectionnements : en particulier le *bouton-poussoir*, portant le nom de la station désirée, et que l'on enfonce à fond sans s'occuper du réglage.

— Ou bien ce mouvement est converti en une rotation pré-réglée, amenant le bloc de condensateurs variables à la position voulue par un mécanisme de renvoi simple ;

— ou bien il commande un servo-mécanisme à moteur donnant le même résultat, ceci se justifiant dans les récepteurs « commandés à distance », ce qui est fréquent dans le matériel d'aviation ;

— parfois on facilite l'opération en employant des condensateurs à variation *par translation* au lieu de rotation.

Des mécanismes plus compliqués permettent d'autres résultats curieux, par exemple le numérotage de la station désirée sur un cadran de téléphone automatique, ou bien l'exploration de tout ou partie de la gamme par allée et venue automatique de l'organe d'accord, avec, éventuellement, blocage par un relais à la position où une émission est reçue, ou observation oscillographique (récepteur « panoramique »).

Il est rare d'accorder par variation de *self-induction* ; cependant cela se fait dans certains circuits à ondes très courtes, où la self, très faible, étant solidaire de l'armature du condensateur variable, varie en même temps que lui (circuits « butterfly ») (§ 6.314). Une solution nouvelle, peut-être appelée à se développer, est d'employer des bobines à fer et de faire varier la perméabilité du noyau,

(1) Pour plus de détails, nous renvoyons à l'article WILLIAMS, Jour. Inst. El. Eng. novembre 1946, III<sup>e</sup>, p. 405-426.

soit par déplacement mécanique, soit par saturation progressive avec un courant continu dans un enroulement auxiliaire (cette dernière variante est susceptible de résoudre élégamment la commande à distance, éventuellement automatique).

En ondes *centimétriques*, on accorde les circuits par l'ajustement de leurs dimensions géométriques : enfoncement de pistons ou déformation des cavités ; certains tubes (klystrons « réflexes ») se prêtent aussi à une certaine variation de fréquence par changement de potentiel d'une électrode.

## INDICATEURS D'ACCORD.

9.62. — Pour faciliter à l'utilisateur le réglage exact du récepteur à l'accord de la station désirée, on peut disposer un appareil *indicateur*, sur lequel se manifeste le sommet de la courbe de sélectivité <sup>(1)</sup> : il suffirait pour cela de mesurer la tension ou le courant détecté, ou le courant anodique d'une quelconque (ou de plusieurs) des lampes soumises à la régulation automatique : ce courant est *minimum* lorsque le gain est maximum, à l'accord exact.

Un milliampèremètre pourrait remplir cet office, et on le trouve parfois dans les récepteurs professionnels <sup>(2)</sup>. Mais dans le matériel de radio-diffusion, il est plus pittoresque et moins coûteux d'utiliser un « *indicateur cathodique* », surtout en lui donnant le

nom attractif d'« *œil magique* ». C'est (fig. 30) une sorte de combinaison de triode et de tube cathodique. La grille G reçoit la tension de régulation et son potentiel baisse quand le signal augmente. La plaque P, montée « à résistances » avec la charge R, exécute une variation inverse. Or, grâce à sa forme « en anneau » ou « en secteur », elle joue aussi le rôle d'électrode déviatrice D pour un faisceau d'électrons atteignant le fond fluorescent du tube ; on aperçoit donc sur ce petit écran une tache lumineuse qui s'élargit ou se rétrécit au voisinage de l'accord.

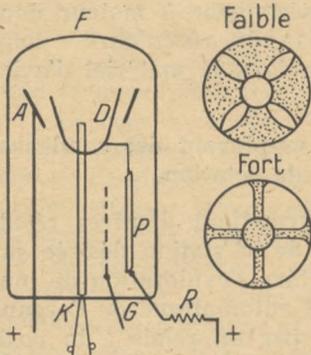


Fig. 30. — Indicateur d'accord.

## REGLAGE AUTOMATIQUE D'ACCORD.

9.63. — On désigne sous ce nom un dispositif permettant, non pas exactement un réglage automatique sur le poste désiré — dif-

(1) A supposer qu'il n'y ait qu'un sommet et non pas une « double bosse », auquel cas l'on serait amené à se régler sur l'un des sommets et non au milieu.

(2) Il peut même être grossièrement gradué en « valeurs de champ », auquel cas il peut s'appeler en anglais un « S-Meter ».

ficile à concevoir —, mais le *maintien automatique* du réglage sur le poste choisi, malgré les variations accidentelles de fréquence de l'émetteur ou du récepteur.

Il comprend :

a) un « *discriminateur* » permettant de manifester les désaccords éventuels par l'apparition d'un courant dont la phase ou le sens caractérisent le sens de ce désaccord ;

b) un « *correcteur* » modifiant l'accord du récepteur dans le sens qui convient pour réduire l'écart manifesté.

Plusieurs variantes sont possibles.

Dans un certain système, on applique à l'oscillatrice locale du changement de fréquence une légère modulation de fréquence, à fréquence basse (infra-audible). Si l'on est à l'accord exact au sommet de la courbe de sélectivité, cette modulation de fréquence ne se traduit par aucune modulation perceptible d'amplitude. Si,

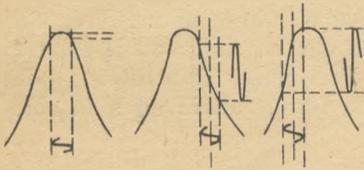


Fig. 31. — Principe d'un système d'accord automatique.

au contraire, on est sur un des flancs de cette courbe (fig. 31), il y a modulation d'amplitude, avec une phase dépendant du côté. Donc, en détectant, on obtient une composante de tension de même fréquence que la modulation auxiliaire et de phase variable. On l'envoie dans un petit moteur de compteur diphasé

qui tourne dans un sens ou dans l'autre en entraînant l'axe de commande des condensateurs d'accord.

