

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

P. DAVID

COURS DE
**RADIOÉLECTRICITÉ
GÉNÉRALE**

2

LAMPES AMPLIFICATRICES
ET TRANSISTORS



Eyrolles

**LAMPES AMPLIFICATRICES
ET TRANSISTORS**

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

COURS
DE
RADIOÉLECTRICITÉ
GÉNÉRALE

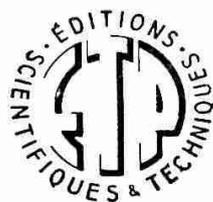
TOME II

LAMPES AMPLIFICATRICES ET TRANSISTORS

PAR

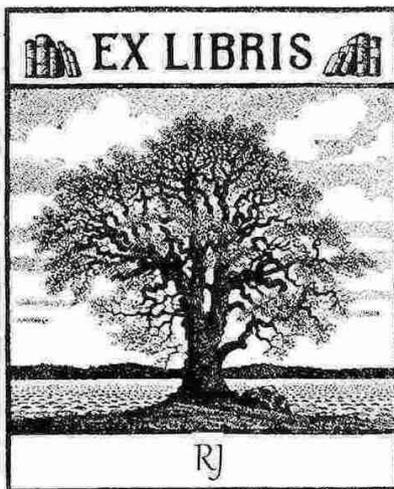
Pierre DAVID

Chef du laboratoire Radio-Radar de la Marine



ÉDITIONS EYROLLES
61, Boulevard Saint-Germain, PARIS-5^e
1957

Tous droits réservés



Numérisé en Juillet 2025 par F1CJL , 300dpi

1957 *by* Marc Eyrolles

AVERTISSEMENT

DE LA TROISIÈME ÉDITION

Bien que particulièrement destiné aux Ingénieurs des Télécommunications, ce volume traite des tubes électroniques et de leurs succédanés, sous une forme assez générale pour être directement utilisable par tous les physiciens et ingénieurs — chaque jour plus nombreux — qui doivent se servir de ces tubes.

Cette troisième édition a été complètement refondue pour tenir compte des progrès effectués depuis dix ans, et notamment de l'apparition des semi-conducteurs (diodes et transistors). En leur donnant une large place dans ce Cours, nous ne voulons pas suggérer au lecteur que ces nouveaux venus tiennent déjà, dans la construction pratique, une place de cet ordre ; au contraire, nous devons bien spécifier que leur emploi est encore assez exceptionnel. Mais l'importance qu'ils ont prise dans la littérature technique (1), les espoirs qu'ils font naître, obligent un professeur à les incorporer dès maintenant dans son enseignement, afin de préparer ses élèves à savoir les utiliser quand le moment sera venu. Les progrès sont d'ailleurs si rapides que peut-être, certaines différences, certains défauts sur lesquels nous croyons devoir attirer l'attention, auront alors disparu ; le lecteur fera les corrections nécessaires et voudra bien nous excuser de n'avoir pas « vendu prématurément la peau de l'ours ».

Ce volume présente quelques recouvrements — notamment sur les transistors — avec le fascicule « Réception » ; il était impossible de les éviter, pour laisser à chacun une autonomie suffisante malgré les rééditions successives.

(1) 231 articles parus dans la seule année 1952.

INTRODUCTION

GÉNÉRALITÉS SUR L'ÉLECTRONIQUE

QU'EST-CE QUE L'ELECTRONIQUE ?

4.01. — La technique de l'Electricité s'est développée pendant longtemps par l'étude exclusive du mouvement des électrons dans les conducteurs, et de leurs effets thermiques, mécaniques, magnétiques, chimiques, etc. La loi fondamentale est alors celle d'OHM : proportionnalité entre le courant et la tension appliquée ; d'où les notions fondamentales de résistance, puis d'impédance, bases de tous les calculs de circuits. C'est l' « *Electrotechnique* ».

Plus récemment, on s'est aperçu de tout l'intérêt que pouvait aussi présenter le mouvement des électrons dans le vide, les milieux gazeux ionisés, les solides « semi-conducteurs ». Alors la loi d'OHM ne joue pas, ou n'est applicable que dans des intervalles restreints de tensions et de courants. En dehors de ces intervalles, le courant peut être une fonction très complexe de la tension aux bornes d'un appareil ; il peut dépendre du sens de la tension, être nul au-dessous d'un certain « seuil », constant au-dessus d'un autre (« saturation ») ; il peut être modifié par la tension ou le courant entre des électrodes intermédiaires ou voisines des bornes d'utilisation. Il en résulte la possibilité d'un grand nombre d'applications nouvelles, qui ont été découvertes peu à peu et dont l'exploitation se développe encore tous les jours :

- amplification des tensions ou courants très faibles ;
- entretien d'oscillations sinusoïdales ou non ;
- déformation systématique de tensions appliquées, pour obtenir, par exemple, le redressement de l'alternatif, l'inversion périodique du continu, la multiplication de la fréquence, la transformation d'une sinusoïde en créneaux, dents de scie, impulsions brèves, etc. ;
- combinaison de deux (ou plus de deux) tensions sinusoïdales, de même fréquence ou de fréquences différentes de ma-

nière à obtenir des sommes, différences ou produits de leurs caractéristiques : amplitude, fréquence, phase... et, par suite, toutes sortes d'effets de commandes, bloquages, modulations, changements de fréquences, etc.

Tout l'ensemble de ces procédés a formé progressivement une nouvelle branche de la Technique, à laquelle on a réservé l'appellation d' « *Electronique* ».

Pendant longtemps, on l'a aussi appelée « Technique des courants faibles », avec une nuance péjorative, voulant dire non seulement qu'elle ne se prêtait pas à l'obtention de puissances notables mais encore que les dispositifs « électroniques » étaient, par nature, fragiles, délicats et peu sûrs. Les progrès effectués depuis quinze ou vingt ans permettent de supprimer une grande partie de ces réserves. Sans doute, il n'existe pas — et n'existera pas de longtemps — d'appareil électronique de 100 000 kilowatts, comparable aux turbo-alternateurs des grandes usines. Mais il existe des générateurs de haute fréquence fournissant 1 000 kilowatts en permanence ou 10 000 kilowatts pendant des temps très courts (impulsions) ; il existe des tubes électroniques garantis pour résister à des accélérations de 1 000 à 10 000 fois la pesanteur (c'est-à-dire au départ d'un coup de canon) et qui peuvent être, aux essais, plongés alternativement dans l'eau bouillante et dans la glace fondante ; d'autres, destinés aux « répéteurs immergés » des câbles sous-marins, garantis pour une durée de fonctionnement de 15 ou 20 ans ; et le début observé pour la « courbe de mortalité » des transistors, nouvellement inventés, fait espérer une vie encore bien plus longue. De sorte que les constructeurs les plus exigeants ont fini par vaincre leur répugnance ou leurs préjugés, et par accepter des dispositifs électroniques partout où leur souplesse et leur rapidité le justifient ; moyennant un choix convenable des pièces détachées, un montage robuste et une surveillance raisonnable, les sécurités obtenues se comparent avantageusement avec celles de beaucoup d'appareils électriques et mécaniques.

C'est ainsi qu'on trouve maintenant les tubes électroniques et leurs succédanés :

— dans tout le domaine des *télécommunications* : *sur fil*, où ils permettent, grâce aux répéteurs-amplificateurs, l'extension indéfinie des portées ; et, grâce au multiplex, l'augmentation énorme de débit des lignes et câbles téléphoniques ; *sans fil*, où rien ne se fait plus sans eux, ni à l'émission ni à la réception ; notamment pour les liaisons à grande distance en ondes courtes, la radiodiffusion, la télévision, les faisceaux hertziens, le guidage des navires et avions, le radar...

— dans l'*acoustique*, tous les procédés d'enregistrement et de reproduction sonore, le cinéma parlant, les instruments de musique ;

— dans un nombre toujours croissant de dispositifs de *mesures* de toutes sortes, où les paramètres physiques les plus variés : poids, pression, température, lumière, déformation... sont transformés en variations électriques, puis amplifiés autant qu'il est commode, transportés à distance, enregistrés, analysés... ;

— dans des *commandes et servo-mécanismes* actionnant des régulateurs, machines-outils, pilotes automatiques, robots, « animaux artificiels »... ;

— dans les *calculateurs et machines mathématiques*, dont ils ont accru la vitesse et la souplesse, au point d'en faire, à certains égards, des super-cerveaux humains ;

— en *physique nucléaire*, où les amplificateurs, oscillateurs et compteurs électroniques sont les instruments fondamentaux de travail.

Il ne saurait évidemment être question de loger dans ce volume, à la fois la théorie et la description de tous les tubes électroniques, et la revue de tous les montages imaginés pour ces innombrables applications.

Nous nous bornerons donc :

— à rappeler rapidement le principe des tubes électroniques à vide et à gaz, puis celui des semi-conducteurs ;

— à donner les caractéristiques des principaux types ordinairement utilisés : diodes, triodes, pentodes, mélangeuses, tubes à temps de transit (magnétrons, klystrons, modulation de vitesse) ;

— à indiquer comment on peut prédéterminer les fonctionnements essentiels de ces appareils : amplification en tension et en puissance, redressement, multiplication et changement de fréquence, entretien d'oscillations sinusoïdales et de relaxation ; cette prévision pouvant se faire soit par des calculs approchés très simples, en assimilant les caractéristiques à des formes algébriques aisément manipulables — soit, si nécessaire, par des méthodes graphiques sur les réseaux réels ;

— enfin, à illustrer ces considérations générales par quelques exemples suggestifs ; on trouvera d'ailleurs d'autres exemples dans les Chapitres du Cours traitant de l'Emission, de la Modulation, de la Réception, etc.

PRINCIPES DE L'ELECTRONIQUE

4.02. — Nous rappelons d'abord brièvement les idées actuelles sur le mouvement des électrons dans les divers milieux, et notamment dans les solides.

Un solide est un agglomérat régulier d'atomes, composés chacun d'un *noyau* à charge positive, et d'un certain nombre d'électrons

périphériques, dont la charge totale négative est opposée à celle du noyau et la neutralise.

Parmi ces électrons, certains sont liés au noyau d'une façon particulièrement énergétique, et n'en peuvent être détachés que par la physique « nucléaire » — nous ne nous en occuperons pas ici. D'autres dits « de valence » servent à constituer la liaison avec les atomes voisins ; par exemple, le germanium pur est formé d'un noyau de charge $+ 32$, entouré de 32 électrons de charge $- 1$, dont 28 sont liés au noyau, et dont les 4 autres s'associent par paires avec les électrons analogues des atomes voisins.

D'après la théorie de BLOCH-BRILLOUIN, la variation périodique du potentiel, résultant de cette position, a pour conséquence que la distribution des vitesses (c'est-à-dire des niveaux d'énergie) des électrons, ne peut pas varier d'une façon continue. Seuls sont possibles des niveaux multiples du « quantum d'action » $h\nu$, groupés en « bandes » distinctes. La « bande de valence » en est une ; mais plus loin se trouve une autre bande, dite « de conduction » ; et entre les deux, peut se trouver une « bande interdite ». Toutes les propriétés électriques des solides résultent de la facilité avec laquelle les électrons peuvent se libérer de la « bande de valence » pour passer dans celle de conduction, puis même errer entre les atomes, ou enfin sortir du solide.

Milieu isolant.

4.021. — Le cas le plus simple est celui où le nombre des électrons de valence n , est égal à celui n' des états électroniques possibles dans la première « zone de BRILLOUIN ». Chaque électron occupe alors une place stable. Si, en plus, la « bande interdite » est large — par exemple 7 électrons-volts dans le diamant, ou plus — ni les champs électriques usuels, ni les élévations de température habituelles, ne sont capables de perturber suffisamment cet équilibre pour amener aucun des électrons dans la bande de conduction. Il n'y a donc aucun courant à travers le solide, qui est un *isolant*.

Milieu conducteur.

4.022. — Le cas opposé est celui où les nombres n et n' sont différents et où, de plus, la bande interdite est de largeur négligeable, ou inexistante. Alors il y a des électrons libres qui ne peuvent remplir les cases de valence, mais passent aisément dans les bandes de conduction, puis, sous l'effet du moindre champ extérieur, glissent d'un atome à l'autre, puis tout le long du solide : le corps est un *conducteur*.

Milieu semi-conducteur.

4.023. — Entre ces deux cas extrêmes, il peut arriver, si la bande interdite est étroite (0,7 électron-volt pour le germanium, — 1,1 électron-volt pour le silicium), que des électrons de valence, même logés en des positions stables, puissent en être déplacés, soit par l'agitation thermique, soit par des champs électriques appliqués de l'extérieur, soit par le choc d'autres électrons ou de photons — ou enfin, comme on le verra plus loin, par la présence d'atomes voisins non identiques (impuretés). Ces électrons peuvent alors passer dans la bande de conduction, puis glisser d'un atome à l'autre, donnant ainsi la propriété d'un corps conducteur, mais à un degré beaucoup plus faible : la conductibilité « intrinsèque » du germanium à la température ambiante est, par exemple, seulement le dix-millionième de celle du cuivre. D'où le nom de *semi-conducteur*.

Mais en outre, dans ce cas, pour pouvoir expliquer certains phénomènes, il faut aussi tenir compte de la charge positive, laissée derrière lui par tout électron quittant un atome. Sans doute, cet atome est fixe et ne se déplace pas, Mais lorsque les électrons errent entre les atomes, il arrivera par hasard, au bout d'un certain temps, que l'un d'eux sera attiré par cette charge positive et sera de nouveau capté par l'atome, qui redeviendra neutre. Pendant ce temps, un autre électron aura quitté un atome voisin, où une nouvelle charge positive sera apparue. Tout se passe donc comme si les charges positives se déplaçaient, c'est-à-dire présentaient, elles aussi, une certaine *mobilité*.

Le courant dans le semi-conducteur sera donc finalement la résultante des mouvements des deux types de « *porteurs de charges* » : les électrons, négatifs, seuls doués d'une existence et d'un mouvement réels ; et les « *trous* » ou « *lacunes* » laissés par ces électrons dans les atomes qu'ils abandonnent, et qui se comportent comme des charges positives à déplacement apparent.

La théorie et diverses mesures expérimentales ont permis de préciser les deux paramètres quantitatifs de ce mécanisme :

— le temps moyen pendant lequel un atome reste privé d'un électron, et par suite chargé positivement ; ce qu'on appellera la « *durée de vie* » des trous ou lacunes. Pour le germanium, elle est de quelques microsecondes à quelques millisecondes ;

— la vitesse apparente de déplacement des deux types de porteurs sous l'effet d'un champ électrique ; on appelle « *mobilité* » le quotient de cette vitesse (en cm/seconde) par le champ électrique moteur (en volts/cm) :

$$\mu = \frac{v \text{ (cm/s)}}{E \text{ (v/cm)}}$$

Elle est de :

	<i>Mobilité des porteurs</i>	
	électrons	lacunes
Silicium	1 200	250
Germanium	3 600	1 700

Nous reviendrons plus loin sur le rôle des impuretés, contacts et jonctions, qui permettent de fabriquer des diodes et triodes à semi-conducteurs.

Rôle de la température.

4.024. — Tout ceci était vrai à la température ambiante.

Lorsque la température s'élève, l'agitation thermique des électrons croît, et le passage à travers la bande interdite devient de plus en plus facile.

Il est possible que cela ne change pas la nature d'un isolant : par exemple le diamant reste tel jusqu'aux températures les plus élevées.

Mais dans un semi-conducteur où les équilibres sont moins stables l'effet est beaucoup plus important : le corps tend à devenir un simple conducteur et perd son originalité. Cela arrive pour le germanium vers 70°, pour le silicium vers 150°, et c'est, comme on le verra, l'une des plus sérieuses limitations à leur usage.

Enfin, dans un conducteur, où il y a déjà pléthore d'électrons libres, l'augmentation de leur nombre n'a aucune influence, mais l'augmentation de leur agitation thermique produit deux effets : tout d'abord le libre parcours moyen de chacun diminue, c'est-à-dire que les pertes (la résistivité) augmentent ; et, d'autre part, si la vitesse de certains électrons atteint une valeur suffisante, ils peuvent traverser la « barrière de potentiel » que forment les noyaux positifs à la surface du solide, et s'échapper librement au-dehors. C'est l'*émission thermionique*, phénomène fondamental de tous les tubes « à cathode chaude » et que nous allons examiner.

L'EMISSION THERMIONIQUE

4.03. — L'émission d'électrons par les filaments à haute température a été observée depuis longtemps par EDISON dans les premières lampes à incandescence ; mais on ne songeait pas alors à l'utiliser.

Depuis qu'elle est mise à profit dans les tubes, on l'a beaucoup étudiée, théoriquement et expérimentalement, pour la rendre aussi intense et aussi régulière que possible.

Un calcul de RICHARSON, perfectionné par DUSHMAN (1) précise que l'intensité émise par unité de surface à la température absolue T est de :

$$\dots\dots\dots i = a \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{T_0}{T}}$$

a et T_0 étant des constantes.

Cette formule exponentielle montre que l'émission est inappréciable quand la température T est très inférieure à T_0 , et qu'elle croît très vite quand T approche de T_0 . Malheureusement la valeur T_0 est extrêmement élevée ($56\,000^\circ\text{K}$ pour le tungstène) ; de sorte que, même en choisissant les composés les plus favorables et en les chauffant autant que le permettent leur résistance mécanique et la durée de vie exigée, les courants électroniques sont toujours relativement faibles (par rapport à ceux de conduction dans les métaux) ; autrement dit, les résistances internes des tubes électroniques sont relativement élevées. C'est leur principal handicap.

Après toutes sortes d'essais, et de recherches sur toutes les substances possibles, on emploie actuellement trois types de cathodes thermo-émissoives :

— celles en *tungstène pur* ; elles donnent une intensité électronique représentée par la courbe fig. 1, courbe de droite. L'intérêt d'une haute température est évident ; malheureusement, la durée de vie décroît extrêmement vite en fonction de cette élévation (phénomène bien connu des lampes sur-voltées). Un compromis acceptable est généralement adopté en prenant $T = 2\,400$ à $2\,700^\circ\text{K}$, (blanc éblouissant), ce qui donne une intensité de 2 à 10 milliampères par watt consommé pour le chauffage, avec une durée de vie de 2 000 à 5 000 heures environ (la tension de chauffage étant supposée stable à ± 5 ou 6 % près).

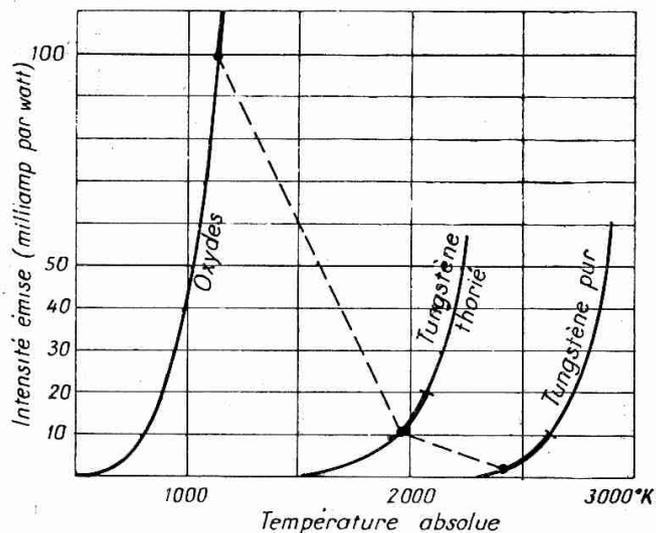


Fig. 1. — Emission électronique.

Ces cathodes sont robustes et résistent bien aux irrégularités de champ électrique, au choc des ions, à l'action des gaz résiduels

(1) RICHARDSON avait d'abord trouvé une formule différente avec \sqrt{T} au lieu de T^2 . Cette loi n'étant pas vérifiée par l'expérience, DUSHMAN a modifié les hypothèses pour retrouver la formule ci-dessus, qui est satisfaisante.

dans l'ampoule... ; on leur donne souvent la préférence dans les tubes très puissants où la longévité et la sécurité passent avant l'économie de courant ;

— celles en *tungstène thorié*, c'est-à-dire dans lesquelles l'émission est « activée » superficiellement par une couche monomoléculaire de thorium, produite par évaporation d'un oxyde de thorium ajouté au tungstène en cours de fabrication.

L'intensité est alors donnée par la courbe du milieu, fig. 1 ; le compromis habituel est de chauffer à 2 000 ou 2 100° pour obtenir 10 à 20 milliampères par watt consommé ; la durée de vie est du même ordre, mais la tension doit souvent être stabilisée à $\pm 4 \%$ près ;

— enfin, celles « à oxydes », dans lesquelles le métal (ce n'est plus forcément du tungstène, le nickel ou le molybdène peuvent suffire) est entièrement recouvert d'une couche d'oxydes de baryum, strontium, ou autres alcalino-terreux ; cette couche, qui ne supporte pas le contact de l'air, est formée dans le vide par chauffage violent et électrolyse à partir d'une couche de carbonates, déposée de façon bien homogène par divers procédés physiques ou chimiques.

L'intensité, donnée par la courbe de gauche, fig. 1, est alors nettement accrue : il suffit de chauffer vers 1 100 ou 1 200° K (rouge sombre) pour obtenir une centaine de milliampères par watt.

C'est le compromis habituel pour les lampes d'usage courant, avec une durée de 1 000 ou 2 000 heures. Mais on peut le déplacer dans un sens ou dans l'autre : si l'on sacrifie le rendement à la longévité, il suffit de chauffer moins ; on obtient ainsi les lampes de répéteurs téléphoniques, pouvant fonctionner 20 000 à 100 000 heures. Inversement, dans un fonctionnement « en impulsions », où le courant électronique ne passe effectivement que pendant des fractions très brèves du temps (du 1/100 ou 1/1 000), on peut tirer de la cathode, sans la détériorer trop vite, des intensités jusqu'à dix fois supérieures.

Les couches d'oxydes sont malheureusement assez fragiles ; elles sont mises en danger, soit par un excès, soit même par une *insuffisance* de chauffage (qui doit donc être stabilisé à $\pm 4 \%$ près), par des « bombardements » d'ions existants dans la lampe, par un excès de tension-plaque, ou l'application trop brutale et prématurée de la tension-plaque normale ; enfin, elles donnent lieu à des volatilisations de thorium, baryum... qui vont se déposer sur les électrodes voisines pour les « empoisonner » ou les « contaminer », c'est-à-dire y faciliter les émissions secondaires parasites gênantes. Ces inconvénients sont d'autant plus graves que les tubes sont plus puissants, et c'est pourquoi les cathodes à oxydes, universellement préférées dans les petits tubes de réception, laissent encore souvent la place au tungstène thorié, ou même au tungstène

pur, dans les gros tubes d'émission. En tous cas, on ne doit jamais employer un tube sans observer les précautions indiquées par le constructeur pour l'application du chauffage.

Cathodes à « chauffage indirect ».