Mais, en général, on fait appel à un système purement électrique : le « *discriminateur* » est du type à deux circuits et détection différentielle, étudié au chap. DÉTECTION (fig. 21). Le courant qu'il fournit, amplifié s'il y a lieu, réagit sur la fréquence de l'oscillation locale du changeur de fréquence (1) : soit *directement*, s'il s'agit d'un tube « *klystron réflexe* » en ondes centimétriques, soit *par l'intermédiaire* d'une lampe à réactance ; le schéma d'une telle lampe, équivalente à une *self* variable, est représenté par la fig. 32. C'est une pentode amplificatrice à résis-

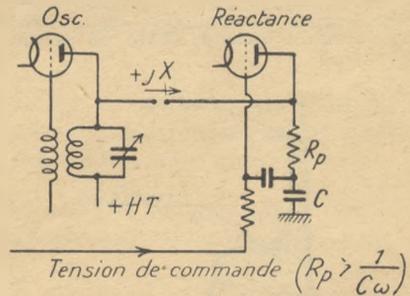


Fig. 32. — Correction d'accord par lampe à réactance variable.

(1) On admet que l'accord haute fréquence est assez flou pour ne pas nécessiter de retouche et que la manière la plus simple de rectifier l'accord moyenne fréquence est d'ajuster la fréquence de l'hétérodyne.

tance (charge  $R_p$ ), dans laquelle une réaction en *quadrature* est faite par la prise de grille sur la capacité  $C$  en série dans la plaque. La tension de grille  $v_g$  est donc décalée de  $\pi/2$  en arrière du courant  $i_p$ , et la tension de plaque en opposition  $v_p$  se trouve décalée en avant ; autrement dit la lampe présente une réactance apparente du type  $+j.X$ . Cet effet peut être dosé par la tension de commande amenée du discriminateur sur la grille à pente variable (par exemple 100 Kc/s par volt).

On place cette lampe en parallèle sur le résonateur de l'oscillatrice, en prenant soin d'amener du même coup la tension continue de plaque.

L'emploi de ces dispositifs est assez discutable en ondes « normales », et surtout en ondes sujettes à évanouissements ; on court en effet le risque de voir la commande automatique fonctionner mal à propos lors de l'évanouissement du signal désiré, pour transporter l'accord sur un brouilleur voisin. Il est bien plus sûr de stabiliser proprement l'émetteur et le récepteur. Par contre, lorsque cette stabilisation est impossible et que l'émetteur, très puissant et très voisin, ne peut donner lieu à fausse manœuvre, l'accord automatique est *précieux*. C'est le cas en radar où il est très fréquemment employé (« Automatic Frequency Control »), pour corriger les petites variations dues à la température ou à la rotation de l'aérien (1).

## COMMANDE AUTOMATIQUE DE SELECTIVITE.

9.64. — Nous avons vu qu'il était possible d'ajuster la sélectivité des récepteurs en agissant sur le couplage, le désaccord ou l'amortissement des transformateurs accordés entre étages. Ces

(1) Ce réglage donne cependant lieu à une difficulté assez curieuse : si l'on utilise, comme d'habitude, le signal arrivant directement au récepteur à travers le tube limiteur à décharge (TAR), on constate que ce signal possède une forme bizarre

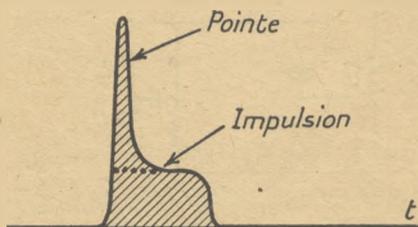


Fig. 32 bis. — Forme de l'impulsion à la sortie d'un tube limiteur à décharge TAR.

sur des harmoniques de l'oscillation locale, d'amplitude (0,5 mW).

que ce signal possède une forme bizarre (fig. 32 bis) avec pointe initiale très intense, due à l'action de l'émetteur avant que le limiteur ait commencé à fonctionner. Le spectre d'un signal aussi déformé est loin d'être pur ; il contient des « bandes latérales » intenses qui troublent le fonctionnement du limiteur.

Pour y remédier, on a imaginé, ou bien de neutraliser cette pointe à l'entrée du régulateur, en y superposant une impulsion inverse, ou bien d'alimenter le régulateur automatique par un mélangeur distinct du premier, et recevant l'impulsion de l'émetteur à travers un affaiblisseur réglable (et non à travers le tube TAR) : l'impulsion n'est alors pas déformée.

Il faut aussi craindre des possibilités de réglages automatiques erronés donc, ne pas donner à celle-ci trop

changements se font ordinairement par commande manuelle. On a proposé cependant — toujours pour alléger la tâche des opérateurs — de les effectuer par commande *automatique* : soit en faisant croître la sélectivité en même temps que le gain, puisque plus le signal est faible, plus il a des chances d'être brouillé, et par suite plus la bande passante doit être étroite, soit encore, en disposant des circuits désaccordés de chaque côté de la bande passante et en détectant les brouillages et sifflements qui peuvent s'y produire, les courants ainsi détectés servant à commander le rétrécissement de la bande.

Quant à l'exécution même de ce changement, il peut être fait par toutes sortes de moyens : des lampes auxiliaires, à grille commandée par le régulateur, pouvant à volonté agir comme amortisseuses ou comme lampes à réactance pour modifier la courbe de sélectivité des transformateurs ; on a proposé aussi d'avoir deux amplificateurs M. F., l'un à bande large, l'autre à bande étroite, et d'aiguiller automatiquement le signal vers l'un ou l'autre par une sorte de « commutateur électronique ».

Ces dispositifs étant peu employés, nous n'y insistons pas davantage. On peut cependant leur rattacher un système visant au même but et très souvent utilisé, surtout en « modulation de fréquence » : c'est l'emploi d'un « limiteur d'amplitude » à réglage automatique.

## LIMITEURS D'AMPLITUDE A REGLAGE MANUEL OU AUTOMATIQUE.

9.7. — La limitation de l'amplitude du signal incident est particulièrement indiquée en modulation de fréquence, puisqu'elle peut être réglée avant une grande précision ; l'amplitude du signal émis étant constante, tout dépassement est causé par un parasite et doit être « raboté ». Elle peut aussi être utile en modulation d'amplitude, mais alors en jouant seulement sur les dépassements au-delà de la valeur « de crête » correspondant à la modulation normale.

L'organe essentiel de cette limitation est le « coude » de la caractéristique d'une lampe, diode ou triode. En le combinant avec une polarisation  $V_0$  d'un sens ou de l'autre, on peut obtenir :

— ou bien, que le courant passe lorsque l'amplitude *dépasse* la valeur  $V_0$  ; il est alors employé pour amortir un résonateur, bloquer un étage, etc... ;

— ou bien, que le courant ne passe que si l'amplitude est *inférieure* à la valeur  $V_0$  : le dispositif est alors mis en série dans la voie normale de transmission.

Dans les deux cas, l'amplitude est donc limitée à  $V_0$ .

La fig. 33 représente quelques dispositifs de ce genre : les schémas a) et b) sont du premier type : une diode avec polarisa-

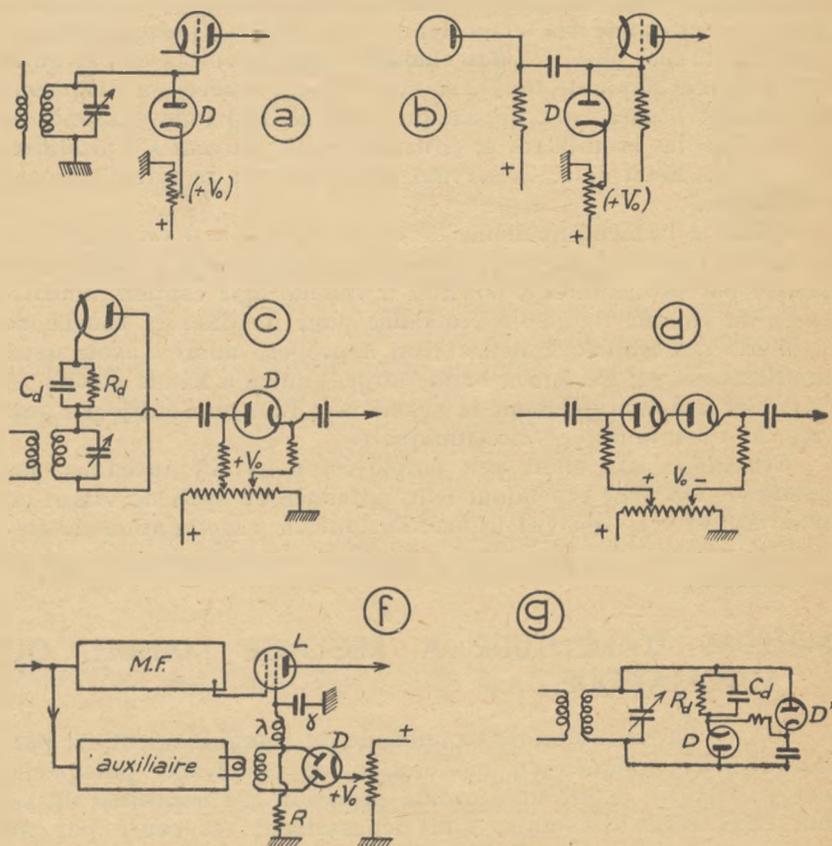


Fig. 33. — Limiteurs d'amplitude.

tion positive de cathode  $+V_0$  (ou négative de plaque  $-V_0$ ) étant placée en shunt sur un résonateur ou transformateur HF ou MF, PF pour former « court-circuit » lorsque l'amplitude dépasse  $V_0$  ; les schémas c) et d) sont du second type, la diode (ou les diodes en sens opposé, fonctionnant sur les deux alternances) refusant de transmettre les amplitudes supérieures à leur tension de polarisation ( $V_0/2$  pour chacune dans le schéma d). Dans le schéma f), un amplificateur auxiliaire actionne une diode D dont la cathode est polarisée à  $+V_0$  ; quand la tension détectée dépasse cette valeur sous l'effet d'un parasite, la chute de courant détecté dans  $R_d$  bloque la lampe amplificatrice L (sur sa grille d'arrêt, par exemple <sup>(1)</sup>). On peut aussi utiliser comme limiteurs un ou deux

(1) On reconnaît encore dans  $\lambda \gamma$  un filtre rudimentaire.

étages amplificateurs à tension plaque volontairement réduite (par exemple 50 V) ; souvent on y réduit aussi la capacité de couplage pour obtenir une constante de temps faible, et, s'il y a deux étages, différente à chacun (par exemple 2 et 10 microsecondes), de manière que les effets de limitation se complètent vis-à-vis de perturbations de durées différentes (en modulation d'amplitude).

Il arrive souvent que l'on reçoit un signal de niveau variable et que, par suite, on ne sait pas à quelle valeur ajuster la polarisation de seuil de la diode. Dans ce cas, on peut avoir recours à une *régulation automatique* de cette polarisation : on détectera par une diode auxiliaire à résistance de charge et constante de temps élevée  $D$  (fig. 33 *g*) ; cette diode produira une tension redressée  $V_0$ , sensiblement égale à la valeur de crête du signal au moment considéré mais lentement variable avec lui, s'il est affecté de « fading ». Cette tension est prise pour polariser dans le sens convenable une autre diode  $D'$ , de telle sorte qu'un parasite brusque et violent n'a pas le temps de charger  $C_d$  et se trouve « court-circuité » par  $D'$ .