4.031. — L'émission électronique par chauffage « direct » du filament, considérée ci-dessus, est naturellement la plus économique et ne présente pas d'inconvénient quand on dispose, pour ce chauffage, d'une source de courant continu bien stable : pile ou accumulateur.

Mais il arrive bien souvent que l'on veut alimenter sur le *secteur*, qui est en général alternatif, et même continu, véhicule de nombreux parasites ; dès lors, le chauffage direct introduit dans l'émission électronique des irrégularités, fluctuations... qui produisent dans les amplificateurs un bourdonnement ou un bruit insupportables.

Pour supprimer ce défaut, il devient nécessaire de séparer les fonctions « chauffage » et « émission » en faisant du chauffage « indirect » (fig. 2) : le filament incandescent alimenté par le secteur (« chauffeur ») est placé, dans un petit cylindre en métal ou matières réfractaire, et lui communique la température voulue par simple rayonnement calorifique, sans contact électrique ; et c'est la surface extérieure de ce cylindre qui, recouverte d'oxydes, produit l'émission.

Les avantages du système sont :
— l'indépendance absolue des deux circuits « de chauffage » et « d'émission électronique » ;

— la cathode est « équipotentielle », au lieu de donner lieu à une chute de tension progressive, ce qui améliore certains fonctionnements (détection) ;

— les cathodes de différents tubes successifs peuvent être polarisées individuellement par rapport à la masse et au circuit de chauffage (dans la limite permise par l'isolement du « chauffeur », laquelle n'est pas toujours très élevée) ;

— les fluctuations rapides de la tension d'alimentation sont absorbées par l'inertie calorifique de l'ensemble, et même les fluctuations lentes sont partiellement corrigées, de sorte que la stabi-

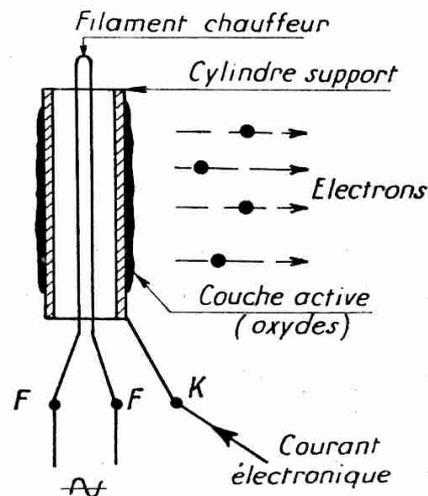


Fig. 2. — Cathode à chauffage indirect.

lisation peut être moins rigoureuse (on revient à 6 ou 7 % comme avec le tungstène pur).

Les inconvénients sont :

- une perte de rendement, ramené à environ 20 mA/w ;
- une inertie marquée lors de l'allumage (10 à 30 secondes), ce qui fait reconnaître aussitôt ce type de tubes, et les rend entièrement impropres à certains usages (fusées de projectiles d'artillerie, engins téléguidés...).

Valeurs pratiques.

4.032. — Les tensions et courants de chauffage sont plus ou moins normalisés pour les lampes de réception. Ils s'étagent :

- depuis 0,625 volt, 15 milliampères (soit 1,5 dix-millième de watt) dans les plus petits tubes pour appareils de prothèse auditive ;

- 1,5 et 2 volts, 0,05 à 0,2 ampères, pour les tubes à chauffage direct sur piles ;

- jusqu'à 6,3 volts, 0,2 à 1 ampère, pour la plupart des tubes de réception alimentés (en chauffage indirect) sur secteur (ou batterie auto) ;

et des puissances analogues sous 12, 14, 18, 25 volts, pour alimentation en série sur secteur continu.

Pour les lampes d'émission, il n'y a aucune normalisation. Les tensions et courants nécessaires vont naturellement en croissant jusque vers une trentaine de volts et des milliers d'ampères.

EMISSION SECONDAIRE

4.04. — En raison des efforts nécessaires pour émettre des électrons avec un bon rendement, lorsque l'on en a envie, on pourrait croire que ce phénomène ne risque nullement de se produire spontanément à partir d'une électrode non préparée.

Mais ce serait une erreur ; en outre de l'émission « primaire » que nous venons de considérer, on rencontre très fréquemment une émission « secondaire », conséquence lointaine de la première.

En effet, lorsqu'un électron libre, circulant dans l'espace à grande vitesse, vient heurter un conducteur (même froid) ou une molécule gazeuse, il peut dégager, dans le choc, assez d'énergie, pour libérer un et même plusieurs électrons « secondaires » qui repartent à leur tour (étant entendu, pour respecter le principe de la conservation de l'énergie, que la somme des forces vives de ceux-ci est inférieure à la force vive du premier).

Ce phénomène peut, en théorie, se produire dès que les électrons ont été accélérés par des potentiels supérieurs à 11 volts, c'est-

à-dire dans la plupart des tubes, même de réception. En fait, il a longtemps été très gênant, en produisant des troubles de fonctionnement plus ou moins compréhensibles ; nous verrons que certains types de lampes (pentodes) ont été établis uniquement pour en venir à bout (1).

Toutefois, depuis quelques années, on a trouvé des solutions encore meilleures : on utilise l'émission secondaire pour *augmenter volontairement* l'intensité du courant électronique — ou bien une seule fois (« lampes à émission secondaire ») ou bien plusieurs fois de suite (« multiplicateurs d'électrons », très souvent associés aux cellules photo-électriques).

EMISSION PHOTO-ELECTRIQUE

4.05. — Des électrons peuvent aussi être arrachés de la surface des métaux par l'impact des photons, c'est-à-dire par la lumière. Toutefois, même en faisant appel aux métaux les plus émissifs (césium, potassium...), l'intensité reste très faible : de l'ordre de quelques micro-ampères ou dizaines de micro-ampères par lumen. C'est le principe des *cellules photo-électriques* et tubes *capteurs d'images* en télévision (iconoscopes, etc.) dont nous ne nous occuperons pas ici (2).

(1) Un effet assez curieux de l'émission secondaire est de fausser la mesure du courant, et par suite le calcul de la puissance dissipée pour l'électrode correspondante. En effet, si un électron primaire provoque le départ de n électrons secondaires il est compté dans le courant comme $(1 - n)$ électrons, c'est-à-dire comme une *diminution* ; alors qu'il a cependant lui-même contribué à dégager une certaine chaleur. Pour cette raison, il faut être très prudent quand on évalue l'énergie dissipée sur les grilles et les grilles-écrans.

(2) Voir par exemple *La Photo-Électricité et ses Applications*, par Zworykin. Ed. française DUNOD.

CHAPITRE PREMIER

TUBES A VIDE

4.10. — La plupart des tubes électroniques sont des tubes à *vide*, c'est-à-dire qu'on y a réduit la pression à moins d'un millionième de millimètre de mercure, de sorte que les électrons évoluent pratiquement sans choc entre les molécules gazeuses restantes, et que leur « libre parcours moyen » est grand par rapport aux dimensions du tube.

Ceci exige naturellement un certain nombre de précautions lors de la fabrication. Non seulement il faut réaliser ce vide, au moyen de pompes spéciales, mais il faut ensuite qu'il se maintienne ; l'étanchéité doit donc être parfaite sans la moindre fissure. De plus, le métal des électrodes, les supports, la paroi de verre de l'ampoule, ont emmagasiné (dissous ou *adsorbé*) des gaz de l'air, et les libèrent avec le temps ou l'échauffement. Il faut donc sélectionner les matériaux utilisés pour atténuer ces dégagements, et en plus, lors de la fabrication, prolonger le pompage en chauffant énergiquement toutes les parties à une température supérieure à leur température de service. Malgré tous ces efforts, il peut arriver — surtout dans les lampes puissantes — que des échauffements locaux irréguliers libèrent tout à coup du gaz : on voit paraître des lueurs bleues, et le tube peut être mis rapidement hors d'usage (effet « ROCKY-POINT »). Pour y parer, on prend quelquefois la précaution supplémentaire de pulvériser dans une certaine région de l'ampoule des dépôts métalliques (1) ayant la propriété contraire des autres, c'est-à-dire susceptibles de ré-absorber les gaz libérés. Ces dépôts s'appellent des « getters ».

(1) Par exemple en tantale, zirconium, niobium.

DIODES A VIDE « KENOTRONS »

4.11. — Le tube à vide le plus simple est obtenu en plaçant dans l'ampoule vide, en face ou autour de la cathode chauffée, une électrode (froide), appelée *plaque* ou *anode*, et connectée à une broche spéciale (dûment isolée, si l'on doit appliquer de hautes tensions).

L'intensité i_p du courant électronique cathode-plaque (c'est-à-dire du courant plaque-cathode, au sens de nos appareils de mesure) est alors fonction de la tension relative v_p de la plaque par rapport à la cathode : si v_p est négatif, le champ produit repousse les électrons, le courant i_p est nul ; lorsque v_p s'annule, le courant commence à passer, en raison de la vitesse initiale de certains électrons émis par la cathode ; lorsque v_p devient positif et croît, le

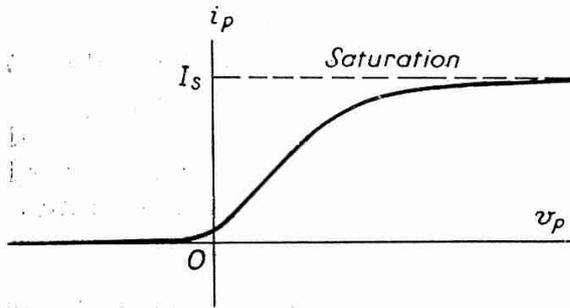


Fig. 3. — Allure générale de la caractéristique des diodes à vide $i = f(v)$.

champ attractif produit compense progressivement le champ répulsif dû à la « charge d'espace » formée par les électrons eux-mêmes dans l'espace intermédiaire, et le courant croît, jusqu'au moment où tous les électrons que la cathode est susceptible d'émettre, sont captés par la plaque ; le courant atteint alors sa limite maximum, dite « courant de saturation I_s » (1).

La « caractéristique » $i_p = f(v_p)$ a donc la forme de la fig. 3 dont les échelles peuvent être très différentes, suivant les dimensions des électrodes et leur espacement.

La partie inférieure peut être approximée par des formules algébriques simples, telles que :

$$i_p = I_o \cdot v_p^{3/2} \quad (3)$$

que l'on peut justifier théoriquement (formule de LANGMUIR) ; la constante I_o , appelée « pervéance », va (pour i_p en milli-ampères et v_p en volts) de 0,01 (pour les diodes à très haute tension) à 0,2 ou 0,4 pour les valves habituelles, parfois 2 à 3 dans les valves de puissance.

Mais les calculs n'étant pas commodes avec cette formule, on préfère souvent l'approximer par une parabole du type :

(1) Ce n'est pas une limite mathématique ; le courant augmente encore un peu quand la tension plaque augmente, car le champ positif de la plaque aide à l'extraction des électrons, surtout avec des cathodes à oxydes. Mais cet arrachement reste peu marqué ; il est d'ailleurs dangereux, de sorte que la notion de « saturation » est très correcte dans la pratique.

$$i_p = i_o + a \cdot v_p + b \cdot v_p^2 \quad (4)$$

ou même parfois une cubique ou une exponentielle.

Si l'on considère une région plus étendue, on voit que la montée de plus en plus rapide, indiquée par ces formules, ne s'étend

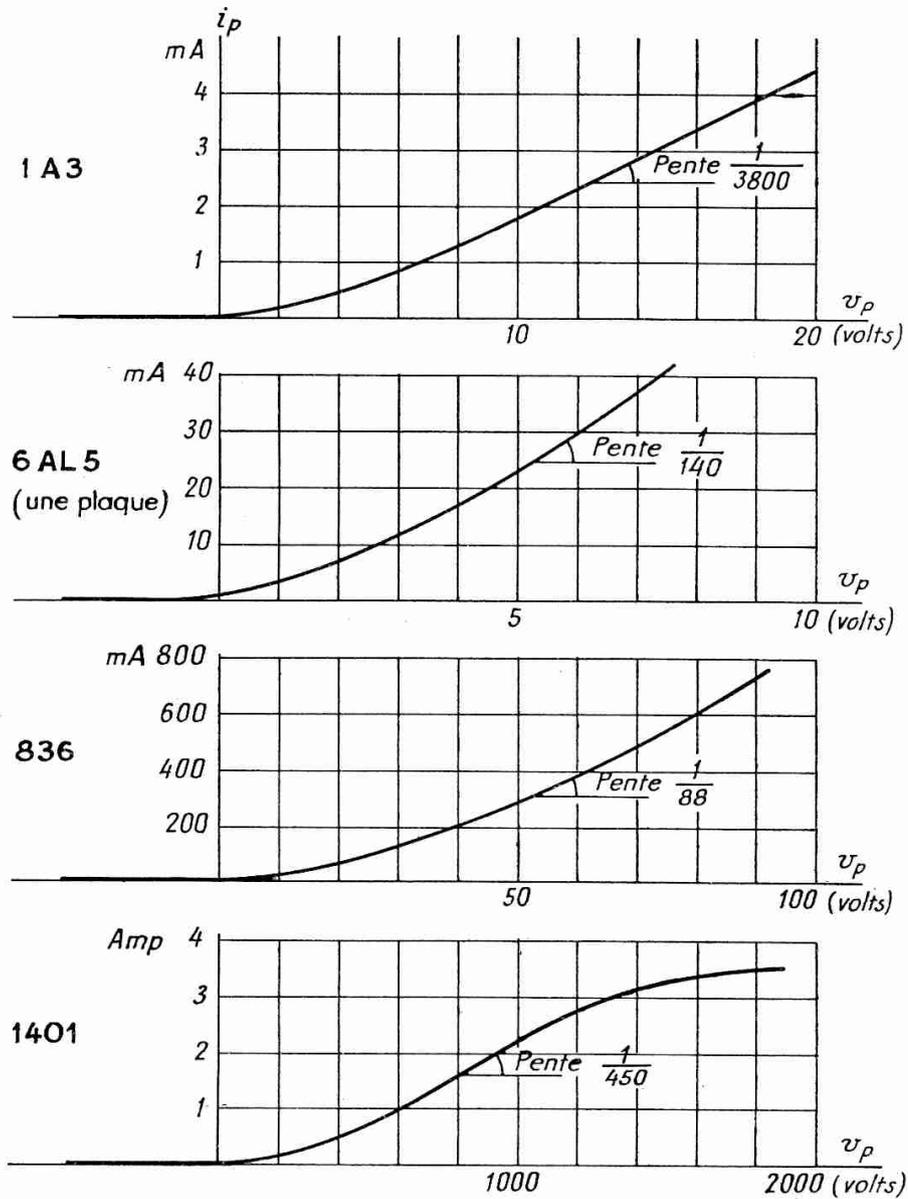


Fig. 4. — Caractéristiques de diodes à vide.

pas bien loin, et qu'elle est même remplacée par une inflexion, qui comporte souvent une portion quasi-linéaire notable ; dans cette partie « centrale » on peut approximer la courbe par l'équation fondamentale :

$$R_i \cdot i_p = v_p + U_o \quad (5)$$

dans laquelle R_i est une constante représentant la *résistance interne* (inverse de la pente, $\text{tg } \varphi = 1/R_i$) ;

U_o une seconde constante, souvent négligeable, car la droite en question passe toujours très près de l'origine.

En outre du paramètre R_i , il est intéressant de donner, pour chaque diode, quelques autres éléments qui servent à préciser ses performances limites : par exemple la tension (inverse) maximum permise par l'isolement des électrodes, V_i ; la puissance maximum à dissiper sur la plaque, W_d (au besoin, avec refroidissement forcé, voir plus loin « Triodes ») ; la tension et le courant continu que le tube peut fournir en redresseur, V_{po} , I_{po} et la puissance utile correspondante W_u ; enfin, la capacité cathode-plaque γ_{kp} , ou la

TABLEAU I — *Diodes à vide poussé*

TYPE	Chauffage V_f (v)	Chauffage I_f (amp)	Résistance interne R_i (ohms)	Tension inverse V_i (volts)	Puissance dis- sippée W_d (watts)	En redresseur			Capacité γ_{kp} $\mu\text{-F}$	Fréq. max. Mc/s	Observations
						Tension V_{po} (volts)	Courant I_{po} (milli-amp)	Puissance W_u (watts)			
1° Petites diodes pour détection haute fréquence.											
(piles) 1A3 (miniature)	1,5	0,015	3 800	330			0,5		0,4		
6AL5 (réception)	6,3	0,3	140	420			9		3,2		(1)
EB4	6,3	0,2	1 000			200	0,8	0,16	1,2		(1)
6H6	6,3	0,3	2 000	420			8		3,4		(1)
2° Valves pour alimentation de récepteurs.											
(réception)											
EZ2	6,3	0,4	200			350	30	10,5	10		(1)
EZ4	6,3	0,9	80			370	90	43	34		(1)
(miniature)											
EZ80	6,3	0,6	160	1 000		370	45				(1)
25Z5	25	0,3									
3° Valves haute tension pour alimentation de tubes cathodiques.											
1875	4	2,3	2 500	20 000		7 000	5	35			
EY51	6,3	0,09	3 500	17 000			3		0,8		
4° Valves pour émission (kinotrons).											
836	2,5	5	88	5 000			250				
(SFR)											
VX30	6,3	1,1	1 800	30 000			80		3,8		
V1401	28	20	450		1 200	10 000	500	5 000			$i_s = 3,5 \text{ amp}$

(1) Cette valve est double ; les chiffres donnés se rapportent à une seule des deux plaques identiques.

fréquence maximum de travail du tube. Pour donner une idée de la variété des modèles et de l'étendue de variation de ces performances, nous avons groupé dans le tableau ci-dessus quelques spécimens de valeurs et, fig. 4, quelques courbes caractéristiques (noter l'allure commune, sauf que la courbe n'est pas toujours tracée jusqu'au courant de saturation), mais les changements d'échelle sont considérables.

LES TRIODES A VIDE

4.12. — Le perfectionnement essentiel introduit dans la lampe à vide (par De Forest en 1907, semble-t-il) consiste à intercaler, entre l'anode et la cathode, une troisième électrode, ayant, plus ou moins, la forme d'une *grille* à mailles ou spires relativement larges — d'où son nom (fig. 5).

Cette grille, de surface assez faible, agit par *attraction* ou *répulsion* sur l'intensité du courant. Si elle est *négative*, elle repousse les électrons, et diminue le courant de plaque ; si elle est *positive*, elle diminue la « charge d'espace », facilite leur extraction de la cathode et (tout en captant une partie) augmente, finalement, le courant de plaque.

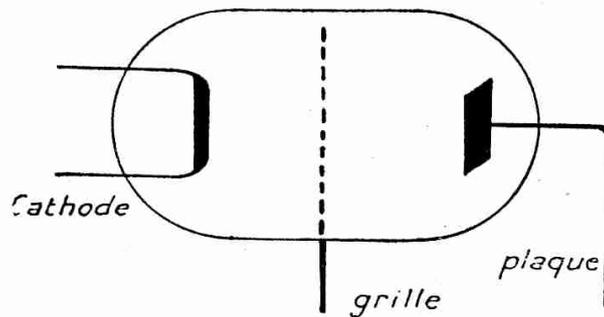


Fig. 5. — Principe de la triode.

Elle agit donc sur le flot d'électrons à la manière d'un robinet ou d'une vanne sur une conduite d'eau (comparaison classique). Elle « commande » le passage.

Si la plaque est suffisamment positive, le courant peut l'atteindre même avec une valeur négative de tension grille, et dans ces conditions l'effet de commande est obtenu alors que la grille elle-même ne capte aucun électron, donc *ne consomme aucune énergie*.

En outre, cet effet est instantané, grâce à la prodigieuse vitesse des électrons dans le vide (elle dépend de la tension, mais est facilement de plusieurs dizaines de milliers de km par seconde) ; jusqu'aux fréquences de l'ordre de 10^7 ou 10^8 c/s, la lampe ne présente donc aucune inertie apparente.

Ces deux caractères : *consommation nulle, instantanéité absolue* font de la triode un relais ou amplificateur infiniment précieux, qui avait été, pendant de longues années, le rêve des électriciens, et plus particulièrement des téléphonistes.

Le schéma de principe de la triode est donc celui de la figure 5 :

- cathode chauffée émettant des électrons,
- grille « perméable » à potentiel négatif ou à peine positif ;
- plaque, à potentiel positif élevé.

Les variations de tension appliquées à la grille amènent des variations de courant de plaque ; en intercalant dans le circuit de plaque une impédance ou un transformateur, on pourra donc y retrouver, ou bien ces variations de tension, *amplifiées*, ou bien une *puissance* appréciable, *sans en avoir dépensé* sur la grille.

Tel est le rôle fondamental de la triode.

Caractéristiques « statiques » de la triode.

4.121. — Examinons maintenant quantitativement, l'effet de la grille de commande. Soient, par rapport à la cathode, v_g son potentiel, et v_p celui de la plaque. Il est clair que le courant de plaque i_p est maintenant fonction de ces deux variables et, par suite, la relation fondamentale de la diode est remplacée par la relation :

$$(1) \quad i_p = f(v_g, v_p)$$

qui représente non plus *une* courbe, mais une famille de courbes, ou une surface.

Le fait *capital* pour l'étude de la triode est l'*énorme simplification* suivante : dans une très grande étendue de variation des tensions — pratiquement, à peu près dans toute la zone utilisable — les effets respectifs des tensions v_g et v_p sur le courant i_p , sont *dans un rapport constant*, par exemple μ ⁽¹⁾. Autrement dit, *une variation de tension grille produit le même effet qu'une variation μ fois plus grande de tension plaque*.

Ce coefficient μ , pratiquement considéré comme constant, s'appelle le *coefficient d'amplification* du tube. Il dépend de la géométrie des électrodes. Il est d'autant plus grand que la grille est plus serrée et plus voisine de la cathode.

Suivant les modèles de tubes, il varie entre quelques unités et quelques dizaines.

L'existence du rapport constant μ ramène alors le fonctionnement de la triode à celui de la diode, dans laquelle la tension unique de plaque serait remplacée par la *tension composée* :

$$(2) \quad w = v_p + \mu \cdot v_g$$

la relation (1) ayant alors, en fonction de cette tension composée, *exactement la même allure* que celle de la diode :

(1) Notation d'origine américaine, actuellement la plus employée. L'ancienne notation française était k . Les auteurs allemands emploient son inverse, $d = \frac{1}{\mu}$ qu'ils appellent « durchgriff », c'est-à-dire « perméabilité » ou « transparence ».

(1 bis)
$$i_p = f(v_p + \mu \cdot v_g) = f(w)$$

c'est-à-dire (p. 22, fig. 3) :

une portion inférieure coudée vaguement parabolique,
une région assez étendue quasi rectiligne, évidemment représentable par l'équation linéaire très simple :

(3)
$$R_i \cdot i_p = (v_p + \mu \cdot v_g) + U_0.$$

Cette région est dite, pour abrégé, « centrale ».

Enfin une saturation progressive.