Le fonctionnement du limiteur est difficile à étudier rigoureusement. Il semble tout d'abord remettre en cause tout ce qui avait été établi au chapitre SÉLECTIVITÉ pour les systèmes linéaires ; que deviennent les performances et le classement de ceux-ci, dès lors que l'on y intercale un organe essentiellement non-linéaire ?

En fait, le changement apporté se trouve moindre que l'on aurait pu le craindre, pour les raisons suivantes :

1) Nous ne connaissons pas de redresseurs dont le « coude » soit prononcé en moins de quelques dixièmes de volt, au moins ; autrement dit, nous ne possédons pas de limiteur qui fonctionne pour des tensions inférieures. Le limiteur devra donc être placé, dans le récepteur, à l'endroit où le signal aura atteint ce niveau, c'est-à-dire peu avant le détecteur <sup>(1)</sup> ; il sera donc sans aucun effet sur les étages sélectifs précédents, auxquels les conclusions du chap. SÉLECTIVITÉ demeureront applicables.

2) Même sur les étages ultérieurs, l'effet du limiteur est nul sur tous les bruits et brouillages de niveau inférieur à celui du signal, c'est-à-dire dans un très grand nombre de cas, qui relèveront donc encore de la sélectivité en régime linéaire.

L'adjonction du limiteur apporte cependant un changement de point de vue dans la répartition de la sélectivité : il est avantageux de conserver *avant* le limiteur une bande passante  $\beta_1$  relativement large et de ne la rétrécir à sa valeur finale  $\beta_2$  qu'*après* le limiteur.

En effet, dans le système sélectif précédant le limiteur, réduire  $\beta_1$ , c'est réduire proportionnellement l'amplitude du régime

(1) Ce qui est évidemment dommage, car l'efficacité du limiteur serait plus grande s'il agissait plus tôt, pour supprimer les régimes libres dans les premiers résonateurs.

libre excité par une perturbation brève, mais c'est augmenter, en raison inverse, la *durée* de ce régime. Or, l'amplitude n'a plus aucun intérêt, dès l'instant qu'elle dépasse celle du signal et se trouve rabotée à ce niveau par le limiteur ultérieur. Il devient donc avantageux de réduire la durée, afin de ne pas prolonger inutilement l'effet des parasites brefs et de ne pas masquer le signal pendant un temps appréciable après leur disparition. D'où la condition  $\mathcal{B}_1 \gg \mathcal{B}_2$  (qui n'a aucun inconvénient pour les brouillages où le limiteur ne joue pas, puisque la sélectivité est toujours donnée par la bande la plus étroite  $\mathcal{B}_2$ ).

Pour soumettre la question à un calcul, il faudrait connaître l'amplitude et la durée des perturbations contre lesquelles on veut se protéger, ce qui est rarement le cas. On s'en tient donc à des valeurs semi-empiriques assez floues : en prenant  $\mathcal{B}_1 = (2 \text{ à } 20) \mathcal{B}_2$ , on a d'après certains <sup>(1)</sup> un avantage qui peut atteindre 20 à 25 dB. Quoi qu'il en soit, le limiteur fait partie intégrante d'un récepteur à modulation de fréquence, et on l'ajoute souvent dans les récepteurs à modulation d'amplitude, pour se protéger contre les parasites amortis (par exemple d'allumage automobile) ou les émissions par impulsions (Radar) <sup>(2)</sup>.

## REGLAGE DE FIDELITE OU DE TONALITE.

9.8. — Après avoir pris la peine de maintenir, à travers les étages du récepteur la meilleure « fidélité » possible (et conciliable avec la sélectivité), on peut se demander s'il est bon de laisser à l'usager la possibilité de retoucher cette fidélité par des corrections supplémentaires ; d'autant plus qu'une manœuvre intempestive de ces corrections fait assurément plus de mal que de bien. Il est pourtant d'usage de doter les récepteurs d'un « réglage de tonalité », et parfois d'effectuer automatiquement un réglage partiel analogue. Le but avoué est d'affaiblir ou de renforcer les extrémités du spectre (graves ou aigües) suivant la nature de l'émission et l'importance des brouillages ou bruits.

Il est clair qu'en introduisant, en des points quelconques de la chaîne d'amplification ou de contre-réaction, des éléments sélectifs tels que C et L, on peut, à volonté, modifier progressivement le gain dans le grave ou dans l'aigu. La fig. 34 en donne quelques exemples :

Dans le schéma *a*, l'entrée d'un étage est shuntée par une capacité en série avec une résistance réglable, R' C', d'où affaiblissement des aigus <sup>(3)</sup>.

(1) Voir par exemple, CUNNINGHAM, etc., P. I. R. E., octobre 1947, 35, 10, 1021-1025. WEIGHTON, J. Inst. El. Eng. mars 1948, III, 95, 34, 69-79.

(2) Une forme particulière est le tube TR ou anti TR protégeant les récepteurs Radar contre les impulsions émises dans la même antenne : ce tube est une sorte de diode à gaz, dans laquelle s'amorce une décharge formant court-circuit.

(3) Ce réglage peut être mécaniquement conjugué avec un réglage de sélectivité. Si, en effet, on travaille à sélectivité étroite, en sacrifiant les fréquences élevées de modulation du signal, il est aussi bien de couper aussi ces fréquences à la sortie, puisque ce qu'il en peut subsister ne peut être que du brouillage ou du bruit.

Dans le schéma *b*, le shunt est constitué d'une self  $L'$  en série avec la résistance  $R'$ , d'où affaiblissement des graves.

On aurait des résultats inverses en plaçant des shunts sem-

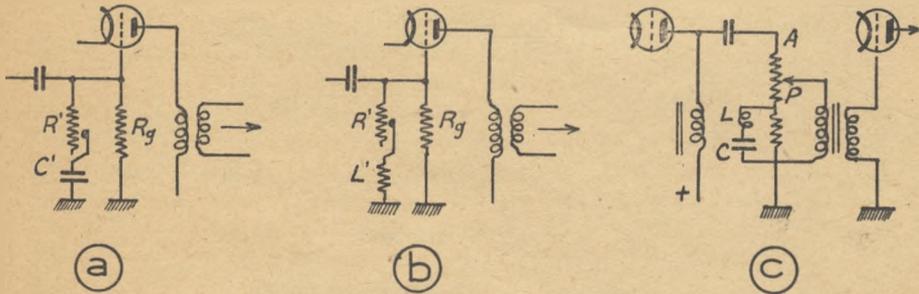


Fig. 34. — Réglage de tonalité.

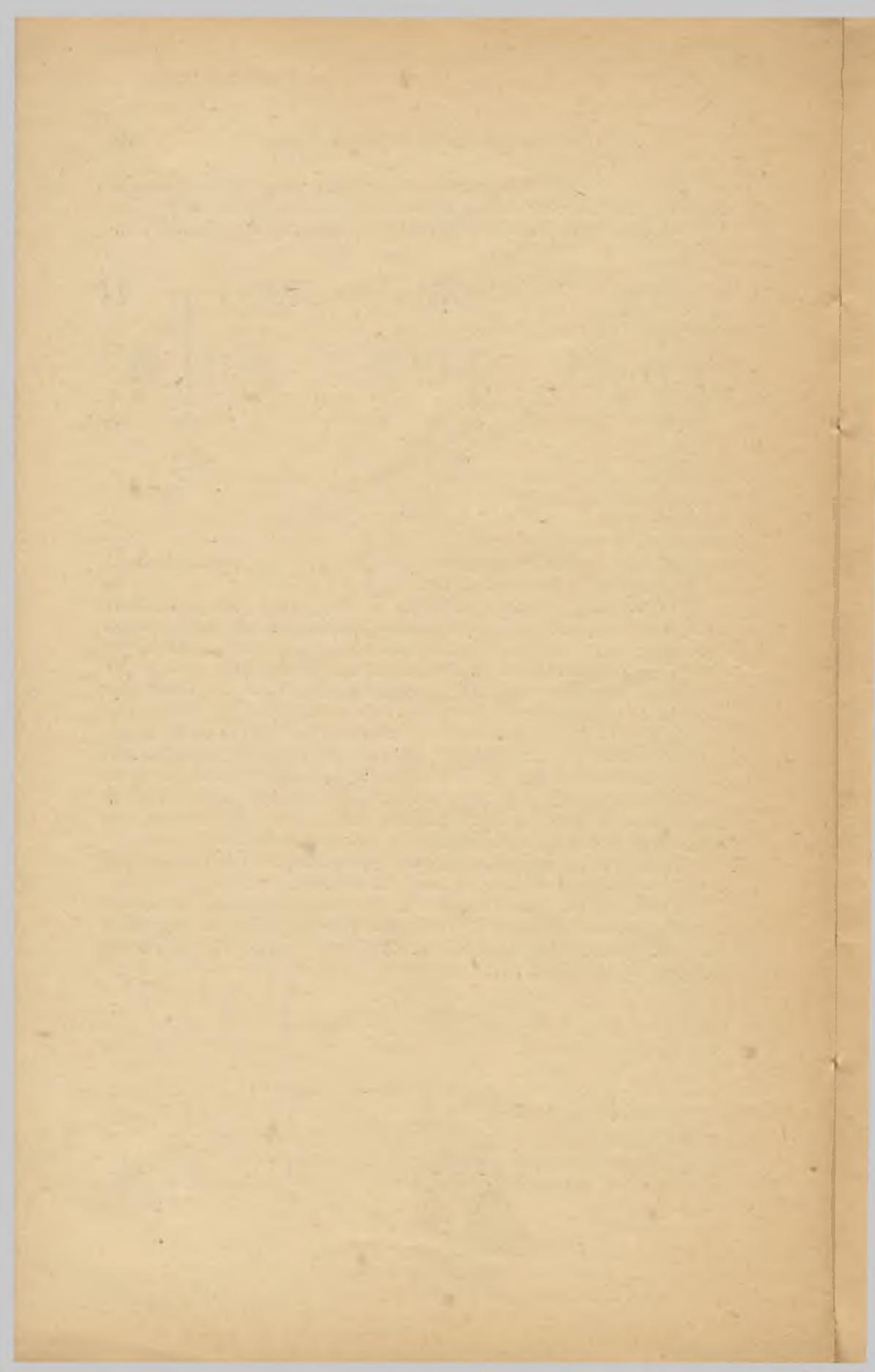
blables sur la contre-réaction, puisque plus la contre-réaction est forte, plus le gain est faible.

On pourrait favoriser les aigus et les graves par les artifices indiqués à propos des « moyennes fréquences » à très large bande.

Enfin une correction d'ensemble est également souhaitable quand la téléphonie est reproduite à un niveau plus faible que l'audition originale : en effet, l'oreille n'étant pas plus fidèle que linéaire et présentant un maximum de sensibilité vers 1500 p/s, si l'on diminue le niveau du son transmis, les graves et les aigus disparaissent les premiers. On peut corriger ce défaut en shuntant un transformateur par un résonateur accordé vers le milieu de la gamme audible : la fig. 34 *c* indique un montage dans lequel la manœuvre du potentiomètre AP fait varier à la fois, et dans un sens correct, le gain et l'importance de cette correction.

Tout cela est évidemment très approximatif, et il ne faut pas avoir trop d'illusions sur le bénéfice obtenu.

Enfin, on pourrait chercher à rendre automatique le réglage de tonalité, en constituant l'une des résistances de la fig. 15 *c* par une lampe dont la grille recevrait la tension de régulation de gain ou de sélectivité.