Réseaux de Caractéristiques

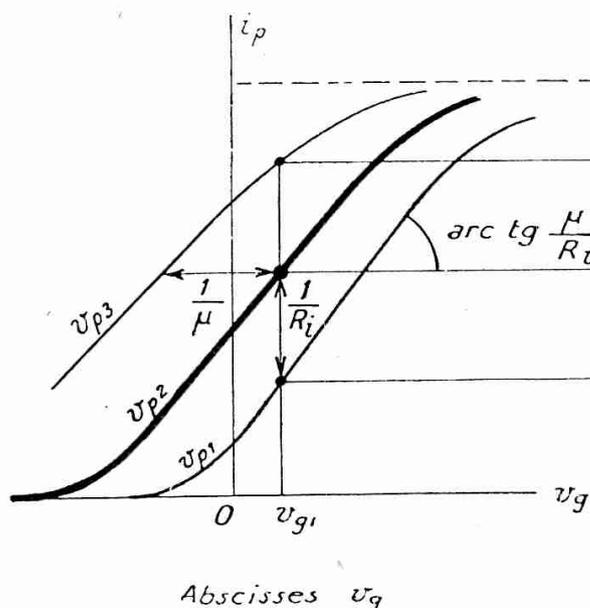


Fig. 6

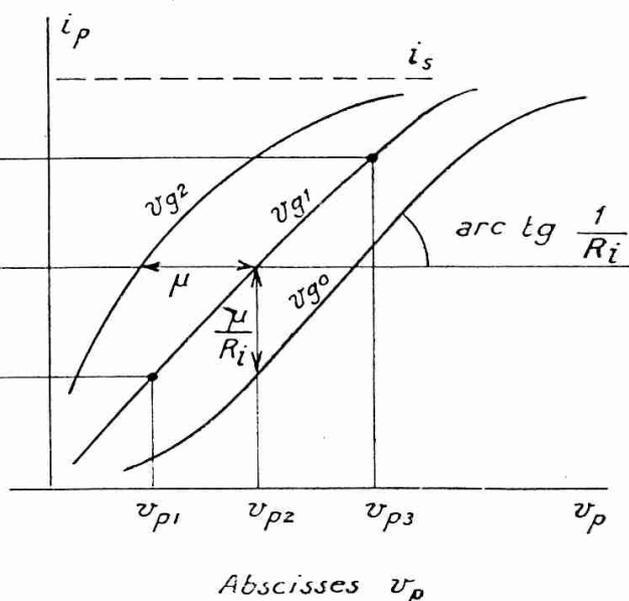


Fig. 7

Pratiquement, il faut tout de même, vu leur rôle différent, expliciter les deux termes v_g et v_p de la « tension composée ». On peut tracer deux types de réseaux (avec i_p en ordonnées) :

— ou bien, avec v_g en abscisses et v_p comme « paramètre », constant sur chaque courbe (fig. 6) $v_{p1}, v_{p2}, v_{p3}...$

— ou, au contraire, avec v_p en abscisses et v_g en paramètre (fig. 7), l'axe des abscisses n'étant pas alors prolongé vers la gauche de l'origine, puisque si $v_p = 0$, on a toujours $i_p = 0$.

Suivant le problème posé, il est plus avantageux de considérer l'un ou l'autre de ces réseaux ; nous y reviendrons constamment, et il faut absolument s'habituer à leur emploi.

Les tracés de tels réseaux pour des lampes réelles sont donnés, par exemple, pour les tubes :

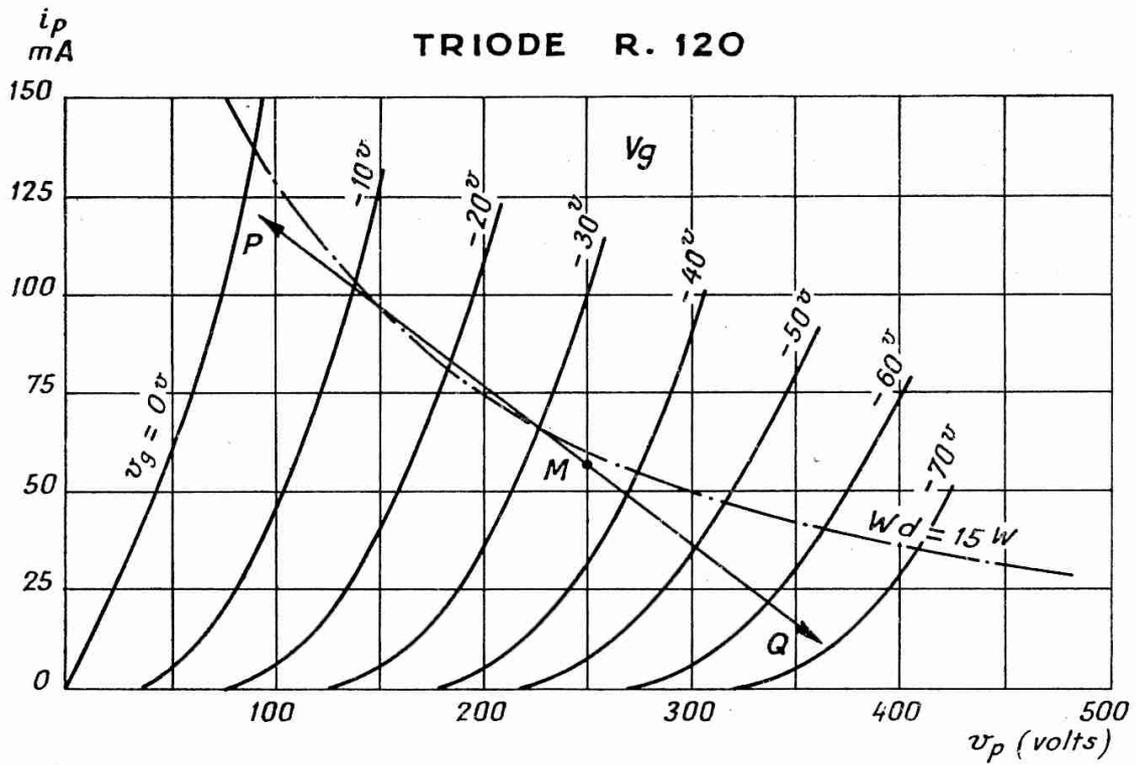


Fig. 8. — Caractéristiques d'une triode et d'une pentode pour étage de sortie d'un récepteur.

R 210 (triode « de sortie » d'un récepteur) par la fig. 8 (haut).

SFR. 1856 B (triode pour émission puissante à refroidissement par eau) par la fig. 16 du § 4.132, p. 49.

D'autre part, le tableau ci-après donne, pour différents modèles de triodes d'émission et de réception, les valeurs de μ , R_i et diverses autres grandeurs intéressantes.

Il est parfois commode, pour classer les tubes, de les représenter par des points en fonction de leurs « coordonnées » R_i (en abscisses) et μ (en ordonnées). On en trouvera un exemple figure 8 *bis* ; l'énorme intervalle de variation de ces paramètres (surtout en tenant compte des pentodes qui seront étudiées plus tard) apparaît aussitôt. En outre, avec cette notation, la « pente » $\frac{\mu}{R_i}$ peut se lire directement en coordonnées obliques par rapport à une échelle inclinée à 45°.

Tableau des caractéristiques de quelques triodes à vide

1° *Remarque.* — Sur les courbes des réseaux, le coefficient μ se manifeste par l'intervalle entre les parties rectilignes, dans le sens horizontal — pour la figure 6, c'est

$$\frac{\Delta v_g}{\Delta v_p} = \frac{1}{\mu}$$

pour la figure 7, c'est

$$\frac{\Delta v_g}{\Delta v_p} = \mu.$$

De même, l'intervalle dans le sens vertical est proportionnel à $\frac{1}{R_i}$ (fig. 6) et $\frac{\mu}{R_i}$ (fig. 7) ; tandis que sur la figure 6 la *pente* des caractéristiques est $\frac{\mu}{R_i} = p$; nom qui est resté à ce quotient.

Cela permet de vérifier très aisément — ou même de calculer, si on les ignore — les valeurs des trois coefficients de l'équation simplifiée (3) (1). Le lecteur en fera l'exercice pour les lampes mentionnées ci-dessus et vérifiera sur le tableau.

2° *Remarque.* — L'examen des réseaux montre que la constance du paramètre μ n'est tout de même pas absolue ; il diminue notablement lorsque :

— v_g devient très négatif et i_p très faible (parce que si la grille est très négative, le champ de chacune de ses spires finit par arrêter totalement l'émission électronique dans la région de la cathode qui lui fait face ; la cathode ne travaille plus alors que par « îlots » (anneaux) actifs.

(1) Avoir soin, bien entendu, d'opérer dans la partie *centrale* du réseau ; si l'on se place trop bas, on trouve des valeurs trop faibles pour μ trop fortes pour R_i

TABLEAU DES CARACTÉRISTIQUES DE QUELQUES TRIODES A VIDE

TYPE	Chauffage		μ	R_i ohms	$p = \frac{\mu}{R_i}$ mA/v	U_i v	W_d watts	V_{po} volts	γ_{gp} pico F	OBSERVATIONS
	V_f volts	I_f amp.								
<i>Tubes amplificateurs de tension</i>										
CK 515 BX	0,625	0,030	24	150 000	0,16	—	—	45	—	subminiature $I_{po} = 0,15$ mA
1 E 4	1,4	0,050	14,5	11 000	1,3	—	40	90	2,4	« faible consommation »
955	6,3	0,15	25	12 000	2,2	+	12	250	1,4	« gland », jusqu'à 300 Mc/s
6 Q 7	6,3	0,3	70	58 000	1,2	+	24	250	1,5	normale de réception
6 F 5	6,3	0,3	100	65 000	1,5	—	10	250	2	(la 12 AX 7 double en con- tient deux)
6 J 6	6,3	0,45	38	7 100	5,3	+	15	100	1,5	(deux dans la même ampoule)
6 J 4	6,3	0,4	55	4 500	12	+	15	250	1,7	spéciale « grille à la masse » jusqu'à 300 Mc/s
<i>Tubes amplificateurs de puissance à la réception</i>										
6 J 5	6,3	0,3	20	6 700	3	—	22	250	—	—
6 A 5	6,3	0,3	4,2	800	5,2	—	20	250	3,4	—
R 120	6,3	1,45	5,4	840	6,4	—	20	250	—	—
<i>Tubes pour émissions puissantes</i>										
2 C 43	6,3	0,9	48	6 000	8	—	35	250	1,7	« phare » jusqu'à 3 000 Mc/s
834	7,5	3,25	11	3 700	3,2	—	200	1 250	2,6	jusqu'à 100/350 Mc/s
Phillips TC 1/75	10	1,6	25	5 000	5 à 8	+	100	1 500	10	—
SFR 756	16	8,6	40	10 000	4	—	700	4 000	8	jusqu'à 10/20 Mc/s
— 1 856	30	48	47	6 700	7	—	7 000	18 000	19	jusqu'à 20/40 Mc/s
LMT 3067 A	30	600	44	720	50	—	7 000	17 500	110	ondes moyennes seulement
RCA 5831	6	2 220	20 à 30	?	?	?	?	16 000	150	ondes moyennes seulement

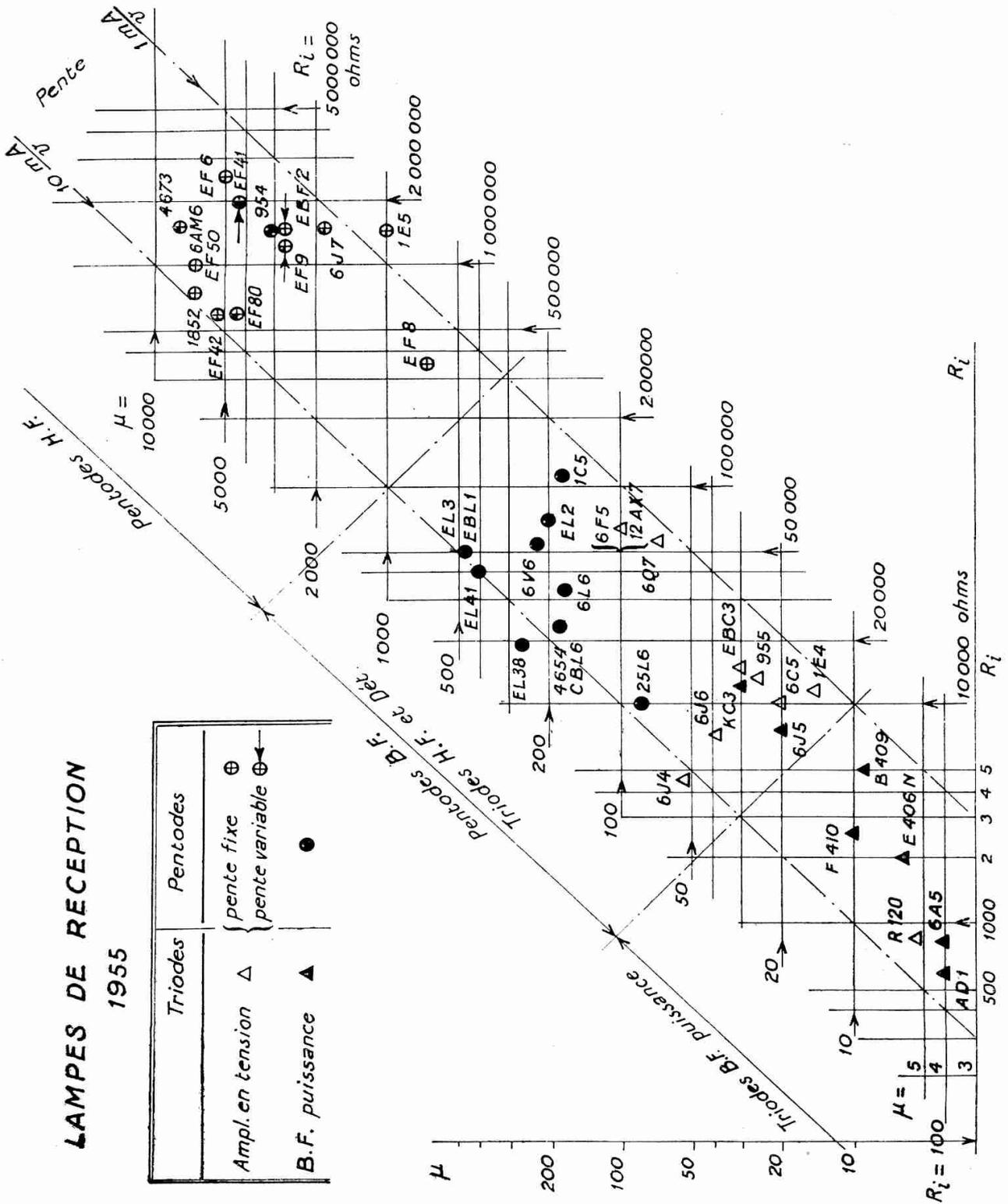


Fig. 8 bis

— v_g devient supérieur à v_p , à cause du courant de grille que nous allons voir.

Mais les paramètres R_i et $\frac{\mu}{R_i}$ varient beaucoup plus que μ (voir fig. 9). La variation est encore plus apparente si l'on porte en abscisses non pas i_p , mais v_g (à v_p constant), comme le font certains catalogues ; en effet on se déplace alors sur le réseau suivant une verticale, et le resserrement des courbes vers le bas est très rapide. Mais cela ne correspond pas au fonctionnement normal sur charge élevée.

Variations des coeff. : $\mu, R_i, \frac{\mu}{R_i}$, du tube 2A6

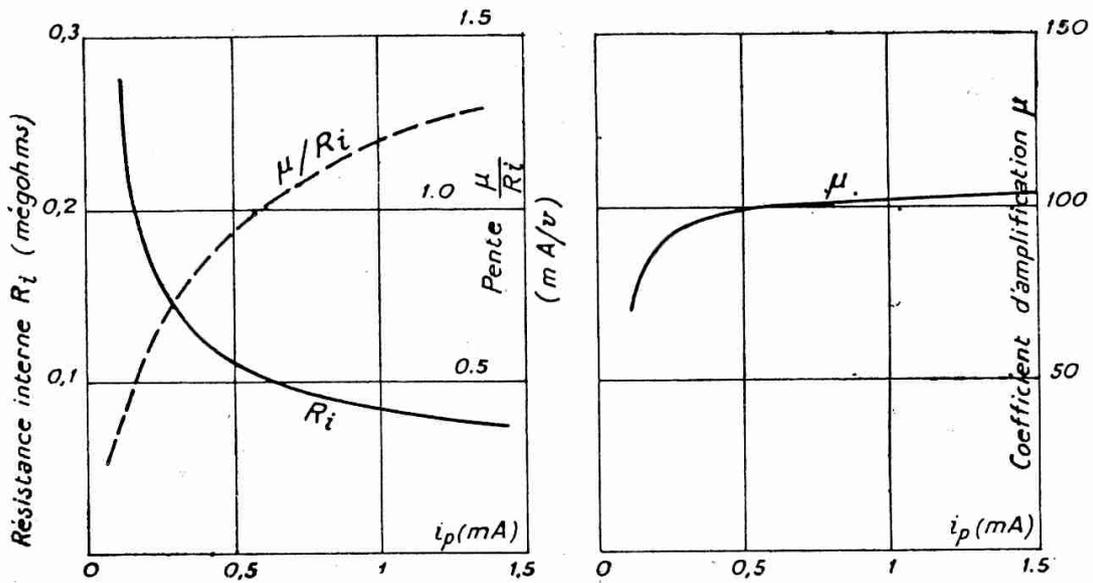


Fig. 9

Impédance d'entrée de la triode.

4.122. — Comme il a été dit, le courant de grille est très sensiblement nul tant que la grille est négative. Dans ce cas, l'impédance d'entrée est infinie, et cette grille peut donc être branchée en parallèle sur n'importe quelle autre impédance (par exemple un résonateur-bouchon) sans la modifier en rien. Il n'y a pas de problème d'adaptation. C'est la grande commodité d'emploi des triodes.

Toutefois, cette simplification, légitime dans un certain nombre de cas, devient fautive et dangereuse dans certains autres, et en particulier, quand la grille est positive, ou quand la fréquence de travail s'élève beaucoup. En effet :

1° Si la grille devient positive, elle attire un nombre croissant d'électrons, c'est-à-dire qu'un courant s_g se met à passer de la grille

vers la cathode ; il démarre plus ou moins tôt et plus ou moins vite suivant la géométrie du tube, les « potentiels de contact », etc ; on indique parfois qu'au début, le courant total cathodique se partage entre grille et plaque suivant une loi du type :

$$\frac{i_g}{i_p} = k \sqrt{\frac{v_g}{v_p}}$$

k étant constant jusqu'à la limite $v_g = v_p$; à partir de ce moment, la croissance de i_g devient beaucoup plus rapide encore, puisque la grille étant plus positive que la plaque, lui prend son rôle et capte au passage la plus grande partie des électrons ; il en résulte une diminution de i_p (voir plus loin 4.435.4) mais surtout une *dissipation* d'énergie sur la grille, qui devient vite excessive, car la grille n'est pas faite pour la supporter.

Pour cette raison, la condition $v_g \leq v_p$ est normalement une limite de travail du tube, et nous y reviendrons longuement (par. 4.435.3) ; à tel point que certains constructeurs ne donnent même pas les portions des caractéristiques situées au-delà. D'autres recommandent simplement que i_g ne dépasse jamais le tiers de i_p .

2° Par ailleurs, lorsque la fréquence de travail augmente, on voit apparaître *deux* nouvelles admittances shuntant l'entrée de la lampe.

L'une est due aux *capacités parasites* internes de la lampe (fig. 10). Il ne faut pas oublier, en effet, qu'entre les électrodes voisines existent des capacités « statiques » par passage des lignes de force du champ électriques ; avec la géométrie et les dimensions des tubes habituels, ces capacités sont de l'ordre de quelques picofarads. Celle γ_{kg} entre cathode et grille se présente, pour la pulsation ω , comme l'impédance $1/j \cdot \gamma_{kg} \cdot \omega$ en shunt : elle n'est gênante qu'aux fréquences les plus élevées de la gamme radio-électrique (en arrivant à 500-1 000 Mc/s, il faut même tenir compte de l'inductance L_K de la connexion de cathode). Celle γ_{gp} entre grille et plaque est beaucoup plus dangereuse, parce que le potentiel de la plaque n'est pas fixe ; si l'on appelle a (amplification de l'étage) le rapport v_p/v_g que nous calculerons plus tard, la tension aux bornes de cette capacité est donc $v_g - v_p = (1 - a) \cdot v_g$ et donc le courant s'y trouve égal à $v_g (1 - a) \times j \cdot \gamma_{gp} \omega$, comme si l'on avait mis en shunt, entre cathode et grille, non pas γ_{gp} , mais $(1 - a) \gamma_{gp}$.

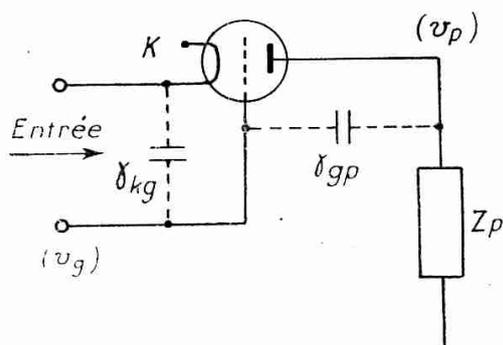


Fig. 10. — Capacités parasites dans une triode.

Comme a est ordinairement très supérieur à l'unité, par exemple de l'ordre de 100, l'effet nuisible de cette capacité parasite se trouve donc très augmenté. De plus, a n'est pas forcément réel ; il peut très bien contenir une composante complexe, et s'écrire par exemple $a = x + j \cdot y$; l'admittance apparente comporte alors le terme réel : $+ y \cdot \gamma_{gp} \cdot \omega$, et comme y peut être négatif, ce terme peut l'être aussi : l'impédance d'entrée peut donc, par suite de la réaction de la plaque à travers la capacité parasite grille-plaque, contenir un terme de résistance (ou conductance) *négative*. Par exemple si $\gamma_{gp} = 5 \cdot 10^{-12}$, $y = -50$, on a pour la fréquence 1 Mc/s :

$$y \cdot \gamma_{gp} \cdot \omega = -50 \cdot 5 \cdot 10^{-12} \cdot 2\pi \cdot 10^6 = -\frac{1}{630} \text{ mho}$$

Ce terme négatif pouvant compenser, et au-delà, le terme positif contenu dans l'impédance de la source, cela signifie que la lampe cède à cette source plus d'énergie qu'elle n'en reçoit, c'est-à-dire que le système devient instable et producteur d'oscillations. Nous reviendrons longuement sur ce cas au chapitre RÉCEPTION. Cette instabilité s'aggrave encore s'il y a plusieurs étages en cascade et finit par constituer une difficulté insurmontable à l'augmentation du nombre de ces étages. On ne devra jamais la perdre de vue.