# TABLE DES MATIÈRES

Paragraphes	Pages
6.0 Introduction .....	9

## CHAPITRE PREMIER

6.10	GENERALITES SUR LA RECEPTION	11
6.11	Signaux à recevoir .....	11
6.12	Transmission de l'information .....	13
	6.121 Cas d'un seul niveau utilisable .....	13
	6.122 Cas où l'on utilise plusieurs niveaux .....	14
	6.123 Analyse des signaux modulateurs .....	15
	6.124 Signaux discontinus .....	16
	6.125 Application de la modulation à l'onde porteuse ....	16
6.13	Niveaux de sortie .....	19
6.14	Qualités fondamentales d'un récepteur .....	21
	1° Sensibilité .....	21
	2° Protection contre les brouilleurs et parasites — Sélectivité .....	21
	3° Fidélité .....	22
	4° Gamme ouverte .....	23
	5° Stabilité .....	24
	6° Facilité de manœuvre .....	24
	7° Absence de rayonnement .....	24
	8° Qualités diverses .....	24
6.15	Eléments constitutifs d'un récepteur .....	25

## CHAPITRE II

6.20	LA SENSIBILITE ET LA LIMITATION PAR LES BRUITS PARASITES	27
6.21	Nature des bruits de fond .....	28
6.22	Origine des bruits .....	28
	6.221 1) Parasites atmosphériques .....	29
	6.222 2) Parasites « thermodynamiques » .....	30
	6.223 3) Parasites « cosmiques » et solaires .....	32
	6.224 4) Parasites artificiels .....	33
6.23	Bruits internes .....	34
6.24	Addition des différents bruits dans un circuit .....	36
6.25	Comparaison des bruits dans un récepteur .....	38
6.26	Addition des facteurs de bruit .....	41

## CHAPITRE III

6.30	LA SELECTIVITE ET SON COMPROMIS AVEC LA FIDELITE	43
6.301	Introduction .....	43
6.302	Sélectivité idéale .....	43
6.303	Problème réel. Déformation causée par la sélection ..	44
6.304	Cas où les spectres se recouvrent .....	46
6.305	Autres signaux .....	46
6.306	Discontinuité simple dans un passe-bas .....	47
6.307	Discontinuité haute fréquence dans un passe-bande	49
6.308	Réalisation des courbes de sélectivité .....	50
6.31	Le résonateur simple .....	50
6.311	Données pratiques .....	57
6.312	Inconvénients de ces résonateurs .....	62
6.313	Quartz .....	63
6.314	Résonateurs pour ondes très courtes; tubes, guides, etc.	64
6.32	Transformateur à deux circuits couplés .....	67
6.321	Sélectivité obtenue .....	71
6.322	Remarque complémentaire .....	74
6.323	Régime transitoire .....	78
6.33	Ensemble de plusieurs circuits couplés .....	80
6.34	Suites de résonateurs et transformateurs .....	81
6.341	Suites de résonateurs ou transformateurs identiques	82
6.342	— — — non identiques	83
6.35	Systèmes plus complexes, filtres .....	88
6.36	Exemples de problèmes de sélectivité .....	90
6.361	Protection d'un signal téléphonique contre un brouil- leur entretenu .....	90
6.362	Brouillages téléphoniques divers .....	93
6.363	Protection d'une onde manipulée contre un brouilleur entretenu .....	94
6.364	Protection d'un signal manipulé contre un brouilleur manipulé .....	96
6.365	Protection contre les parasites, chocs, bruits de fond, etc... .....	99
6.37	Résumé .....	100

## CHAPITRE IV

## COLLECTEURS D'ONDE

6.40	Aériens récepteurs .....	101
6.411	Antenne réceptrice rectiligne dans un champ uniforme	103
6.412	Remarques .....	108
6.413	Données sur les antennes simples .....	108
6.414	Propriétés antiparasites des antennes simples .....	110
6.420	Aérien ferme-cadre .....	112
6.421	Avantages et inconvénients du cadre .....	114
6.43	Antennes complexes, antennes dirigées .....	115
6.44	Feeders .....	118
6.45	Antennes fictives .....	120
6.46	Conclusion .....	121
6.47	Circuit d'entrée .....	121

	6.481	Couplage direct au maximum de puissance .....	123
	6.482	Couplage direct avec maximum du rapport signal/ bruit .....	123
	6.483	Couplage direct sur une lampe .....	125
	6.484	Variantes. Couplage par circuit-bouchon .....	126
6.49		Couplages indirects .....	128
	6.491	Cas du primaire et du secondaire accordés séparément .....	129
	6.492	Réalisation pratique .....	134
	6.493	Cas du Primaire désaccordé .....	136
	6.494	Cadre désaccordé .....	141
	6.495	Petite antenne désaccordée .....	143

## CHAPITRE V

6.50	AMPLIFICATION — GENERALITES — AMPLIFICATION A HAUTE FREQUENCE		149
6.51	Schémas de base pour étages amplificateurs .....	151	
	1° Cathode à la masse .....	151	
	2° Grille à la masse .....	153	
	3° Plaque à la masse (ou à un potentiel fixe $V_{po}$ ) ..	154	
	6.521	Couplage par résistance-capacité .....	157
	6.522	Couplage par résistance-capacité, avec corrections ..	162
6.53	Couplage par self-inductions .....	168	
6.54	Couplage par circuit anti-résonant de plaque .....	169	
6.55	Couplage par transformateur apériodique .....	172	
	Couplage par transformateur accordé .....	173	
	6.561	1° Secondaire seul accordé .....	173
	6.562	2° Primaire et secondaire accordés .....	176
6.57	Couplages plus complexes .....	179	
6.58	L'amplification « Haute Fréquence » .....	180	
	Montages à utiliser en haute fréquence .....	181	
	6.581	1° Couplage à résistances .....	181
	6.582	2° Couplage par circuit antirésonant accordé dans la plaque .....	181
	Remarque .....	186	
	6.583	3° Couplage par transformateur accordé .....	187
	6.584	4° Autres couplages .....	188

## CHAPITRE VI

6.60	DETECTION		190
6.61	Détecteur diode .....	191	
6.62	Détecteurs à contact imparfait .....	193	
6.63	Principe de la détection par conducteur non-linéaire .....	196	
	6.631	Détecteur chargé par une résistance pure .....	201
	6.632	Détecteur chargé par résistance et condensateur- réservoir .....	202
	6.641	Impédance du système détecteur .....	207
	6.642	Choix des éléments R, C .....	209
	6.643	Cas d'une charge réactive .....	211

6.644	Influence de l'impédance interne de la source . . . . .	214
6.65	Action simultanée de deux signaux sur un détecteur . . . . .	215
	1° Détection d'une onde modulée avec une seule « bande latérale » . . . . .	217
	2° Effet d'un brouilleur de fréquence voisine . . . . .	218
	3° « Démodulation » d'un signal faible par un fort . . . . .	218
	4° Changement volontaire de la fréquence reçue . . . . .	219
6.66	Le « bruit de fond » dans les détecteurs . . . . .	220
6.67	Variantes de montage des détecteurs . . . . .	222
6.68	Détection d'une onde modulée en fréquence . . . . .	228
6.69	— — — en impulsions . . . . .	230

## CHAPITRE VII

6.70	AMPLIFICATION « BASSE FREQUENCE » . . . . .	231
6.71	Amplification basse fréquence « Télégraphique » . . . . .	232
6.72	Amplification basse fréquence « Téléphonique » . . . . .	234
6.731	Premier étage basse fréquence à résistances . . . . .	234
6.732	Premier étage basse fréquence à transformateur apé- riodique . . . . .	234
	1) Pertes dans le cuivre . . . . .	236
	2) Pertes dans le fer . . . . .	236
	3) Fuites magnétiques . . . . .	236
	4) Capacités parasites . . . . .	237
6.741	Dernier étage « de puissance » . . . . .	242
6.742	Transformateur de sortie . . . . .	244
6.743	Exemples . . . . .	246
	1° Triode . . . . .	246
	2° Pentode . . . . .	247
6.744	Cas où l'on accepte un débit de grille . . . . .	248
6.745	Montage symétrique . . . . .	249
6.746	Montages déphaseurs . . . . .	253
6.747	Amplification basse fréquence de télévision ou de radar . . . . .	254

## CHAPITRE VIII

6.80	CHANGEMENT DE FREQUENCE (HETERODYNE, SUPERHETERODYNE) . . . . .	256
	1° « Hétérodyne » simple . . . . .	256
	2° « Superhétérodyne » . . . . .	256
6.81	Mécanismes du changement de fréquence . . . . .	257
6.811	Changement de fréquence par détection de tensions superposées . . . . .	257
6.812	Changement de fréquence par mélange dans une multi- grille . . . . .	263
6.82	Bruits de fond dans le changement de fréquence . . . . .	268
6.83	Hétérodyne simple . . . . .	269
6.84	Super-Hétérodyne . . . . .	274
6.85	Amplificateur à fréquence intermédiaire . . . . .	279

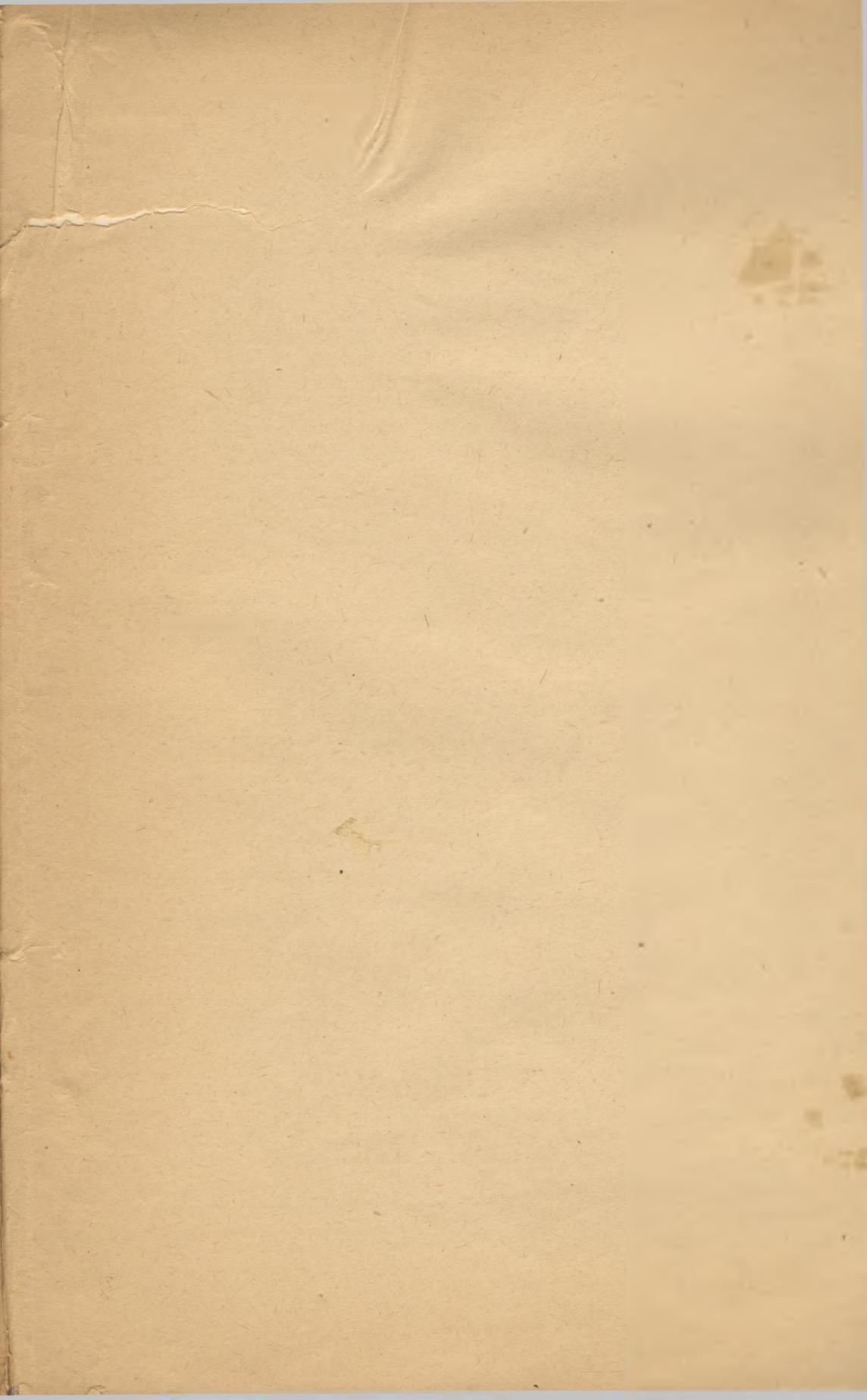
6.851	1° Télégraphie et téléphonie, radio-diffusion	280
6.852	2° Récepteurs avec sélectivité variable	280
	1) Couplage	281
	2) Accord	281
	3) Amortissements	282
6.853	3° Amplificateurs intermédiaires avec filtres	282
6.854	4° Amplificateurs intermédiaires pour télévision ou radar	284
6.86	Brouillages dans le superhétérodyne	288
6.87	Commande unique et « alignement » du superhétérodyne	290
6.88	Choix de la nouvelle fréquence	296
6.89	Double changement de fréquence	297