3° Enfin, un second effet de l'augmentation de la fréquence est de rendre le *temps de transit* des électrons cathode-grille, appréciable par rapport à la période. On constate alors qu'à la composante déwattée de courant, due à la capacité, s'ajoute une composante de courant wattée, c'est-à-dire une résistance positive ou un amortissement. Cet effet ne se manifeste guère qu'aux fréquences supérieures à une vingtaine de Mc/s, et croît alors suivant une loi sensiblement parabolique, comme si la résistance d'entrée correspondante R_e pouvait être exprimée par une formule du type :

$$\frac{1}{R_e} = k_1 f + k_2 f^2$$

En fait, le premier terme devient rapidement inférieur au second, de sorte que l'on admet souvent la proportionnalité de R_e au carré de $1/f$, c'est-à-dire de la longueur d'onde.

La valeur pratique de R_e dépend beaucoup du type de lampe ; pour bon nombre, elle tombe à quelques milliers d'ohms pour $f = 100$ Mc/s, c'est-à-dire qu'en ondes métriques, la lampe amortit très notablement le résonateur-bouchon sur lequel on la met en parallèle. Un des mérites des lampes « spéciales pour ondes courtes » est précisément de conserver à R_e une valeur plus élevée, par exemple 10 000 ou 20 000 ohms. Nous reviendrons sur ce point au chapitre RÉCEPTION.

Au total, il y a donc deux causes de résistance positive : le débit de grille positive et le temps de transit (en haute fréquence) — et une cause de résistance négative, la réaction du circuit-plaque à travers la capacité parasite grille-plaque, qui dépend de la fréquence et de la constitution du circuit-plaque.

La détermination de l'impédance d'entrée n'est donc pas toujours facile (1).

Limitations des lampes triodes.

4.123. — Le développement des tubes a conduit à pousser les performances des triodes dans tous les sens possibles. Il est utile de voir les limitations rencontrées et leurs causes.

Limitation du gain et de la pente.

4.123.1. — Les coefficients μ , R_i , $p = \frac{\mu}{R_i}$ et γ_{gp} dépendent de la géométrie du tube et de l'émission cathodique. Il serait intéressant d'accroître μ et p , de diminuer R_i et γ_{gp} ; mais c'est impossible ; à émission cathodique égale, la disposition de la grille fait augmenter R_i avec μ ; pour augmenter la pente, il faut consentir une dépense plus importante sur le chauffage et une capacité parasite plus élevée. D'où une série de compromis suivant l'usage particulier auquel le tube est destiné. Le tableau du § 4.121 a précisé pour objet de donner une idée sur le choix disponible de ces divers paramètres. (On verra qu'avec les tétrodes et pentodes, on arrive à des μ et R_i très supérieurs).

Limitation de la puissance.

4.123.2. — La puissance peut être limitée par divers facteurs : en premier lieu l'évacuation de la chaleur, puis diverses difficultés de fabrication et de fonctionnement. La puissance perdue sur la plaque est limitée par l'échauffement qu'elle peut supporter.

Doivent donc être considérées : l'évacuation des calories apportées par le choc des électrons ; et la *température maximum* atteinte en régime continu (2).

(1) Pour être complet, il faudrait encore mentionner :

— les défauts d'isolement possibles (nouvelle cause de résistance positive) ;
— le courant d'ionisation du gaz résiduel, l'émission « secondaire » due au choc des électrons primaires, et enfin l'émission photoélectrique, qui agissent en sens inverse des précédents (diminution de courant, résistance négative). En particulier, l'émission secondaire peut, dans certains cas, être notable, et fausser toute l'évaluation de la puissance dissipée sur la grille.

(2) Dans les lampes puissantes, le choc des électrons sur la plaque peut aussi produire des rayons X, contre lesquels une protection peut être utile aux environs.

Si la plaque est dans le vide, et par conséquent si l'évacuation de la chaleur ne peut se faire par rayonnement calorifique, ces deux éléments sont en étroite relation, car le rayonnement des métaux croît extrêmement vite avec la température. On a donc grand intérêt à employer des métaux à point de fusion très élevé, et à les faire travailler près de ce point : au rouge cerise ou au rouge blanc.

On est malheureusement limité par un autre phénomène : les métaux ont la propriété de dissoudre ou d'absorber à froid (on dit parfois : adsorber) d'importants volumes de gaz et, *en général*, de les libérer à chaud ; ce qui, dans les tubes « à vide », provoque de véritables catastrophes par ionisation de ces gaz et augmentation subite du courant (effet « Rocky-Point », déjà mentionné).

Dans la valeur du métal constituant la plaque, il faut donc faire intervenir son aptitude à dissoudre peu de gaz ou à le libérer facilement pendant la construction du tube ; également, bien entendu, des considérations de solidité mécanique, facilité de montage... et prix de revient.

A ces divers points de vue, le *tantale* (fusion vers 2 500°) est presque idéal ; il est d'un dégazage facile, et même, à haute température, réabsorbe les gaz résiduels (il sert lui-même de « getter ») ; on le fait couramment travailler vers 900 à 1 000° (rouge clair). En outre, il donne peu d'émission secondaire. Son seul inconvénient est d'être très cher. Certains modèles de lampes (Gammatrons, RCA 833, 861) lui doivent des possibilités à première vue surprenantes.

Le *molybdène* est également avantageux et travaille vers 850° (rouge sombre) ; souvent on « sable » sa surface pour augmenter le rayonnement.

Le *nickel* est léger et bon marché, mais fond à 1 500° et doit être traité avec plus de ménagements. On le recouvre parfois de charbon pour accroître son pouvoir émissif.

Certains corps, tels que le *carbone*, ont en effet la propriété de rayonner beaucoup plus que les métaux ; ils approchent du « corps noir » idéal. On peut donc aussi constituer les plaques par du *graphite* ou du *charbon graphité*. La solution semble incomparable si l'on se souvient que le charbon est infusible... mais son dégazage est très difficile, et le carbone lui-même se vaporise. Aussi ne peut-on le faire travailler à plus de 500 ou 600°, c'est-à-dire sans coloration visible.

Tout ceci montre le rôle essentiel joué par la *coloration* de la plaque dans le fonctionnement des tubes émetteurs : c'est un repère très sûr, et pendant des années les praticiens n'en ont pas connu d'autre. Toutefois, depuis que le choix des constituants s'est trouvé

étendu, il ne faut pas commettre d'erreur et traiter au rouge blanc, comme du tantale, une plaque en nickel ou en graphite... on aurait à s'en repentir promptement.

Quelle que soit, d'ailleurs, la solution adoptée, il est à peu près impraticable, sous peine d'arriver à des dimensions excessives, de réaliser des tubes à plaque dans le vide, dissipant plus d'un kilowatt environ.

On peut aller beaucoup plus loin si l'on refroidit artificiellement par un courant d'air ou d'eau ; mais cela conduit à changer la disposition des électrodes et à utiliser la plaque elle-même, en forme de cylindre, comme une partie de l'ampoule, autour de laquelle circule le fluide réfrigérant :

Fig. 10 bis — Tube émetteur triode SFR 2051 à refroidissement par eau.

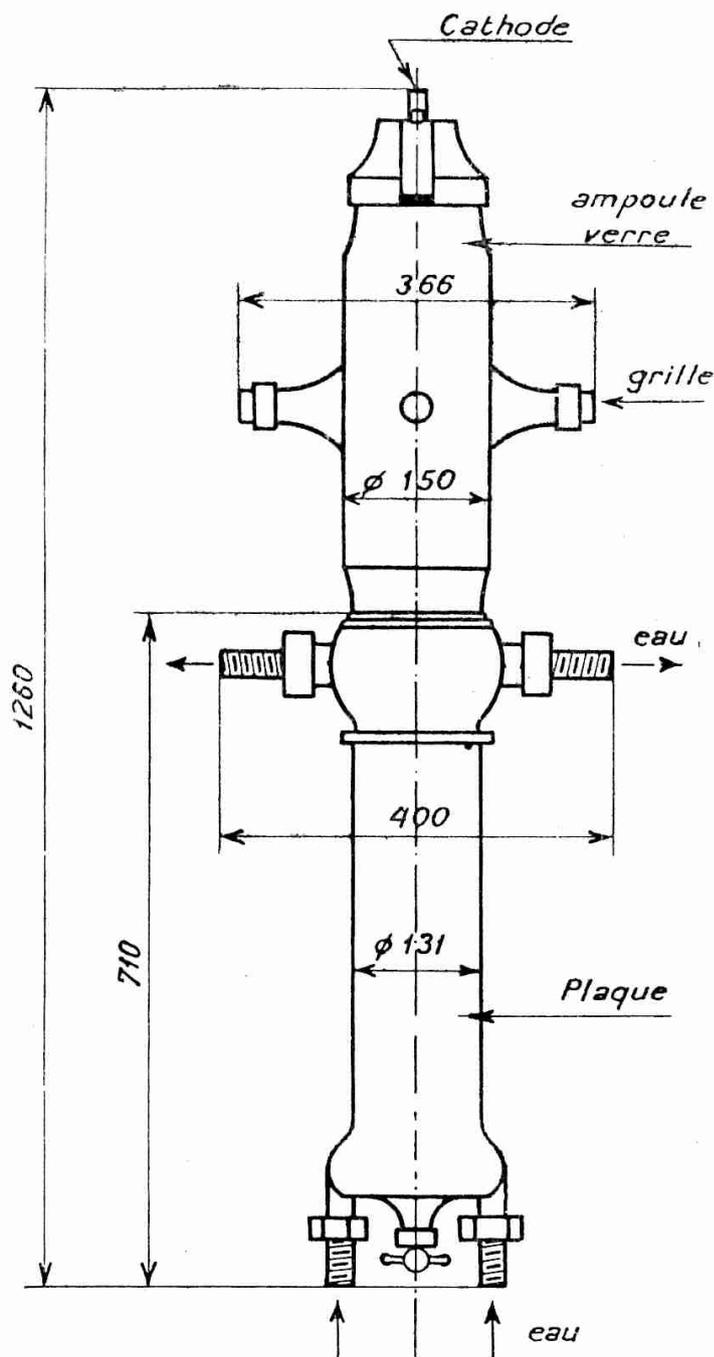
$$\begin{aligned} \mu &= 55 \\ R^i &= 2\,750 \\ p &= 20 \text{ mA/V.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Filament : tungstène} \\ v_f &= 30 \text{ V} \\ i_f &= 285 \text{ A.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Plaque :} \\ V_{p0} &= 18\,000 \text{ V.} \\ I_{p0} &= 12 \text{ A} \\ W_d &\leq 75 \text{ kW.} \\ i_s &= 70 \text{ A} \end{aligned}$$

débit d'eau : 90 lit/minute.

$$\begin{aligned} \text{Grille :} \\ -V_{g0} &= -550 \text{ V.} \\ V_g &= 2\,000 \text{ V.} \\ W_g &= 2,7 \text{ kW.} \end{aligned}$$



plaque à ailettes, sur laquelle souffle un ventilateur, ou plaque à double paroi, avec chemise dans laquelle circule un courant d'eau (fig. 10 bis). Ce dernier procédé est particulièrement puissant et per-

met d'évacuer des quantités de chaleur qui seraient suffisantes pour fondre en une fraction de seconde la plaque non refroidie : aussi doit-on prendre les plus grandes précautions pour assurer la circulation d'eau avant la mise en route, et un moment encore après l'arrêt de la lampe, dans toutes les éventualités.

Il est facile de calculer la puissance que peut évacuer un courant d'air ou d'eau, connaissant l'écart entre les températures t_1 et t_2 à l'entrée et à la sortie ; on trouve qu'avec N mètres cubes d'air par minute, cette puissance est de :

$$W_a \text{ (kilowatts)} = \frac{N (t_2 - t_1)}{50}$$

ou qu'avec M litres d'eau par minute, elle est de :

$$W_a \text{ (kilowatts)} = M (t_2 - t_1) \times 4,17$$

Les écarts ($t_2 - t_1$) sont naturellement assez variables ; d'autre part, il est bon de prendre des marges de sécurité pour éviter les « incidents techniques ». On arrive généralement aux ordres de grandeur suivants : pour évacuer UN kilowatt dissipé, il faudra :

— ou bien une plaque *dans le vide*, évacuation par rayonnement seul (température atteinte 500 à 1 000°) de surface 150 à 200 centimètres carrés ;

— ou bien une plaque refroidie *par un courant d'air*, sa température montant vers 150 à 200°, la surface d'échange (avec ses ailettes) atteignant environ 1 500 à 2 000 centimètres carrés et le débit d'air 1 à 2 mètres cubes par minute ;

— ou enfin une plaque *refroidie par eau* ; son échauffement est alors très faible (20 à 30°) et sa surface peut être réduite à 10 ou 30 centimètres carrés ; le débit d'eau à prévoir est de 1 à 2 litres par minute.

Il semblerait facile de faire une économie en laissant l'eau se vaporiser au contact de la lampe, et la condensant à l'extérieur pour la ramener dans le circuit. Mais cette solution a demandé une longue mise au point et vient seulement d'être mise en service (tubes français Vapotrons).

D'autres difficultés technologiques surgissent pour l'évacuation de la chaleur par la grille et pour le comportement du verre de l'ampoule.

Nous avons vu que pour tirer le maximum d'un tube de puissance, on était obligé, contrairement aux hypothèses simples initiales, d'y admettre un courant de grille notable. Donc la grille s'échauffe aussi par le choc des électrons ; de plus, elle reçoit le rayonnement calorifique très intense de deux électrodes voisines, la plaque et surtout la cathode. Donc le problème de son refroidissement se pose aussi.

En général, on parvient, par un choix convenable des dimensions, la disposition des supports, l'emploi d'un métal très réfractaire — molybdène —, à limiter l'échauffement admissible sans en venir à la solution bien compliquée d'un courant d'eau interne.

Il faut aussi prendre garde au phénomène d'*émission secondaire* qui peut changer le sens du courant de grille, y faire apparaître une « résistance négative » et amorcer des oscillations parasites dans les circuits (« dynatron »). Les constructeurs l'atténuent par une disposition judicieuse créant autour de la grille une « charge d'espace » suffisante, et aussi par le choix du métal constitutif (doré, par exemple).

Enfin, il faut aussi penser que le verre se laissant mal traverser par le rayonnement calorifique, l'ampoule s'échauffe notablement, elle aussi, jusqu'à ce que la chaleur développée à l'intérieur soit emmenée par nouveau rayonnement, conduction et convection de l'air environnant. D'où la nécessité de dimensions assez imposantes, surtout avec les verres « à la soude » fondant vers 600°, employés dans les petits tubes. Les verres « durs » ou « PYREX » à la potasse fondent vers 750° et supportent mieux les inégalités d'échauffement ; leur qualité est fondamentale pour les tubes puissants et surtout d'encombrement réduit.

Enfin, la soudure du verre avec les passages d'électrodes et surtout avec toute la périphérie de la plaque — dans le cas d'une plaque à refroidissement extérieur — pour réaliser un joint *parfaitement étanche et supportant l'échauffement*, est une opération fort délicate ; il y faut des alliages métalliques spéciaux, un verre parfaitement adapté, et une machinerie complexe (si l'on fabrique en grande série) ou un opérateur d'une virtuosité exceptionnelle (si l'on procède par méthode artisanale).

Limitation en fréquence.

4.123.3. — Le temps de trajet des électrons dans les tubes à vide étant, comme il a été mentionné, beaucoup plus court que la période de la plupart des phénomènes physiques, mécaniques, acoustiques, etc... le fonctionnement de la triode peut être regardé comme instantané et indépendant de la fréquence dans la grande majorité des applications.

Cependant, la lampe elle-même offrant la possibilité de produire des fréquences beaucoup plus élevées, on a été conduit à essayer de s'en servir, et on leur a découvert des propriétés très intéressantes pour la transmission avec et sans fil (propagation sur câble coaxial, guides, propagation dans l'espace, faisceaux dirigés, etc.). On a donc cherché à aller de plus en plus loin vers les hautes fréquences et alors s'est posée la question de la limite d'utilisation de ces tubes.

Cette limite provient de divers phénomènes gênants :

D'abord la *durée de trajet* des électrons dans le tube ; quand elle devient appréciable par rapport à la période, elle introduit un déphasage parasite qui nuit au rendement du circuit plaque et augmente le courant grille (§ 4.122) (1).

Pour réduire cette durée, le nombre des moyens n'est pas grand : on peut augmenter la tension d'accélération (tension plaque), notamment dans les fonctionnements intermittents à impulsions ; mais on ne peut aller loin dans cette voie dans la réception ou l'émission entretenue, à cause des difficultés d'isolement ou d'échauffement.

Le seul autre moyen est de réduire l'espace parcouru, c'est-à-dire de rapprocher les électrodes ; mais ceci exige une précision mécanique de plus en plus difficile à réaliser (2) et diminue l'isolement (ce qui est contradictoire avec la tendance précédente à augmenter les tensions).

Un second groupe de difficultés résulte de la *capacité parasite* interélectrodes, déjà signalée (§ 4.122) ; ainsi que de l'*inductance* dans les connexions ; l'admittance-shunt de la première et l'impédance-série de la seconde, croissant avec la fréquence, produisent des chutes de courant et de tension utiles et abaissent l'impédance des circuits de charge.

Ici encore, les remèdes sont limités. Il faut évidemment réduire le plus possible la longueur des connexions et leur donner des formes ayant le minimum d'inductance et de capacité. Pour les électrodes elles-mêmes, réduire la capacité ne peut s'obtenir qu'en diminuant la surface (c'est-à-dire la pente et la puissance) ou en augmentant la distance (ce qui est contradictoire avec la réduction du temps de transit).

Dans les *tubes de puissance*, on voit enfin paraître de nouveaux dangers par l'augmentation de l'échauffement du verre : pertes par hystérésis diélectriques, notamment dans le voisinage des connexions de sortie, et dans les zones où l'on a pulvérisé du « getter ».

(1) Le calcul du temps de transit n'est pas simple, en raison de la présence de la grille et de l'existence d'une charge d'espace, qui modifient la répartition du potentiel ; on peut admettre approximativement qu'il est de l'ordre de *trois fois* le quotient de la distance parcourue, par la vitesse *finale* (qui est, en appelant v_p la tension plaque : $v = \sqrt{\frac{2e}{m}} v_p$, ou en unités pratiques, $v \left(\frac{\text{km}}{\text{sec}} \right) = 600 \sqrt{v_p \text{ (volts)}} \right)$ Lorsque ce temps de transit Tt devient notable par rapport à la période $\frac{2\pi}{\omega}$, le rendement diminue à peu près comme :

$$\rho = \rho_0 - 0,4 \omega^2 Tt^2$$

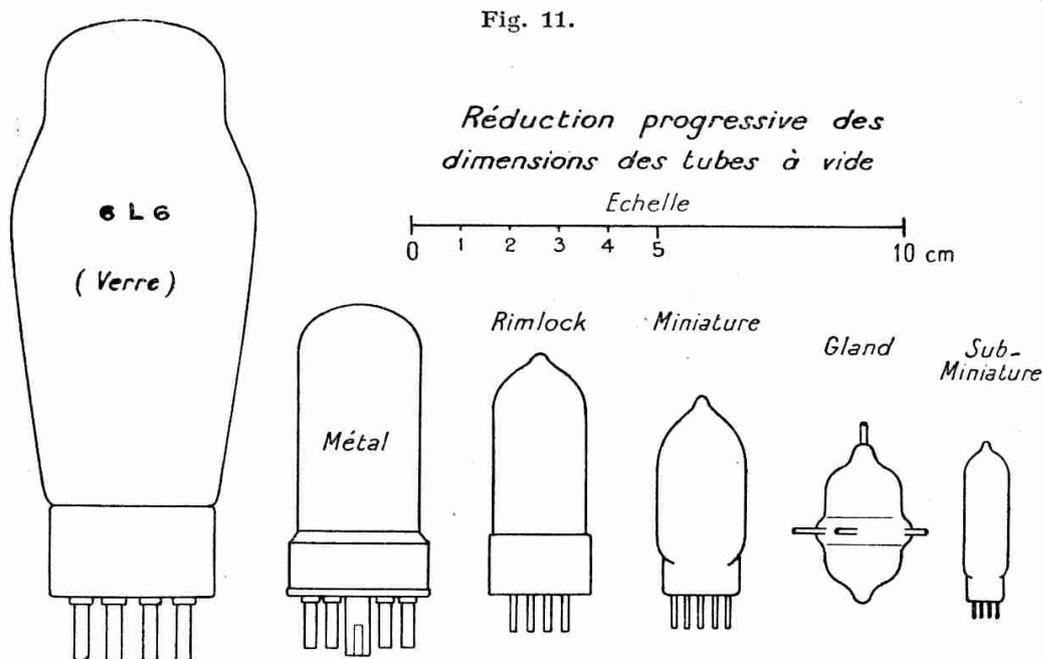
(GAVIN, Wir. Eng. juin 1939).

(2) Il faut penser que les électrodes sont supportées par du verre qui ne se travaille pas comme du métal, et qu'elles sont portées à des températures élevées, d'où dilatations importantes.

Il faut donc se résigner à diminuer la tension de plaque d'un tube émetteur au fur et à mesure qu'on le fait travailler à des fréquences plus élevées.

Malgré toutes ces difficultés, les efforts des constructeurs ont permis, depuis une quarantaine d'années, un progrès continu des triodes vers les fréquences élevées, par l'amélioration des types classiques et l'invention de types nouveaux. Marquons brièvement quelques étapes et les résultats actuels :

Le premier point est la réduction des dimensions géométriques (ampoule, électrodes et connexions) ; on est arrivé à des résultats surprenants par des tours de force de construction (fig. 11). Les tubes « normaux » anciens ont cédé la place aux tubes « métal », puis aux « Rimlock » et aux « miniature », même dans les récepteurs de radiodiffusion ; le matériel professionnel fait en outre appel aux modèles « gland » (« acorn ») et « subminiature » (pour postes portatifs, d'avions ou d'engins téléguidés, de prothèse auditive, fusées de proximité, etc.).



Dans ces tubes, la dimension totale est de l'ordre du centimètre ; il n'y a plus de culot, les fils sortent directement du verre et sont soudés ou connectés par de petites pinces ; les électrodes elles-mêmes sont réduites en proportion, la plaque de la triode ayant une section de l'ordre du millimètre carré, et l'ensemble filament-cathode, un diamètre comparable à celui d'une aiguille.

Une autre disposition favorable à la très haute fréquence est celle des électrodes planes parallèles et très voisines (quelques cen-

tièmes de millimètre), centrées sur un axe et sortant par des connexions cylindriques ou coniques de révolution autour de cet axe, pour aboutir à des « anneaux ». La lampe (*phare*) peut alors être directement insérée dans un système de résonateurs co-axiaux.

La figure 12 représente une telle disposition, dans le cas de la lampe 2C43 étudiée au § 4.437.3. La base et le culot octal habituels

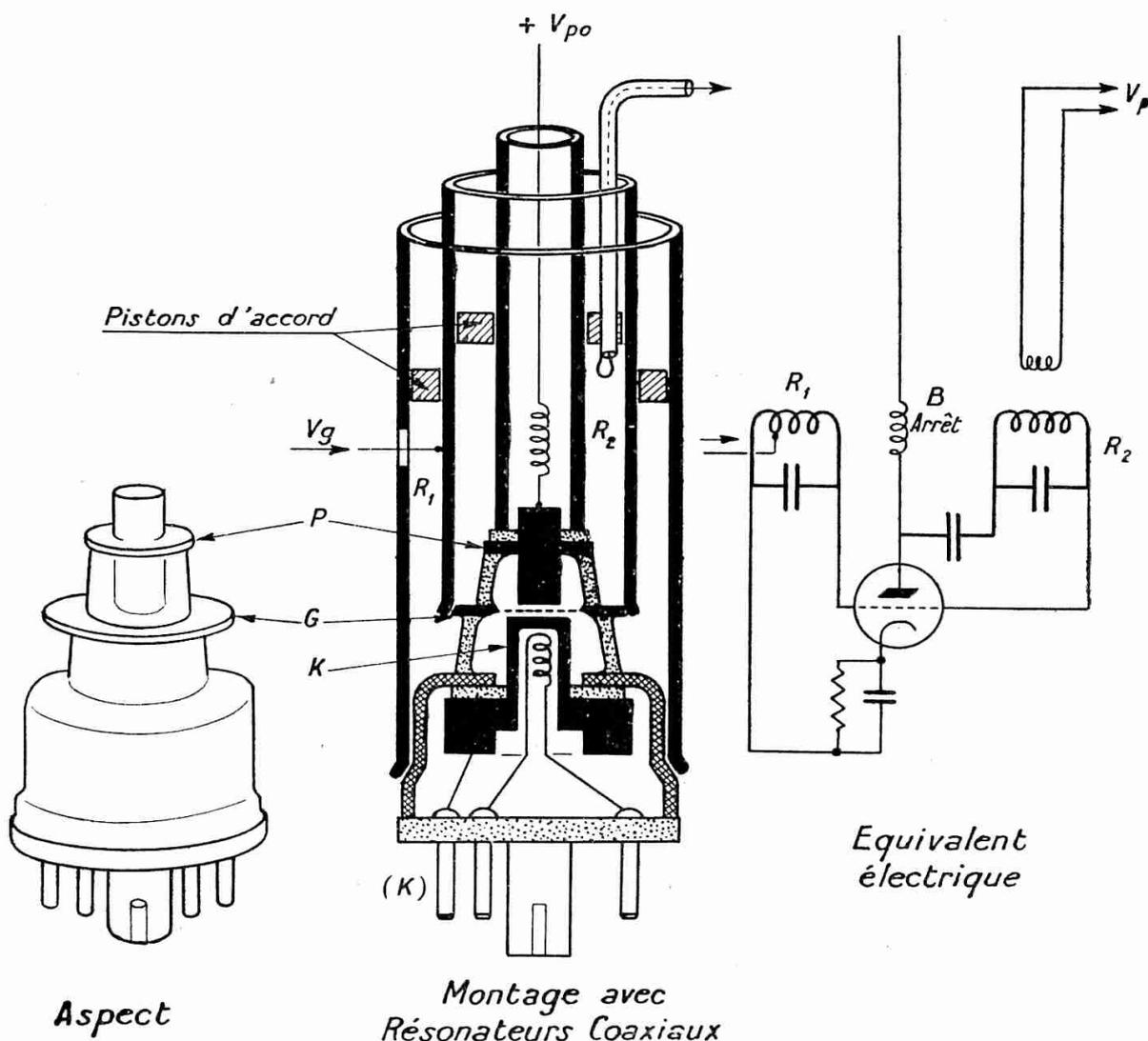


Fig. 12. — Lampe-phare.

servent seulement de support à la cathode, et de capacité de couplage avec l'armature externe d'un résonateur co-axial d'entrée R_1 . La grille G , toute dans un plan, est directement montée au centre d'un anneau qui traverse le verre de l'ampoule et vient former contact avec un second tube co-axial, qui sert à la fois d'armature interne au premier résonateur R_1 et d'armature externe au second résonateur R_2 .

Au sommet, un petit bloc métallique cylindrique sert, par sa face inférieure, de plaque, tandis que son extrémité supérieure, scellée par un anneau, forme par capacité contact avec l'armature interne du résonateur de sortie R_2 , et en même temps reçoit, à travers une bobine d'arrêt, la tension continue (1).

Les deux résonateurs ainsi formés par ces trois tubes co-axiaux sont accordés séparément par deux pistons coulissants réglables. Dans le premier, une connexion injecte la tension d'excitation V_g ; dans le second, une boucle, servant de transformateur, recueille la tension amplifiée V_p . Bien entendu, un couplage entre les deux résonateurs amènerait une réaction et transformerait le système en auto-oscillateur.

Le montage peut aussi être réalisé en symétrique, mais l'ajustement de la longueur des tubes pose des problèmes difficiles.

Avec ces différents types de lampes, l'amplification et l'oscillation restent possibles jusqu'à des fréquences de l'ordre de 500 à 1 000 Mc/s, parfois 4 000 Mc/s (Radiotechnique EC56, EC57) ; le record est de 8 000 Mc/s (tubes Bell 416 A ou 1 553 et G.E.C° L29).

Tous ces artifices, excellents pour les tubes de réception à faible puissance, ne peuvent évidemment donner que des résultats beaucoup plus partiels dans les tubes d'émission, où les nécessités d'isolement et d'évacuation de la chaleur imposent des dimensions minimum beaucoup plus grandes.

Aussi, malgré tous les efforts, la puissance disponible diminue rapidement quand la fréquence augmente au-delà d'une certaine valeur (2).

Si, en ondes longues, on réalise des tubes de puissance unitaire 350 kW (que l'on peut aisément associer en parallèle), cette limite tombe à 50 ou 100 kW en ondes décimétriques (3), 10 à 30 en ondes métriques, et enfin 1 à 5 kW en ondes décimétriques (gamme « UHF » jusque vers 500-800 Mc/s).

Des fréquences encore supérieures peuvent être atteintes par des tubes spéciaux où le temps de transit est pris en considération et même utilisé : magnétrons, klystrons, ondes progressives. Nous y reviendrons plus loin (§ 4.8 et suivants).

TETRODES ET PENTODES

4.13. — Les avantages obtenus, en ajoutant à la diode une « grille de commande », sont tels, qu'il ne fallait pas aux construc-

(1) On remarquera que l'électrode commune aux deux circuits étant la grille, le schéma équivalent est celui avec « grille à la masse ».

(2) On classe quelquefois les tubes, dans leur aptitude aux ondes courtes, par le produit : résistance interne \times capacité-grille-plaque. Par ex., la lampe habituelle RAYTHEON RK, 10 a $C_{gp} = 4 \mu\mu F$, $R_i = 2\,800$ ohms ; la RK 32 spéciale pour ondes courtes a $C_{gp} = 0,7 \mu\mu F$, $R_i = 5\,000$ ohms ; le produit est donc passé de 11,1 à 3,5.

(3) Exception : PHILIPS annonce un TBW 12/100 donnant 250 kW jusqu'à 30 Mc/s.

teurs beaucoup d'imagination pour essayer de répéter l'opération. On a donc essayé d'intercaler sur le courant électronique une seconde, puis une troisième électrode... et toutes ayant une certaine « transparence » et pour cela toujours dénommées « grilles ».

On a réalisé, dans ce sens, une infinité de combinaisons très variées, les grilles pouvant avoir des dimensions et être portées à des potentiels complètement différents. Beaucoup, d'ailleurs, n'ont pas été conservées. Mais voici les plus avantageuses :

a) Deux « grilles de commande » sont juxtaposées ou successives, de manière à combiner leurs actions sur le flot d'électrons ; en leur appliquant des tensions distinctes, on peut ainsi « moduler » l'une par l'autre, ou effectuer un « changement de fréquence ». Nous y reviendrons au § 4.73.

b) Une grille supplémentaire rajoutée est portée à un potentiel positif fixe : elle attire les électrons, facilite leur sortie, neutralise la « charge d'espace » ; sa position la plus avantageuse est alors près de la cathode et avant la grille de commande : on obtient ainsi la grille de champ ou « de charge d'espace », qui permet de réduire la tension de plaque (à quelques volts seulement).

c) La même, placée entre la grille et la plaque, sera moins efficace à ce point de vue ; cependant, elle accélérera les électrons et leur fera atteindre la plaque, quel que soit le potentiel de celle-ci ; autrement dit, la tension de plaque deviendra presque sans effet ; la résistance interne sera très augmentée. Comme par ailleurs l'influence de la grille de commande n'aura pas changé, la pente sera restée la même, c'est-à-dire que l'amplification aura augmenté à peu près comme la résistance interne (1).

En outre, dans cette position, la nouvelle grille formera écran (d'où son nom) entre grille et plaque, diminuant ainsi beaucoup la capacité parasite, si nuisible, mentionnée au § 4.122 et 4.123.3.

d) On peut aussi obtenir — notamment avec la grille de champ — que le courant de la grille auxiliaire varie en sens inverse du courant de plaque, donc aussi en sens inverse du potentiel de la grille de commande ; l'ensemble de ces deux grilles paraît alors présenter une « résistance négative », ce qui est utilisable pour l'entretien d'oscillations (§ 4.52).

Grille-écran.

4.131. — Parmi ces variantes, deux se sont révélées particulièrement avantageuses et peuvent se combiner : ce sont les *a* et *c*.

(1) On peut aussi considérer la lampe comme formée de deux triodes successives, l'une formée de la cathode, de la grille de commande G_c et de la grille-écran G_e , et dont le courant serait fonction de la tension « composée » ($v' = v_{ge} + \mu V_{gc}$) ; la seconde comprenant une cathode « fictive », la grille G_e et la plaque, avec une nouvelle amplification μ' : $Ri' \rho = v\rho + \mu'(v_{ge} + \mu V_{gc})$ le coefficient relatif à v_{ge} étant alors $\mu\mu'$, bien plus grand que μ ou μ' seuls.

Nous reviendrons plus loin sur les lampes multiples changeuses de fréquence ; examinons ici la variante c) seule, c'est-à-dire la *lampe à grille-écran*.

Son intérêt vient de ce que les deux résultats obtenus : augmentation du coefficient d'amplification μ , réduction de la capacité parasite γ_{gp} , sont *simultanément nécessaires* pour avoir un réel bénéfice pratique. (Augmenter μ sans réduire γ_{gp} ne servirait pas à grand-chose, car on ne pourrait augmenter l'amplification effective des étages sans risque d'accrochage). Aussi, ce type de lampe a-t-il sans cesse gagné du terrain ; et, avec des grille-écran bien enveloppantes et bien proportionnées, on peut arriver à des résultats étonnants :

coefficients d'amplification μ de l'ordre de 1 000 à 5 000.

capacités internes γ_{gp} de l'ordre du *centième de micromicrofarad* (10^{-14} F.).

La tétrode présente cependant un inconvénient : c'est que, pour les tensions-plaque inférieures à celles de grille-écran, les électrons « secondaires » émis par cette plaque sont captés par la grille-écran : le courant de plaque tombe et la caractéristique présente un « crochet » (fig. 13 et plus loin, § 4.132, fig. 17, milieu), tandis que la grille-écran s'échauffe exagérément.

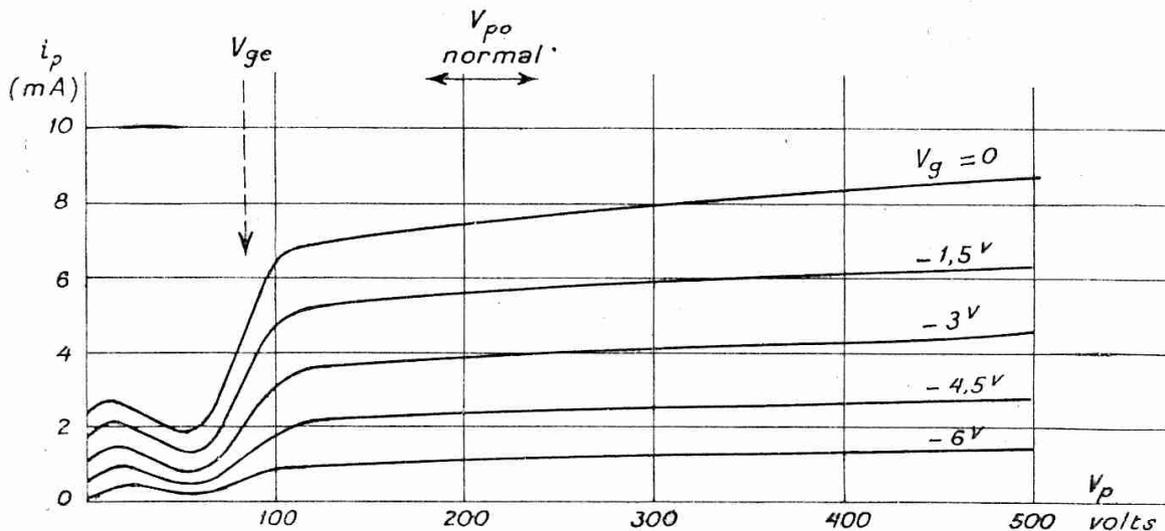


Fig. 13.

On est donc obligé de considérer la tension de grille-écran comme une « tension de déchet » au-dessous de laquelle la tension-plaque ne doit pas tomber ; cela oblige à la maintenir faible et diminue les avantages du système, ainsi que la puissance utile.

Deux remèdes ont été trouvés à ce défaut : dans la construction américaine, on arrive à empêcher le retour des électrons secondaires, en écartant suffisamment la plaque et en plaçant,

sur le côté (fig. 14), des plaques auxiliaires de déviation, à potentiel faible ; on crée ainsi entre grille-écran et plaque une zone « à faible potentiel » infranchissable par les électrons secondaires à faible vitesse (mais que peuvent traverser les électrons primaires, fort accélérés par la d. d. p. cathode-grille-écran).

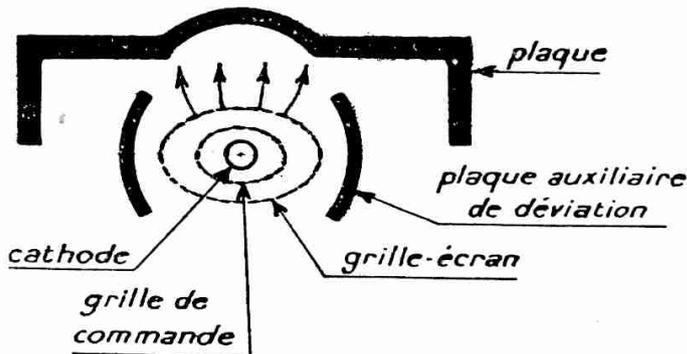


Fig. 14. — Disposition de la tétrode 6L6 à faisceau dirigé.

électrode supplémentaire sur le trajet même des électrons et on obtient ainsi la *pentode*.

Pentode (I).

4.132. — Dans la tétrode, intercalons, entre la grille-écran et la plaque, une nouvelle grille, dite « grille d'arrêt » G (fig. 15) et portée au potentiel de la cathode (1). Pour une largeur convenable de mailles, cette grille se laissera traverser aisément par les électrons primaires venus de la cathode et fortement accélérés par le champ positif de la grille-écran ; tandis qu'elle repoussera les électrons secondaires émis par la plaque à faible vitesse et pour lesquels son potentiel est relativement très négatif.

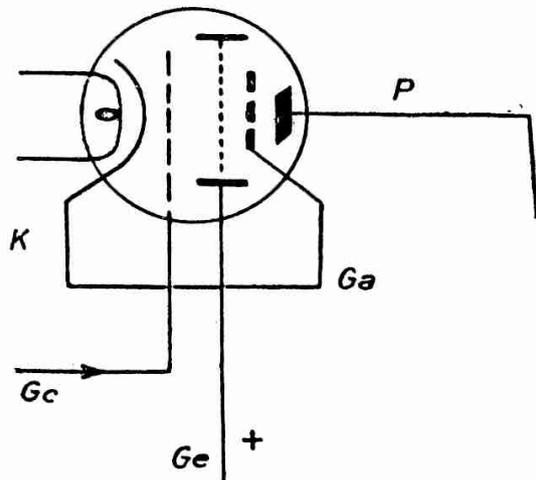


Fig. 15. — Principe de la pentode.

(1) Doit-on écrire *penthode* avec une *h*, comme *cathode* et conformément à l'étymologie (grec $\sigma\delta\sigma$ avec accent rude) ? ou bien par raison de simplicité, *pentode*, comme tout le monde écrit *heptode* et *octode* ? La question est controversée.

(2) Cette connexion est parfois faite à l'intérieur de la lampe, par raison de simplicité. — Cependant, d'autres fois, on la laisse à l'extérieur ; dans ce cas l'utilisateur peut faire varier la tension de la grille d'arrêt, ce qui donne un « degré de liberté » supplémentaire. Si on élève cette tension, le courant plaque augmente, et par contre-coup, le courant de grille-écran diminue ; c'est le contraire si la tension de la grille d'arrêt baisse. — Cela est utilisé pour des modulations (voir Emission) et pour des effets de « résistance négative » (voir plus loin § 4.52).

Ainsi seront supprimés le contre-courant et le fâcheux « crochet » de la caractéristique des tétrodes. On bénéficie donc pleinement de la totalité des avantages de la grille-écran : augmentation notable des coefficients μ et R_i , qui passent à un tout autre ordre de grandeur.

On comparera, pour s'en convaincre, les éléments donnés au tableau p. 47, avec ceux du § 4.121 ; ainsi que les réseaux de caractéristiques des tubes triodes, tétrodes et pentodes, de puissances comparables, donnés aux figures 16 et 17.

On voit que les caractéristiques statiques de la pentode ont même forme que celles des triodes ; cependant l'ordre de grandeur des coefficients peut être très différent, ce qui modifie — et généralement simplifie — les approximations possibles.

En particulier, si l'on écrit de nouveau l'équation fondamentale de la région linéaire (3) du § 4.12) sous la forme :

$$i_p = \frac{1}{R_i} v_p + \frac{\mu}{R_i} v_g + \frac{V_o}{R_i}$$

on voit que par rapport à une triode, le premier terme devient négligeable (à cause de la grandeur de R_i), le second (pente) ne change guère, le troisième est nettement augmenté (il est fonction de la tension de grille-écran et représente le courant électronique dû à son attraction ; nous supposons cette tension fixe ; si elle variait, il faudrait faire varier $\frac{V_o}{R_i}$, comme on le verra plus loin).

Il ne reste donc, en première approximation, que :

$$(1) \quad i_p = p \cdot v_g + I_o$$

la tension-plaque n'intervenant plus, ce qui sera une grande simplification ; on voit en effet sur les réseaux fig. 16 et 17 que les caractéristiques sont presque horizontales (du moins au-dessus d'une tension minimum « de déchet »).

On aura par exemple :

$$\left. \begin{array}{l} E. F. 6 \text{ (amplificatrice H. F.)} \\ \quad \quad \quad i_p = 2 \times 10^{-3} \times v_g + 7 \times 10^{-3} \text{ amp.} \\ E. L. 2 \text{ (puissance B. F.)} \\ \quad \quad \quad i_p = 2,9 \times 10^{-3} v_g + 80 \times 10^{-3} \text{ amp.} \\ Philips PA 12-15 \text{ (émission)} \\ \quad \quad \quad i_p = 8 \cdot 10^{-3} v_g + 2,1 \text{ amp.} \end{array} \right\}$$

Enfin, on notera qu'en raison de la proximité d'électrodes à tensions très différentes, les pentodes se prêtent moins bien à la production des puissances très élevées ; elles sont plus coûteuses et plus délicates. Le maximum est actuellement d'environ 20 kW dissipés, c'est-à-dire une cinquantaine de kilowatts utiles.

Pentodes à pente variable.

4.133. — Il arrive souvent que l'on ait besoin de faire varier, dans de larges limites, le gain d'un amplificateur, c'est-à-dire la pente des lampes qui le constituent.

On peut penser à modifier la polarisation des grilles ; mais l'examen des réseaux ci-dessus montre que ce faisant, on utilise le faisceau des caractéristiques dans la région où elles ne sont plus linéaires, mais *courbes*. D'où, comme on le verra, production de divers défauts : distorsion, harmoniques, battements, intermodulation, etc.

Cet inconvénient est *d'autant plus grand* que c'est précisément sur les signaux *forts*, où le point de fonctionnement parcourt de *grandes amplitudes*, que l'on veut *diminuer beaucoup* la pente.

Il s'agit donc d'obtenir que la pente demeure « fixe » pour les variations rapides, même étendues, constituant le signal ; tout en étant « variable » et réglable d'un moment à l'autre, en fonction de son amplitude moyenne.

Une solution de compromis entre ces deux exigences contradictoires est obtenue avec les *lampes « à pente variable »* — expression assez mal choisie, d'ailleurs, et qui signifie « à pente lentement et progressivement variable ».

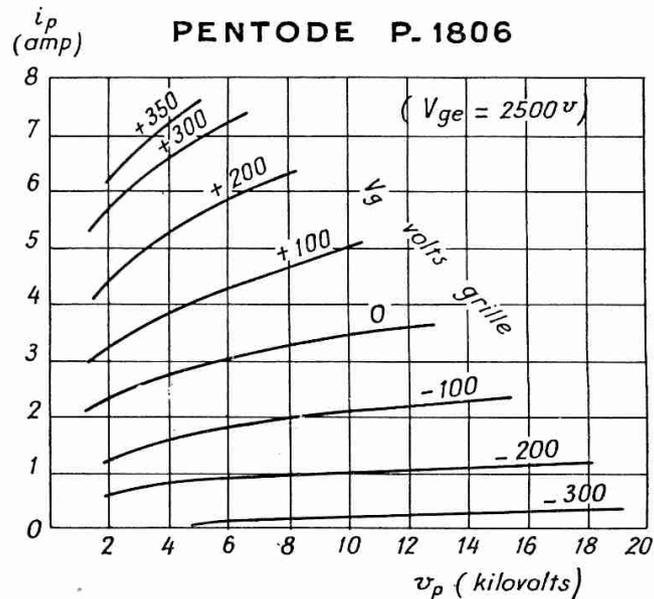
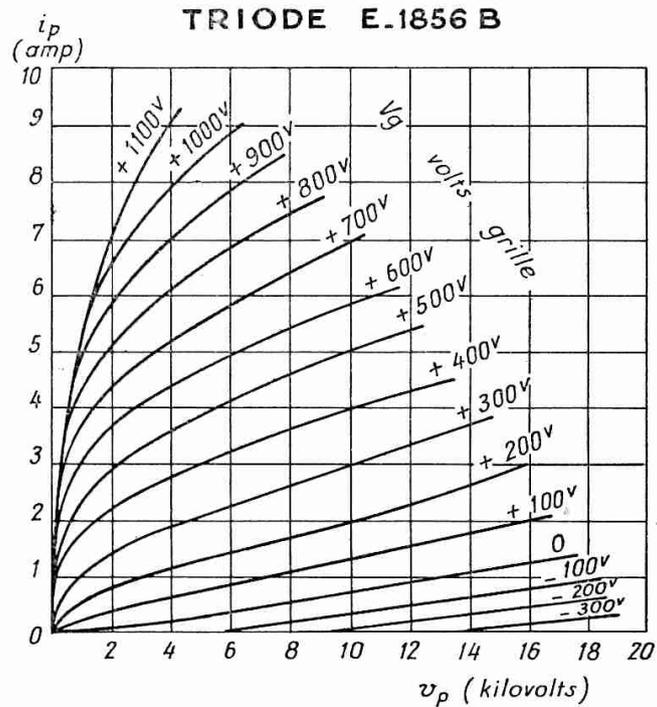


Fig. 16. — Caractéristiques d'une triode et d'une pentode de grande puissance pour émission.