## CHAPITRE IX

9.0	REACTION, CONTRE-REACTION, SUPER-REACTION COMPLEMENTS DIVERS	299
9.11	Principe de la réaction	299
9.12	Augmentation du gain	301
9.13	Augmentation de la stabilité	301
9.14	Instabilité ; critérium de NYQUIST	302
9.15	Variations de l'impédance d'entrée	305
9.16	— la distorsion et des bruits internes	306
9.17	— l'impédance de sortie	307
9.2	Tableau des effets de la réaction	309
9.31	Emploi de la réaction positive pour accroître le gain et la sélectivité	309
9.32	Emploi de la réaction pour l'entretien d'oscillations	311
9.33	— — pour améliorer la stabilité, la fidélité ou la sélectivité	313
9.34	Précautions à prendre dans la contre-réaction sur plusieurs étages	317
9.35	Réactions parasites, leur réduction	318
9.36	Emploi simultané de la réaction positive et négative	323
9.40	Super-réaction	323
9.41	Principe	324
	9.411 Super-réaction linéaire téléphonique	326
	9.412 — antibrouillage	327
	9.413 — stroboscopique	328
	9.414 Montages pratiques de super-réaction	329
9.42	Remarques	330
9.50	Réglages automatiques	332
9.51	— — de sensibilité	332
	9.511 Réglage manuel de gain en basse fréquence	333
	9.512 — — — en haute et moyenne fréquence	334
	9.513 Régulation automatique de gain	335
	9.514 — — simple	336
	9.515 — — amplifiée	338
	9.516 — — différée ou retardée	339
	9.517 Remarque complémentaire	341

9.521	Régulation dans d'autres types de transmission (radar)	341
9.522	— à faible constante de temps .....	343
9.523	Remarque .....	345
9.53	Réglage silencieux .....	346
9.61	Réglage de l'accord .....	346
9.62	Indicateur d'accord .....	348
9.63	Réglage automatique d'accord .....	348
9.64	Commande automatique de sélectivité .....	350
9.7	Limiteurs d'amplitude à réglage manuel ou automatique ..	351
9.8	Réglage de fidélité ou de tonalité .....	354

---



# ÉDITIONS EYROLLES

---

BÉLUS, PARMENTIER et CROZE. — **Équipement des stations amplificatrices et réglage des circuits sur les câbles souterrains à grande distance**, 628 pages (1948).

BIGORNE. — **Mesures électriques** : Livre I : Généralités. Mesures en courant continu, 258 pages (1948). — Livre II : Mesures en courant alternatif, 228 pages (1948). — Livre III : Mesures en courant alternatif (suite et fin), 212 pages (1946).

CAILLET et JULIEN. — **Cours d'essais et mesures électriques**, 470 pages (1951).

DAVID et RIGAL. — **Cours de radio-électricité générale** : Tome I : Généralités. Rayonnement. Antennes, 376 pages (1946). — Tome IV : Propagation des ondes, 102 pages (1948).

DUMAS-PRIMBAULT et PELLÉ. — **Cours de téléphonie automatique rurale**, 200 pages (1951).

LAURENT. — **Cours d'installations téléphoniques d'abonnés et de bureaux secondaires** : Tome I : Étude des principaux organes des installations téléphoniques, 146 pages (1948). — Tome II : Installations réalisées par les Services de montage, 234 pages (1946).

PRACHE, JANNÈS et TROUBLÉ. — **Cours de lignes souterraines à grande distance**. Transmission, Lignes, 462 pages (1948).

ROUVIÈRE et BLANCHARD — **Cours de téléphonie automatique**. Système R. 6, 240 pages (1951).

SCHWAB. — **La Télégraphie moderne**, 400 pages (1951).

SUCHET. — **Cours d'Électrotechnique générale** : Livre I : Électrostatique, 336 pages (1948). — Livre II : Machines à courant continu, 354 pages (1948).

SUCHET et JANNÈS. — **Problèmes d'Électricité avec solutions**, 176 pages (1949).

TUCOULAT. — **Constructions des lignes aériennes**, 328 pages (1947).

VAILLAUD. — **Cours d'automobile**, 432 pages (1951).

VEAUX. — **Cours moyen de radioélectricité générale**, 360 pages (1951).

— **Cours élémentaire de radioélectricité générale**, 160 pages (1951).

---

# ÉDITIONS EYROLLES