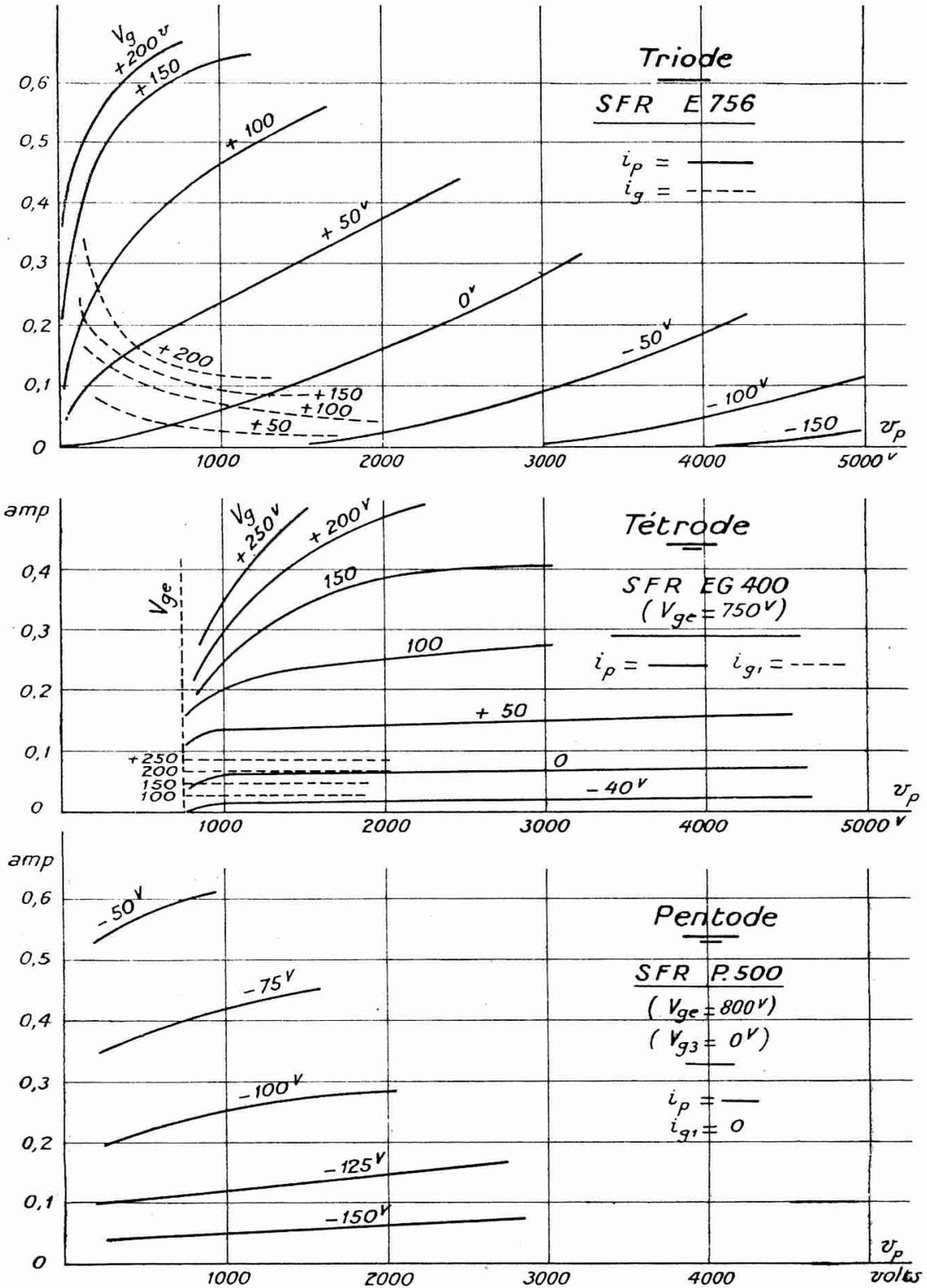


Fig. 17.

Ces lampes comportant une grille de commande en forme d'hélice à pas variable : les spires étant serrées à l'une des extrémités, lâches à l'autre ; de telle sorte que si l'on abaisse le potentiel de

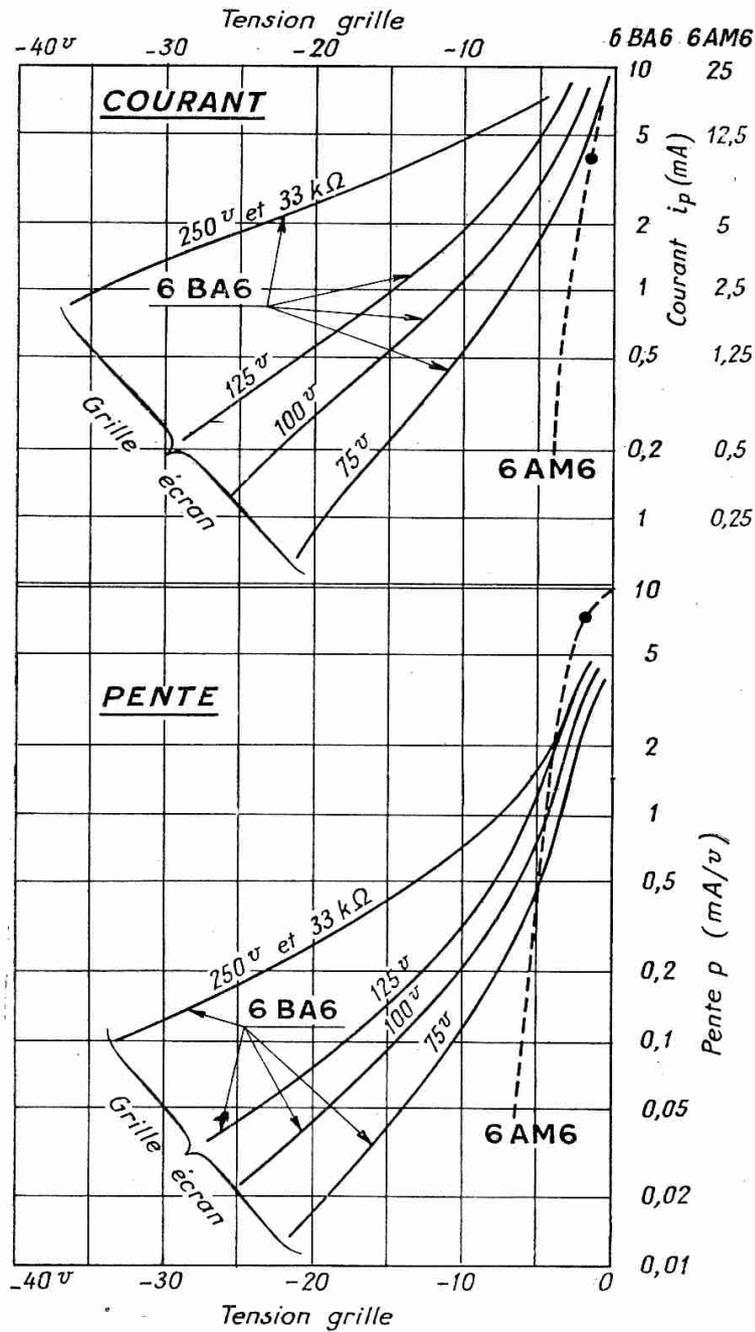


Fig. 18. — Comparaison de lampes à pente « fixe » (6AM6) et « variable » (6BA6).

cette grille, son influence retardatrice sur les électrons ne s'exerce pas simultanément tout le long, mais progressivement : au lieu

d'avoir, à la partie inférieure de la caractéristique, un coude brusque — (prononcé en moins d'un volt de variation sur la grille, pour une bonne pentode moderne) —, on a une baisse lente et régulière du courant de plaque, c'est-à-dire de la pente, sur un intervalle de plusieurs dizaines de volts.

La fig. 18 montre cette comparaison pour deux pentodes de la même série, ayant la même consommation de courant plaque au point de fonctionnement normal (10 mA). Le graphique du haut donne la variation de i_p , celui du bas la variation de la pente p . Pour la lampe à pente « fixe », 6 AM6, la pente est d'environ 7,6 mA au point de fonctionnement normal ($V_{g0} = -2$ V) et tombe très brutalement à gauche. Pour la lampe à pente « variable », 6 BA 6, la pente *initiale* est moins élevée, mais la décroissance est progressive ; elle peut d'ailleurs être choisie avec une certaine souplesse d'après la tension de la grille-écran (voir courbes), ou atténuée en alimentant celle-ci à travers une résistance (plus la tension de grille de commande baisse, plus le courant de grille-écran diminue, ce qui fait remonter la tension de cette grille et tend à augmenter la pente : c'est ce qu'on a appelé réaliser une caractéristique « basculante »).

On estime parfois agréable que la variation de p en fonction de v_g soit sensiblement logarithmique, afin que des variations égales de v_g (obtenues, par exemple, en tournant un potentiomètre) produisent des variations égales dans la sensation auditive à la sortie de l'amplificateur (1).

On voit qu'il est facile de faire ainsi varier la pente dans le rapport de 1 000 à 1 ; non seulement on n'amplifie plus, mais on affaiblit.

Cette solution simple est de beaucoup la plus répandue, et la plupart des séries de lampes, le plus grand nombre des récepteurs comprennent, à côté ou à la place de pentodes normales « à pente fixe », des pentodes ainsi construites, et sur lesquelles on effectue, manuellement ou automatiquement, une régulation.

Elle présente pourtant deux inconvénients :

Le premier est que l'effet « de commande » recherché pour la grille, dans sa meilleure zone de travail, est forcément diminué, puisque certaines spires très écartées n'ont alors aucun rôle : la pente est donc moindre que pour le tube normal ; ou, si l'on veut rétablir une valeur comparable, il faut admettre un courant supérieur.

Le second est que l'on réalise seulement un compromis entre les conditions contradictoires, que la caractéristique soit rectiligne pour le signal et courbe pour le réglage. En fait, il y a donc toujours une certaine courbure et une certaine distorsion du signal.

(1) Loi de WEBER-FECHNER : la sensation est proportionnelle au logarithme de l'excitation.

Par suite, la lampe à pente variable ne doit être employée que dans les étages où l'on est certain que l'amplitude est faible (ordre de 1 volt au plus) — même en cas de brouillage puissant. L'oubli de cette précaution conduit fréquemment à des ennuis.

L'inconvénient est quelque peu atténué avec le montage « basculant » mentionné ci-dessus (résistance intercalée dans le circuit de grille-écran), car la tension de grille-écran se trouve augmenter avec l'amplitude du signal ; le tube « encaisse » donc mieux les grandes variations. D'autre part, si, comme il est d'usage, cette résistance R est shuntée par une forte capacité C, les variations lentes dues à la régulation se font suivant la courbe de la fig. 18 en tenant compte de la chute de tension dans R ; par contre, pour les variations rapides, le condensateur C fournit le courant nécessaire et la tension de grille-écran ne varie plus autour de sa valeur moyenne ; la pente pour le signal est donc plus élevée que pour la régulation.

LAMPES MULTIPLES HEXODES, HEPTODES, OCTODES, MULTIGRILLES

4.14. — L'interposition d'une nouvelle grille supplémentaire n'apporte à la pentode aucun avantage nouveau de performance ; elle permet seulement d'avoir un moyen d'action pratique pour modifier le fonctionnement quand on cherche à obtenir une « double commande », ce qui permet plusieurs intéressantes applications.

Il est évident, en effet, que si deux grilles de commande, à tension v_g et v'_g , sont intercalées sur le trajet des électrons — (sans parler des autres grilles auxiliaires, écrans, arrêt...) — le courant de plaque sera simultanément fonction de ces deux tensions :

$$i_p = f(v_g, v'_g)$$

et si v_g et v'_g subissent de petites variations Δv_g et $\Delta v'_g$, la variation Δi_p pourra être obtenue par les premiers termes du développement en série de i_p , c'est-à-dire :

$$\Delta i_p = \frac{\delta f}{\delta v_g} \cdot \Delta v_g + \frac{\delta f}{\delta v'_g} \cdot \Delta v'_g + \frac{\delta^2 f}{\delta v_g \cdot \delta v'_g} \Delta v_g \cdot \Delta v'_g \dots \text{etc.}$$

La pente relative à l'une des grilles sera donc modifiée par la polarisation de l'autre (car $\frac{\delta f}{\delta v_g}$, par exemple, est fonction de v'_g) ; on pourra ainsi obtenir un effet de « pente variable » en agissant sur une électrode distincte de la grille amplificatrice, donc sans imposer à celle-ci de fonctionner dans une région courbe des caractéristiques.

téristiques, ce qui éliminera les inconvénients de distorsion mentionnés au § 4.133. Certaines lampes à 6 électrodes (hexodes) sont employées de cette façon dans le matériel professionnel.

L'existence du terme produit $\Delta v_g \cdot \Delta v'_g$ suggère aussi la possibilité de « moduler » une tension $v_g = V_g \cos \Omega t$ par une autre $v'_g = V'_g \cos \Omega' t$, de manière à ce que l'une soit l'« enveloppe » de l'autre ; ou d'effectuer un « changement de fréquence » par mise en évidence des composantes $\cos (\Omega + \Omega')t \pm \cos (\Omega - \Omega')t$ équivalentes à ce produit. Nous reviendrons sur cette opération § 4.73.

On obtient un nouveau champ d'action illimité en rassemblant dans la même ampoule plusieurs groupes d'électrodes ayant *des fonctions différentes*, c'est-à-dire en fait plusieurs lampes indépendantes ; non plus dans un but de progrès technique, mais simplement pour économiser la place, la matière, les connexions... et les taxes fiscales.

Ces combinaisons sont déjà très nombreuses et le deviennent toujours davantage. C'est ainsi que l'on rencontre très fréquemment (fig. 18 bis) :

des *doubles-diodes* telles que l'EB, 4, les 6 H 6, 6 AL 5, etc., parfois des *triples-diodes* (EAB. 2) ;

des *doubles-diodes + triodes* : association de deux diodes détectrices avec une triode pour l'amplification basse fréquence : 6 Q 7, EABC 80, EBC 3 ;

ou, dans le même but, des *doubles-diodes + pentodes* comme les 6 H 8, EBF 2, EBL 1, EBF 80 ;

des *doubles-triodes* pour montage symétrique ⁽¹⁾ : E 80 CC, 19, 6 N 7, 6 J 6, 12 AT 7, 12 AU 7, 12 AX 7 ;

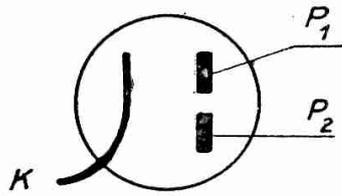
des *triodes + pentodes* 6 F 7, X 6, ECF 1, ECL 80 ;

enfin, pour les changements de fréquence, des tubes combinant la *pentode* ou *hexode* mélangeuse, avec une ou deux électrodes supplémentaires ; formant *triode* chargée d'entretenir l'oscillation locale : d'où l'*heptode* (6 A 8), l'*octode* (EK 2, EK 3) et enfin la *triode-hexode* (6 E 8, ECH 3, ECH 41) et la *triode-heptode* (ECH 81).

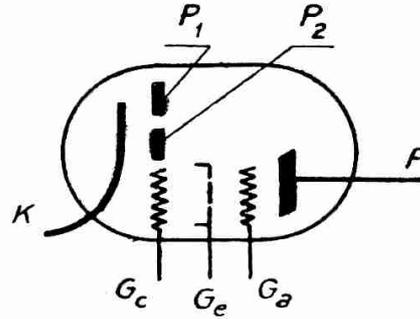
On peut évidemment multiplier les modèles, tant qu'il n'y a pas d'incompatibilité absolue ou de réaction parasite excessive entre les électrodes voisines jouant des rôles différents.

On est allé quelquefois jusqu'à enfermer dans un même tube plusieurs étages distincts avec leurs organes de couplage.

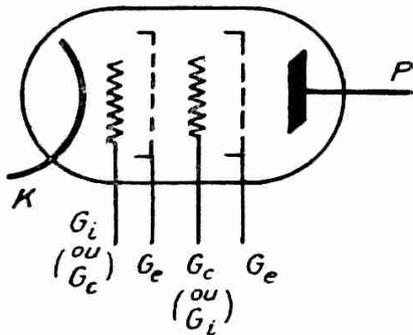
(1) Ou plus rarement, pour deux étages successifs par couplage interne (6BE6) ou externe (cascodes PCC84).



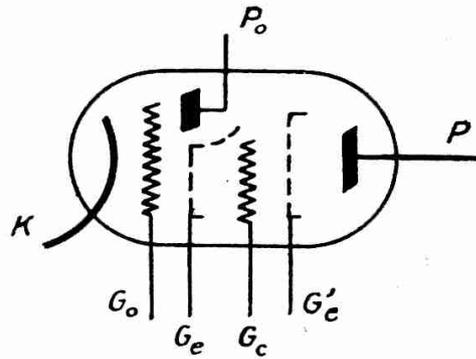
Double - diode



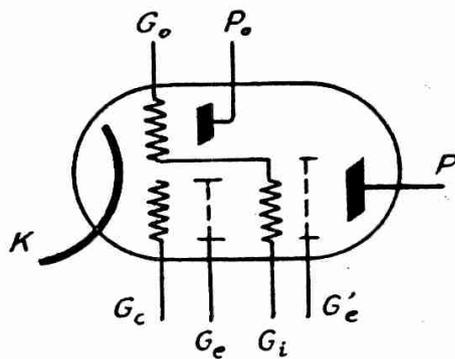
Double - diode - pentode



Hexode



Heptode



Triode - Hexode

Fig. 18 bis. — Lampes multiples.

- K = cathode.
- p, P = plaques.
- G_c = de commande (1).
- G_e, G_{e'} = écrans (2).
- G_a = d'arrêt.
- G_i = d'injection de tension locale.
- G_o = d'entretien d'oscillation.
- P_o = plaque pour entretien d'oscillations.

} grilles

(1) Généralement « à pente variable ».
 (2) Généralement réunies à l'intérieur de l'ampoule.

CHAPITRE II

LES TUBES A VAPEUR OU A GAZ

DIODES A VAPEUR ET A GAZ (« PHANOTRONS »)

4.21. — Le fonctionnement de la diode est considérablement modifié, si l'on y laisse subsister des traces de gaz ou de vapeur (de préférence mono-atomique). En effet, lorsque les électrons libres ont acquis dans l'ampoule une vitesse suffisante, ils ionisent par choc les molécules gazeuses ; d'où production de nouveaux électrons, tandis que les ions positifs se dirigent vers la cathode, en diminuant la charge d'espace et en facilitant l'émission. Au total, le courant électronique est donc très augmenté ; la caractéristique ne ressemble plus à celle des diodes à vide poussé : le départ est analogue, tant que la tension-plaque est faible, mais dès que la vitesse des électrons devient suffisante pour déclencher l'ionisation, le courant augmente tout d'un coup jusqu'à des valeurs dangereuses (fig. 19).

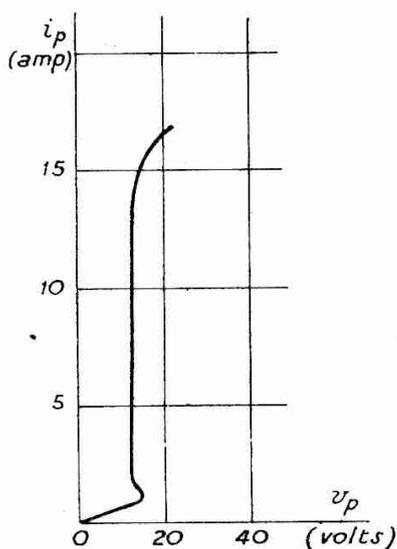


Fig. 19. — Caractéristiques d'un redresseur à vapeur de mercure, à cathode chaude.

Pratiquement on peut atteindre des intensités de l'ordre de l'ampère par watt de chauffage, avec des « chutes de tension » internes de l'ordre de 10 à 20 volts seulement, et des durées de vie augmentées (par exemple 4 000 heures).

Pour l'obtention de puissances notables, ces tubes sont donc nettement plus avantageux que les tubes à vide, et leur sont ordinairement préférés. Toutefois ils présentent aussi des inconvénients qui rendent leur emploi plus délicat et parfois indésirable :

— la croissance rapide de l'intensité oblige à des protections, du côté « alimentation » par fusibles, du côté « utilisation » par self-induction en série ;

— l'ionisation et surtout la dés-ionisation n'étant pas instantanées, le tube présente de l'inertie ; il est donc inutilisable au-delà d'une certaine fréquence, relativement basse ;

— le mouvement des électrons et des ions dans le tube est sensible aux champs extérieurs et crée à l'extérieur des champs irréguliers, ce qui produit des « parasites » dans les amplificateurs voisins. Ces tubes doivent donc être blindés.

— Enfin, les diodes à gaz ne fonctionnent correctement qu'entre des limites de température bien déterminées. Ces limites sont particulièrement étroites si l'on emploie la vapeur de mercure : il faut que le liquide soit, dans l'ampoule, entre 20 et 60° C (au maximum 70° C avec une réduction de moitié de la tension inverse permise) ; si donc la température ambiante est plus basse, il faut procéder à un préchauffage qui peut durer jusqu'à 70 minutes ; si elle est trop élevée, il faut refroidir artificiellement par courant d'air ; une bonne sécurité consiste à commander la fermeture de la tension de plaque par un relais thermométrique à bilame placé au contact de l'ampoule. En outre, naturellement, les ampoules ne doivent pas être renversées.

Avec certains gaz (argon, néon, xénon...) ces inconvénients sont très atténués, on peut fonctionner dans une température ambiante de — 55° à + 90° environ, avec un préchauffage de 30 à 60 secondes seulement.

Il est aussi possible d'obtenir la décharge électronique dans le gaz, même à partir d'une *cathode froide* : par exemple du mercure, moyennant un allumage par arc auxiliaire ; on sait que l'on obtient ainsi de très puissants redresseurs industriels que nous n'étudierons pas ici ; on peut aussi obtenir des courants de quelques dizaines de milliampères, sous des tensions de 75 à 140 volts, à partir d'une simple électrode métallique, ce qui permet de fabriquer de petits tubes régulateurs économiques.

Le tableau ci-après donne quelques exemples typiques des divers tubes à gaz existants sur le marché.

Diodes limiteuses TR et anti-TR.

4.211. — Les tubes à décharge gazeuse ont enfin permis de résoudre un problème très important pour les techniciens du radar : celui de l'antenne commune à l'émission et à la réception.

Il s'agit en effet, dans ce cas, de connecter rapidement l'aérien à un émetteur qui lui envoie une puissance énorme, puis — en un temps de l'ordre de la microseconde — à un récepteur hypersensible. Or, on ne connaît aucun commutateur capable d'effectuer ce changement dans un temps aussi court — surtout en hyperfréquences.

La solution de cette difficulté vient de l'énormité même de la percussion appliquée. On a pu construire des tubes fonctionnant

TABLEAU II
Diodes à vapeur et à gaz

TYPE	CHAUFFAGE		CHUTE DE TENSION INTERNE (V)	TENSION INVERSE MAXI V_i (V)	COURANT ÉLECTRONIQUE			
	V_f (V)	I_f (amp)			moyen redressé (amp)	max. amp)		
1° à vapeur de mercure (20 — 60°).								
RCA	866	2,5	5	15	7 500	0,25	1	
	5 558	5	4,5	15	5 000	2,5	15	
SFR	VH 550	2,5	5	15	10 000	0,35	1	
	VH 8 500	5	20	15	10 000	5	20	
LMT	A 077 A	5	10		16 000	1,25	5	
	3 803 A	5	100		16 000	20	50	(1)
2° à gaz (— 55 à + 90°).								
RCA	3 B 28	2,5	5	10	10 000	0,25	1	
SFR	VX 550 A	2,5	5	15	5 000	0,5	2	
					10 000	0,35	1,5	
	VX 7 400	5	7,5	15	10 000	1,25	5	
3° Régulateurs à cathode froide.								
RCA	OA2	froide		140 V	mA		régul.	
	OA3/VR75	»	»	75 V	5 à 30	5 à 40	2 à 6 V	
	Miniwatt 13 201	»	»	100 V	15 à 200		3 à 5 V	

comme des parafoudres, c'est-à-dire dont l'impédance est très élevée aux faibles tensions (lors de la réception de l'écho), mais tombée à une valeur négligeable aux tensions élevées (lors de l'émission), le passage d'un état à l'autre se faisant avec la rapidité voulue. L'un de ces tubes (T. R.) est alors placé en shunt devant le récepteur, l'autre (anti-T. R.) en série dans l'émetteur ; leur combinaison produit l'effet de commutation souhaité (voir § 4.74).

Ces limiteurs (702 A, 1 B 60) sont à remplissage d'hydrogène et de vapeur d'eau (2).

TRIODES A GAZ (THYRATRONS)

4.22. — Le même principe, appliqué à la triode, donne un tube appelé « thyatron » et susceptible d'un courant de plaque intense : par exemple de l'ordre de l'ampère pour une cathode normale de tube récepteur.

Mais le rôle de la grille se trouve très diminué et devient

(1) Grille de blocage coupant le courant pour $v_g = -20$ V.

(2) Voir SAMUEL, etc., Bell. Syst. Techn. J., Janvier 1946, 25, 1, 48/102.

irréversible : l'augmentation de v_g peut bien amorcer le passage du courant-plaque et déclencher l'ionisation ; mais une fois le gaz ionisé, le courant s'entretient quel que soit v_g , tant que la tension-plaque est suffisante.

Il n'y a donc plus de « caractéristiques » au sens habituel de ce mot (i_p en fonction de v_g ou de v_p) ; elles sont remplacées par une courbe (fig. 20) donnant en fonction de v_g et de v_p les « régions » où le courant s'amorce.

Naturellement, cette modification de comportement rend le thyatron impropre à toute « amplification » progressive directe, au sens habituel d'une triode ; mais par contre, spécialement apte aux fonctionnements discontinus par « tout ou rien » : interrupteurs, relais, basculeurs, oscillateurs « de relaxation », etc.

Des artifices de montage, en jouant sur la phase de l'allumage, permettent d'ailleurs de retrouver, malgré tout, une certaine progressivité.

Les thyratrons présentent naturellement les mêmes inconvénients que les diodes à gaz : inertie, sensibilité considérable à la température, production de parasites ; de plus leur durée de vie a longtemps laissé à désirer. Actuellement ils ont fait des progrès qui les rendent intéressants dans un certain nombre de cas (commande de moteurs d'asservissements, alimentation de radars, etc.).

Les performances exigées dans ces diverses applications étant assez différentes, les industriels ont été conduits à fabriquer plusieurs types :

— les *thyratrons à vapeur de mercure* pour fréquences industrielles, courants et tensions modérés, puissance maximum de l'ordre du kilowatt (1). Le rendement est excellent grâce à la faible

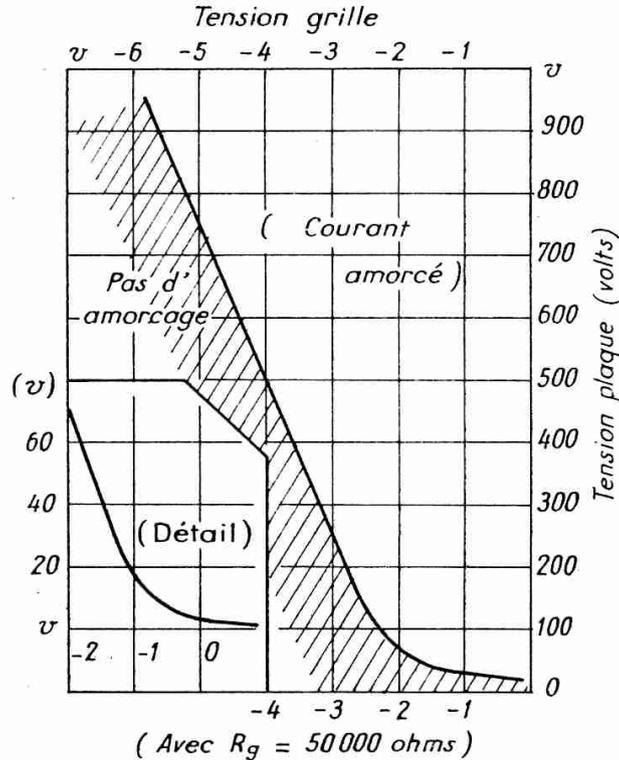


Fig. 20. — Caractéristique d'allumage d'un thyatron (TG 400).

(1) Il existe en outre des redresseurs industriels allant jusqu'à 3 000 à 6 000 kW avec plusieurs anodes, refroidissement par eau, etc.

chute de tension interne (ordre de 10 V), mais les temps d'ionisation et de désionisation (milliseconde) sont considérables, la mise en route est longue (30 secondes à 2 minutes) et la température doit être maintenue entre d'étroites limites (+ 40° à + 80° C).

— les *thyratrons à hydrogène* pour impulsions très brèves (radars) ont une chute de tension interne plus élevée (70 à 100 V), mais un temps d'ionisation beaucoup plus court (ordre du dixième de microseconde) ; ils sont beaucoup moins sensibles à la température.

L'intérêt militaire des radars très puissants a fait pousser les performances de ces thyratrons jusqu'à un point inouï : les puissances de crête allant jusqu'à plusieurs *mégawatts* ne sont pas rares, et le record cité atteint 80 mégawatts (40 000 volts, 2 000 ampères) (1).

— enfin, divers types à *gaz rares* (argon, krypton, xénon...) à propriétés intermédiaires.

Le tableau p. 61 ci-après résume les caractéristiques de quelques thyratrons choisis comme exemples.

TETRODES A GAZ

4.23. — Leurs propriétés sont absolument analogues à celles des triodes et on les confond en pratique sous la même désignation de « thyratrons ».

IGNITRONS

4.24. — Nous avons signalé au § 4.21 que, dans les diodes à gaz, on pouvait se dispenser de chauffer la cathode, en arrachant les premiers électrons à une cathode liquide froide, au moyen d'un petit arc auxiliaire.

L'idée se généralise aux thyratrons, en remplaçant l'arc et la grille par un cristal peu conducteur immergé dans le mercure, et auquel on applique brusquement, pour amorcer la décharge, une tension assez élevée. On est ainsi maître de la phase, et l'on peut, comme ci-dessus, s'en servir pour régler l'intensité moyenne redressée. C'est l'*ignitron*, susceptible également de fournir des puissances énormes, mais en basse fréquence seulement et que nous n'étudierons pas ici.

(1) Electronics, Juillet 1951, p. 185 (publicité) ; novembre 1952, p. 91.

THYRATRONS

	CHAUFFAGE		TENSION ANODIQUE		COURANT ANODIQUE moyen maxim. (amp) (amp)	DURÉE D'IMPULSION (μ s)	TEMPS DE		
	tension (V)	courant (amp)	directe V	inverse V			ionisa- tion (μ s)	désio- nisat. (μ s)	
1° à vapeur de mercure (température environ + 35 à + 80° C).									
RL 17	2,5	5	< 2 500	< 5 000	0,5	2	10	1 000	
RL 260	5	27,5	< 1 500	< 2 500	20	200	10	1 000	
2° à hydrogène (température — 75 à + 90°).									
2D21	6,3	0,6	< 650	< 1 300	0,1	0,5	0,1 à 6	35/75	tétrode
4C35	6,3	6,1	< 8 000	< 8 000	0,1	90	(fréq. de répétition)		
CSF (1)	6,3	11,5	< 16 000	< 16 000	0,1	160	< 4 000	0,07	
5C22	6,3	10,6	< 16 000	< 16 000	0,2	324	c/s		
3° à gaz divers (températures — 60 à 90°).									
TG 400	6,3	3	< 700	< 1 400	0,75	6			
5545	2,5	21	< 1 500	< 1 500	64	80	50	500	

(1) D'après GROLLEAU, Bull. Sté Fse Electr., Octobre 1949, 522/524.

CHAPITRE III

LES SEMI-CONDUCTEURS DIODES ET TRANSISTORS

REALISATION DE DISPOSITIFS ELECTRONIQUES AVEC DES SEMI-CONDUCTEURS — ROLE DES IMPURETES

4.31. — Un semi-conducteur pur homogène, tel qu'il a été décrit ci-dessus, contient des électrons libres et peut-être des « trous positifs », mais n'est pas directement utilisable. La clef de son emploi est d'y introduire une dissymétrie par l'addition d'impuretés.

Si, en effet, au germanium tétravalent, on ajoute une impureté pentavalente appelée « donneur » (d'électrons) : arsenic, antimoine, bismuth, phosphore...), certains atomes de cette impureté vont se substituer, dans le réseau, à des atomes tétravalents de germanium ; or, ils ne pourront échanger avec leurs voisins que quatre électrons de valence ; le cinquième, faiblement lié au noyau (quelques centièmes d'électron-volt), sera donc disponible pour être arraché et mis en liberté par la moindre agitation thermique. Le semi-conducteur impur aura donc maintenant la propriété de contenir un excès d'électrons libres avec, de place en place, un noyau à charge $+5$ (au lieu de $+4$). On dit qu'il est du *type n* (négatif). Comme dans le cas du germanium pur, les électrons errants tomberont de temps en temps dans les « trous positifs » pour les combler, tandis que d'autres trous positifs se formeront un peu plus loin ; on pourra donc encore parler de la « mobilité » apparente de ces trous.

Cet effet est très marqué ; par exemple pour le germanium il se manifeste par une augmentation importante de conductibilité (dite alors « extrinsèque »), dès que la proportion d'impureté atteint 10^{-9} (indécélable par procédés chimiques, d'où la grande difficulté de cette fabrication).

Si, au lieu d'une impureté pentavalente, on ajoutait une impureté trivalente (« accepteur ») (indium, gallium, aluminium, bore...),

ses atomes ne pourraient échanger que trois électrons avec les voisins ; l'un de ceux-ci aurait donc un électron de valence disponible pour se coupler à d'autres ; par suite de l'agitation, ce défaut d'électron — « trou positif » — pourrait subir un déplacement apparent. Un tel semi-conducteur est dit du type *p*.

Un semi-conducteur impur devient donc *n* ou *p* suivant qu'il contient un excès de « porteurs majoritaires » négatifs (électrons) ou « positifs » (trous).

Pour expliquer certaines particularités, il faut d'ailleurs admettre, en outre, qu'en plus de ces porteurs majoritaires, le semi-conducteur contient aussi des porteurs « minoritaires » de signe opposé, qui peuvent être absorbés et détruits par rencontre avec d'autres dans des « centres de recombinaison », ou formés par un processus inverse, de manière à présenter une densité constante (inverse, dans un semi-conducteur donné, de celle des porteurs majoritaires).

ROLE DES JONCTIONS — DIODES A CRISTAL

4.32. — Ceci posé, supposons que dans une certaine région du cristal, voisinent une zone de type *n* et une de type *p*. Que se passe-t-il à la « ligne de démarcation » ?

On pourrait penser que les électrons étant en excès d'un côté, les trous de l'autre, ils vont s'attirer mutuellement et se recombinaison.

Mais ce n'est possible que sur une très faible épaisseur ; en effet, les porteurs libres (+ et —) diffusent, de chaque côté, sur une épaisseur notable, tandis que la « ligne de démarcation » est jalonnée par une rangée de noyaux positifs (du côté *n*), qui repoussent les « trous » de la région *p* ; et de même, du côté *p*, par une rangée d'atomes « donneurs » à charge négative, qui repoussent les électrons libres de la région *n* (voir fig. 21) ; ces deux rangées créent un champ (de *n* vers *p*), une « barrière de potentiel » et le mouvement spontané s'arrête.

Mais il est clair qu'il y a maintenant une dissymétrie par rapport à l'action de tensions extérieures appliquées aux deux parties :

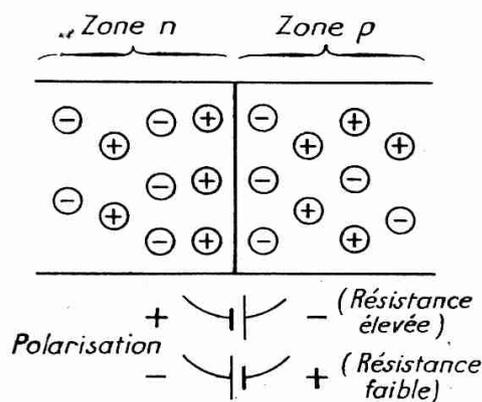


Fig. 21. — « Démarcation » de zones d'impuretés *n* et *p* dans un semi-conducteur.

Si l'on polarise dans le sens qui rend la région n positive, on augmente la hauteur de la barrière de potentiel et il ne passe que très peu de courant : la résistance apparente est élevée.

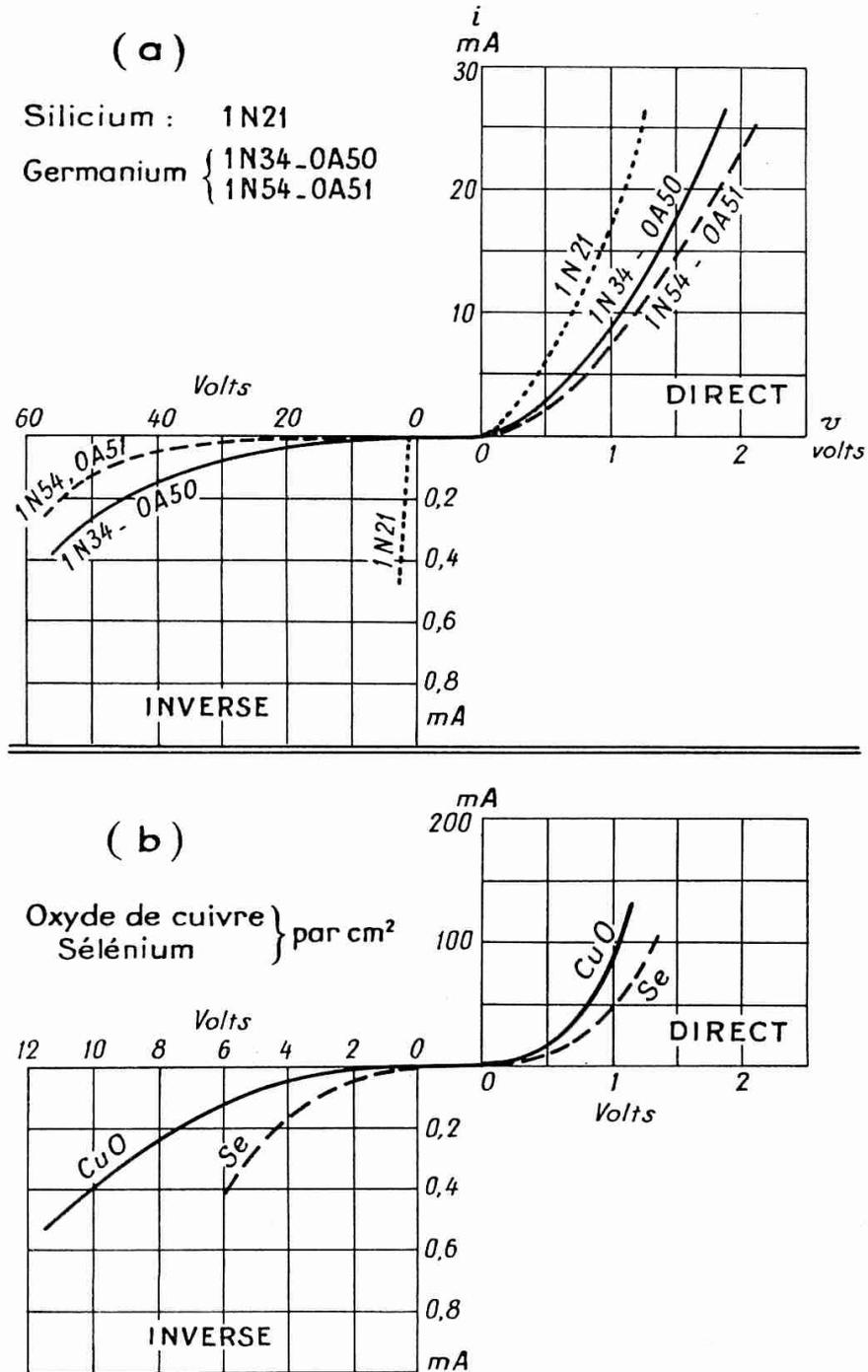


Fig. 22. — Caractéristiques de diodes à semi-conducteurs.

Si l'on polarise au contraire en rendant positive la région p ,

on compense la barrière de potentiel et le courant passe aisément : la résistance est faible (tout de même quelques ohms ou dizaines d'ohms, car la résistivité des semi-conducteurs est notable).

Un calcul simplifié montre que l'intensité traversant la jonction sous l'effet de la tension v doit être de la forme :

$$I = I_0 (e^{a.v} - 1)$$

le coefficient a étant inversement proportionnel à la température absolue, et égal à 0,025 (pour v en volts) à la température ambiante.

Cette formule montre — et l'expérience confirme — que l'influence de la température se manifeste surtout lorsque e^{av} est voisin de l'unité, c'est-à-dire v voisin de zéro, ce qui est surtout gênant pour le courant inverse ; celui-ci peut aisément doubler ou tripler lorsque la diode s'échauffe de 30° à 50° C. D'où une limitation de la température maximum d'emploi : 70 à 80° pour le germanium, 150° pour le silicium.

La fig. 22 montre quelques exemples de caractéristiques relevées : le courant inverse étant ordinairement illisible à l'échelle du courant direct, on le porte à échelles différentes ; pour éviter toute confusion, nous avons décalé les deux parties du graphique. Les courbes du haut sont relatives à une diode au silicium (1 N 21) et à deux au germanium (1 N 34 et 1 N 54, appelées aussi OA 50 et OA 51) ; celles du bas donnent, pour comparaison, le courant par centimètre carré d'électrodes dans les redresseurs industriels cuivre-oxyde de cuivre et sélénium-fer. On notera la supériorité du germanium (et surtout du type 1 N 54) pour des tensions inverses élevées. Mais, bien entendu, la dissymétrie de la jonction ne se maintient pas indéfiniment quand la tension appliquée augmente : un claquage se produit et la diode redevient un simple conducteur ; cette détérioration est fréquente dans les petits détecteurs de radars, et justifie des précautions spéciales.

Le tableau p. 66 donne quelques renseignements numériques sur diverses diodes à cristal : les premières, au silicium, sont employées comme mélangeuses dans les récepteurs hyperfréquences ; les paramètres intéressants sont alors la perte de conversion, le facteur de bruit et la résistance aux surcharges, en fonction de la fréquence d'emploi. Les secondes, au germanium, d'usage plus général, sont caractérisées par le courant qu'elles peuvent redresser (en permanence ou en surcharge d'une seconde), et la tension inverse maximum admissible en permanence.

Il existe de nombreuses autres variantes appropriées à tels usages particuliers ; on commence à parler de redresseurs au germanium pour intensités beaucoup plus fortes ⁽¹⁾.

(1) Par exemple 100 amp., LAPLUME, Onde El., juillet 1953, p. 426-430.

TABLEAU III
Diodes à Cristal

TYPE	COURANT REDRESSÉ		Tens. inverse max. continue	Perte de conversion	Facteur de bruit	Puissance maximum	Fréquence d'emploi
	moyen	maxim. surch. 1 sec.					
	mA	mA	V	dB	dB	ergs	Mc/s
Silicium	1N21	0,4		8,5	4	0,3	3 060
	1N21B	0,4		6,5	2	2,0	3 060
	1N23			10	3	0,3	9 000
	1N26	0,5		8,5	2,5	0,1	24 000
Germanium	1N34 = OA50.	50	500	60			
	1N54 = OA51.	50	500	35			
	1N55	50	500	150			
	1N56	60	1 000	40			
	1N60	50	500	25			
Germanium « de puissance » (1)	1N151 ..	500	25.000	100			infér. à
	1N158 ..	500	25.000	380			50 k/cs

PRINCIPE DU « TRANSISTOR »

4.33. — Le principal intérêt des semi-conducteurs est apparu lorsqu'on a trouvé moyen de juxtaposer deux (ou plus de deux) jonctions suffisamment voisines, pour que la résistance de l'une (donc son intensité) soit influencée par le courant dans l'autre. Il y a en effet, dans cette action mutuelle, possibilité d'*amplification*.

Le dispositif, imaginé aux Etats-Unis vers 1948, a été baptisé « transistor » (par contraction de : TRANSfer-resISTOR) (2).

Supposons par exemple (fig. 23) que sur un monocristal de germanium, une région *n* (à excès d'électrons) soit comprise entre deux régions *p* (à excès de trous). Appliquons entre la région *n* (dite *base*) et l'une des régions *p* (dite « collecteur ») un potentiel de quelques volts avec la polarité qui accroît la barrière de potentiel interne de la jonction — ici, donc, négatif sur le collecteur ; d'après ce qui a été vu sur les diodes (§ 4.32), il ne passera qu'un très léger courant « inverse » i_0 , comme si la résistance interne de la jonction était élevée.

(1) CFTH, Onde Electrique, Mars 1955, p. 241.

(2) D'après cette étymologie, la « traduction » française « transistron », parfois employée, apparaît bien peu satisfaisante ; il faudrait plutôt « transistance ». Elle a en outre l'inconvénient de créer une confusion avec le « transistron », montage basculeur à pentode imaginé par BRUNETTI en 1939 (Pr. Inst. Rad. Ing. février 1939, p. 88-94) ainsi qu'avec le nom de la société américaine TRANSITRON Electronics Corp.

Maintenant ajoutons, sur l'autre région p (dite « émetteur ») une faible tension v_e dans le sens opposé à sa barrière de potentiel (c'est-à-dire : positif sur l'émetteur) ; il passera aussitôt un courant direct i_e notable ; mais on constate qu'en même temps, le courant i_c du côté collecteur se trouve *très augmenté*, et, dans un certain intervalle, proportionnellement à i_e , comme si l'on avait en première approximation :

$$i_c = i_o + \alpha i_e$$

Cet effet demeure à peu près inexplicable si l'on se borne à considérer le mouvement des électrons ; c'est ce qui a conduit à supposer l'existence des « trous positifs ». A partir du moment où

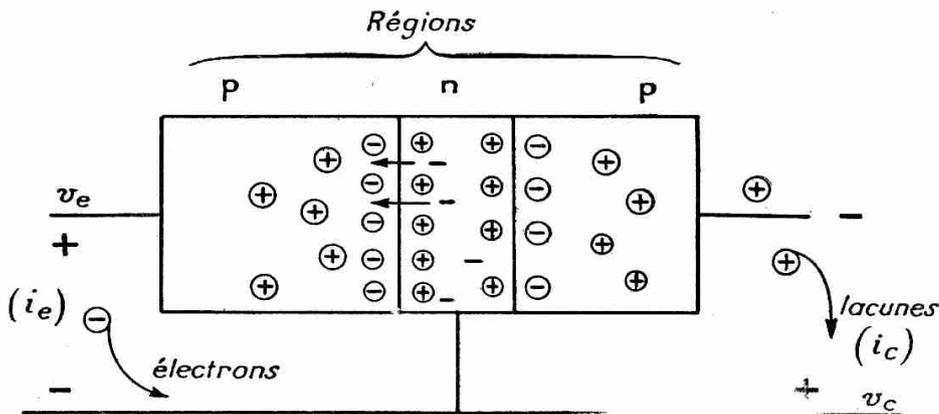


Fig. 23. — Constitution d'un transistor à jonctions.

l'on admet l'existence de ces trous, il est naturel de penser que le courant électronique, passant normalement dans la « base » sous l'effet de la tension positive sur l'émetteur, est accompagné d'un cortège de « trous » ou « lacunes » à charge positive, lesquels ne manqueront pas d'être attirés par le potentiel négatif du « collecteur » voisin : d'où croissance du courant i_c .

L'hypothèse est particulièrement satisfaisante dans les transistors dits « à jonction », dans lesquels la zone n est formée d'une très mince tranche à impureté n comprise entre deux tranches à impureté p . (On fabrique ces transistors en tirant progressivement un monocristal hors d'un bain de germanium en fusion, dans lequel on ajoute l'impureté voulue). On constate en effet dans ce cas que le coefficient de proportionnalité α de l'équation ci-dessus, et qu'on peut appeler le « gain en courant », est très légèrement inférieur à l'unité : par exemple 0,98, ou 0,99. Il est alors facile d'admettre que tous les « trous » créés par le courant émetteur i_e ont été captés par le collecteur pour former le courant i_c , à l'exception de quelques-uns qui ont été victimes de recombinaisons en cours de route.

Mais il existe un autre type de transistor, celui « à pointes », d'ailleurs historiquement le premier ; il consiste simplement en un cristal du type n sur lequel appuient légèrement deux fils métalliques minces (« moustaches de chat ») très voisins (moins de 50 microns). Les propriétés sont analogues, l'une des pointes étant émettrice et l'autre collectrice ; seules diffèrent les valeurs numériques des courants ; en particulier, le coefficient α , « gain en courant », devient sensiblement supérieur à l'unité, par exemple 2 ou 3. On ramène sa théorie à la précédente en admettant qu'une « formation » en cours de fabrication, crée aux contacts des pointes des zones p , et peut-être même d'autres zones n , de sorte qu'on se trouve involontairement en présence d'un type $p-n-p-n$ sur lequel nous reviendrons. Mais l'augmentation de α demeure mal expliquée.

En résumé, le rôle de l'émetteur est d'« injecter des trous » dans la base, et celui du collecteur est de les capter. Comme la tension appliquée au collecteur est beaucoup plus grande que celle nécessaire sur l'émetteur, la puissance recueillie dans le circuit du collecteur peut être notablement supérieure à celle dépensée pour la commande du courant i_e .

Le transistor ainsi décrit est du type $p-n-p$. Mais on peut aussi bien partir d'une impureté p entre deux zones n , et obtenir ainsi un transistor type $n-p-n$; les performances sont peu différentes,

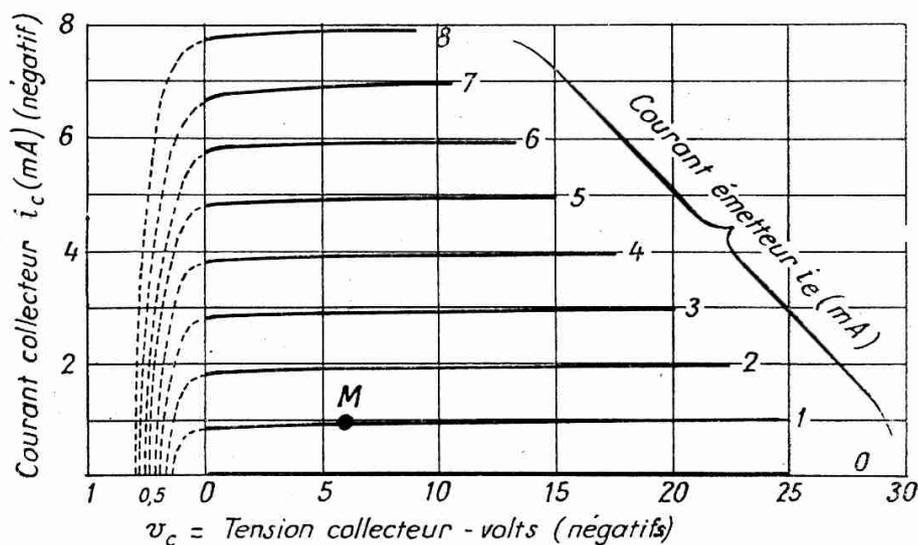


Fig. 24. — Caractéristiques du transistor (jonction)
 $p-n-p$ RCA 2 N 34
(dissipation max. 50 mW)

(au point moyen M le gain en puissance est de 40 dB à 5 kc/s
entre impédances de 30 000 et 500 ohms).

et il suffit de reprendre la théorie ci-dessus en supposant, naturellement, que l'on renverse les polarités et que l'on permute les trous et les électrons dans le raisonnement.

La fig. 24 donne le réseau des caractéristiques essentielles d'un

transistor jonction *p-n-p*. On vérifie bien, dans toute une zone, la parfaite proportionnalité de i_c et de i_e , presque indépendante de la tension v_c du collecteur : analogue, et même nettement supérieure, à la proportionnalité du courant plaque d'une pentode, i_p , à sa tension de grille v_g , indépendamment de la tension de plaque v_p (voir § 4.132).

La formule approchée ci-dessus, et même le réseau des caractéristiques fig. 24, ne suffisent pas à définir les conditions de travail d'un transistor ; il y faut encore d'autres paramètres, pour les raisons suivantes :

1. Dans le calcul du courant de sortie, comme de celui d'excitation à l'entrée, il faut tenir compte de la résistance interne du transistor. On peut le

faire de plusieurs façons ; la plus commode semble être d'associer à chacune des trois électrodes une résistance propre, en série, ce qui s'interprète immédiatement au point de vue physique. Soient donc r_e , r_b , r_c ces résistances, i_e , i_b , i_c les courants dans les trois connexions, avec le sens (choisi arbitrairement) de la fig. 25 ; pour compléter le schéma équivalent, il suffira d'ajouter, en série dans le collecteur, une f.é.m. proportionnelle $r_m i_e$ au courant d'émetteur i_e ; le coefficient de proportionnalité ayant les dimensions d'une résistance, nous l'appelons r_m . De ces paramètres on tirera le comportement du transistor entre des impédances données : gain, puissance utile, etc. (voir plus loin). Les ordres de grandeur des quatre coefficients r_e , r_b , r_c , r_m sont donnés, pour les transistors à jonction et à pointes, par le tableau p. 152.

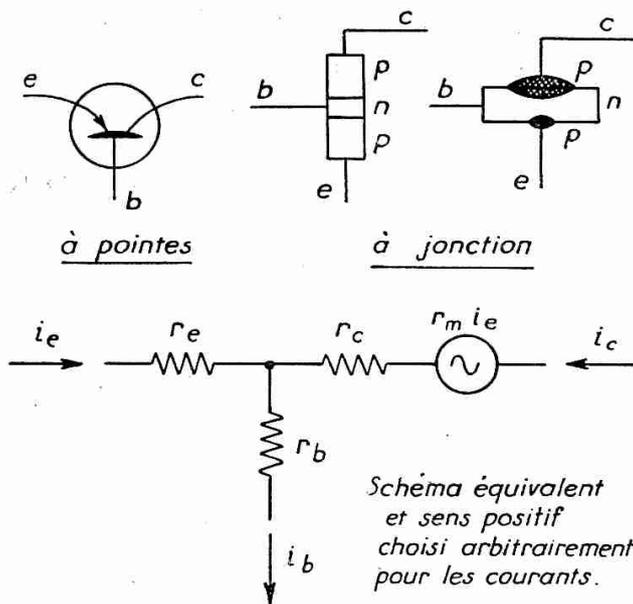


Fig. 25. — Schéma de principe d'un transistor.

2. Comme pour une lampe à vide, il faut naturellement indiquer aussi la puissance maximum à dissiper dans l'appareil pour éviter un échauffement dangereux : elle est de l'ordre de 10 milliwatts pour les transistors à pointes en raison de leur faible surface, 100 milliwatts dans ceux à jonction, et, exceptionnellement, 1 watt au plus dans certains modèles dits « de puissance », encore peu répandus.

3. Insistons sur le fait que toutes ces relations ne doivent être utilisées que sous un certain nombre de réserves importantes :

— on suppose expressément les amplitudes faibles, afin que le point représentatif du fonctionnement ne se déplace que dans une région quasi-linéaire des caractéristiques ;

— les valeurs des paramètres r_e , r_c , r_m varient notablement suivant la région choisie, c'est-à-dire avec les polarisations appliquées sur l'émetteur et le collecteur (par exemple r_e en raison inverse de i_e) ; on doit donc, ou bien les mesurer par des méthodes appropriées, pour ces polarisations (1), ou bien les déterminer par opérations graphiques sur les réseaux complets de caractéristiques, à supposer qu'on possède ceux-ci (2) ;

— elles varient aussi considérablement avec la température (3) ;

— elles peuvent être notablement différentes d'un échantillon de transistor à un autre, pour le même type et la même fabrication (on peut espérer que cette dispersion s'atténuera avec l'amélioration des procédés de construction) ;

— enfin, elles ne sont valables qu'aux fréquences inférieures à une certaine limite, dite « fréquence de coupure », et au-delà de laquelle les performances diminuent très vite ; nous reviendrons plus loin sur ce point (§ 4.454).

PERFECTIONNEMENT DES TRANSISTORS

4.34. — Nous avons déjà souligné combien les transistors étaient en pleine évolution. Des efforts considérables sont faits pour améliorer les types existants, qui seront peut-être prochainement démodés. Nous voudrions donc faire une place aux modèles futurs ; mais, parmi les expériences et tâtonnements en cours, il est impossible de dire quelles solutions seront finalement choisies et réalisées industriellement. Nous devons donc nous contenter d'indiquer brièvement le sens de quelques recherches.

Une première voie, assez alléchante, est de copier ce qui a été fait dans les tubes à vide en augmentant le nombre des électrodes.

(1) Voir par exemple KNIGHT etc., Pr. Inst. Rad. Eng., août 1953, 983/989.

(2) Voir par exemple VASSEUR, Annales Radio-Electricité, avril 1955, p. 124/126.

(3) Exemple cité par VASSEUR

	d°	r_e	r_b	r_c	r_m		
pour tr. } au } germanium }	à jonction	à - 55° C	30	100	10 ⁶	ohms	
		à + 100° C	50	500	10 ⁵		
	à pointes	à - 25° C	170	140	22 000	44 000	ohms
		à + 85° C	320	140	2 500	10 000	

La diminution très sensible de r_c quand la température monte, fait penser que le courant continu de polarisation dans le collecteur, doit augmenter beaucoup. C'est en effet ce que l'on constate, et qui est tout à fait déplorable ; car cette augmentation produit un échauffement, qui tend à élever encore la température, et ainsi de suite ; l'effet renforce la cause et le risque de destruction croît très rapidement.

Toutefois la physique interne très différente du transistor ne permet pas d'intercaler des « grilles » successives sur le trajet des électrons ; tout au plus peut-on amener en un point convenable de la base un potentiel auxiliaire convenable pour modifier certains paramètres, par exemple la résistance r_b (ce qui élève la fréquence « de coupure » ⁽¹⁾ — ou injecter une seconde tension qui se combine à la première pour donner un transistor « mélangeur » ou « changeur de fréquence » ⁽²⁾.

Une seconde voie est de remettre en question les constituants et la formation même du transistor. On cherche à remplacer le germanium, soit par le silicium qui résiste mieux à la chaleur (150°), soit par des alliages binaires (indium-antimoine, etc.) dans lesquels la mobilité des porteurs est théoriquement supérieure, ce qui augmenterait la fréquence de coupure. Ou bien encore, on rajoute entre les trois régions p, n, p ou n, p, n une région de germanium pur « intrinsèque » ou une zone à impureté différente, notamment l'indium ; les transistors $p.n.i.p$ ou $n.p.i.n$ seraient également plus aptes aux très hautes fréquences — théoriquement jusqu'à 3 000 Mc/s ⁽³⁾.

On a aussi étudié les avantages possibles en supprimant l'une des catégories « porteurs de charges », c'est-à-dire en ne travaillant plus qu'avec des électrons ou avec des trous (ce qui modifie évidemment du tout au tout la théorie) : transistors dits « unipolaires » ⁽⁴⁾ ; ainsi qu'en plongeant le transistor dans un champ magnétique transversal, qui courbe les trajectoires et peut modifier les caractéristiques dans un sens favorable ; augmentation de la pente et de la fréquence de coupure ; ces modèles sont alors baptisés « *fieldistors* » ⁽⁵⁾.

Enfin on a construit des photo-transistors sensibles à la lumière.

(1) WALLACE etc., *Electronics*, janvier 1953, p.

(2) HAEGELE, *Electronics*, octobre 1949, 80/81 et *Onde El.*, mai 1950, 239/241.

(3) EARLY, *Bell S. Techn. J.*, mai 1954, p. 517/533.

(4) SHOCKLEY, *Pr. Ins. Rad. Eng.* novembre 1952, 1365/1376 ; DACEY, ROSS, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, août 1953, 970/979.

(5) STUETZER, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, août 1950, 868/871 et novembre 1952, 1377/1381 ; BRADNER BROWN, *Electronics*, juillet 1950, p. 81-83.

CHAPITRE IV

L'AMPLIFICATION

LA FONCTION AMPLIFICATRICE

4.4. — Parmi les différents rôles que peuvent jouer les tubes à vide et leurs analogues et que nous allons examiner, le plus important est, sans conteste, l'*amplification*.

On peut la définir d'une manière générale en assimilant le tube à un quadripôle, ayant deux bornes d'entrée (à préciser) et deux de sortie, entre lesquelles on place la source de tension continue V'_o qui doit fournir la puissance, et une impédance de charge Z (fig. 26). Raisonnant, pour simplifier, sur le régime sinusoïdal, on supposera que l'on applique à l'entrée une tension $V \cdot \cos \omega t$ (d'où un courant et une puissance connus en fonction de l'impédance d'entrée) ; il apparaît alors aux bornes de l'impédance de charge

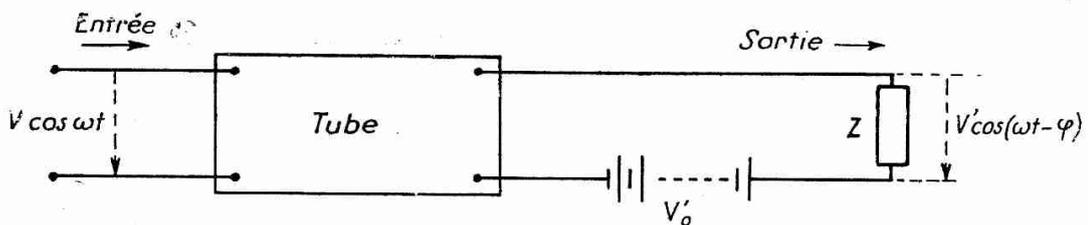


Fig. 26. — Schéma général d'un étage amplificateur.

une tension $V' \cdot \cos(\omega t - \varphi)$; le rapport V'/V définit le gain en tension ; de même on définirait le gain en courant I'/I et le gain en puissance W'/W . Ces trois rapports peuvent être notablement supérieurs à l'unité — surtout le dernier — et nous nous proposons de les calculer.

Par ailleurs la puissance de sortie W' vient évidemment de la source continue V'_o , mais avec une perte ; la puissance effectivement fournie par la source, $W'_o = V'_o \cdot I'_o$, est plus ou moins supérieure à cette puissance alternative utile W' ; leur quotient $\rho = W'/W'_o$ est donc le *rendement*, qu'il faut aussi calculer, d'au-

tant plus que la différence $(W'_o - W') = W'_a$ est forcément dissipée sous forme de chaleur dans le tube.

Avant d'aborder ce calcul pour les différents montages, quelques remarques générales s'imposent sur la nature de la charge et la région utilisée des caractéristiques.

FORME DE L'IMPEDANCE DE CHARGE

4.41. — Si l'impédance Z est une résistance pure R , sa valeur est sensiblement la même pour toutes les pulsations ω amplifiées, y compris la pulsation *zéro*. Il n'y a donc pas de limite inférieure de fréquence transmise ; l'amplificateur est dit « à courant continu ». Il est précieux pour amplifier les variations lentes. Mais il a deux inconvénients : le premier est que, parmi ces variations lentes, figurent ordinairement celles des sources d'alimentation (instabilités du secteur, baisse des piles) ; le montage est donc lui-même peu stable. Un second inconvénient est que, même au repos, l'amplificateur consomme ordinairement un certain courant continu I'_o , d'où chute de tension dans R et disparition d'une puissance $R \cdot I_o'^2$, ce qui abaisse le rendement.

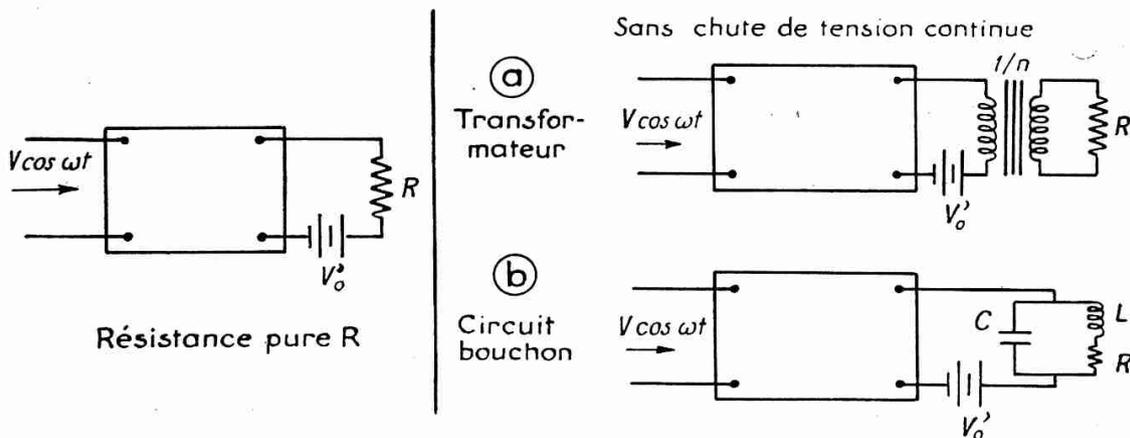


Fig. 27. — Impédances de charge.

Cette combinaison ne sera donc employée que si l'on tient à conserver cette composante continue, ou bien si, les puissances mises en jeu étant très faibles, la simplicité du montage prime le rendement.

Les solutions habituelles évitent cette chute de tension inutile par l'emploi d'une impédance Z sélective : grande pour $I' \cos \omega t$, faible pour I'_o . Deux variantes sont classiques (fig. 27) :

a) La résistance de charge R est connectée par l'intermédiaire

d'un transformateur de rapport n . L'impédance primaire peut être rendue *négligeable pour le courant continu*, tout en ayant, pour l'alternatif, la valeur ⁽¹⁾ :

$$R' = \frac{R}{n^2} .$$

Cette solution a donc, en outre, l'avantage que le choix du rapport n permet de donner à une charge quelconque R la *valeur la plus convenable* R' .

b) La charge est constituée par un *circuit antirésonant* ou « bouchon » accordé sur la pulsation d'excitation ω . On sait que l'impédance d'un tel système passe, pour la résonance ω , par un maximum :

$$R' = \frac{L}{CR} = \frac{L^2 \omega^2}{R}$$

de valeur considérable (10^5 ohms et plus pour un bon résonateur isolé ; 10^3 à 10^4 ohms pour un résonateur « chargé » par une antenne, un étage ultérieur, etc., voir plus loin, § 4.435.7).

Ce maximum est d'ailleurs « pointu », c'est-à-dire valable seulement pour la fréquence de résonance. L'impédance diminue vite lorsque la fréquence varie ; elle retombe à une valeur négligeable, aussi bien pour la pulsation zéro (composante continue) — comme dans le cas *a* — que pour les harmoniques 2ω , 3ω , etc. ⁽²⁾.

Il resterait enfin à traiter le cas où la charge Z *n'est pas une résistance pure*, mais comporte une *réactance appréciable* X . En fait, ce cas est beaucoup plus compliqué et *moins avantageux* (la composante déwattée prise dans le courant-plaque l'est toujours aux dépens de la composante utile). Aussi s'efforce-t-on de l'éviter en pratique, et le passe-t-on sous silence en théorie. Nous admettrons donc pour suffisante l'approximation $Z \approx R$.

DIVERS REGIMES (OU « CLASSES ») DE FONCTIONNEMENT

4.42. — Une distinction fondamentale s'est établie dans l'emploi des tubes amplificateurs, suivant que le fonctionnement se fait, ou non, exclusivement dans la région linéaire des caractéristiques.

(1) Ceci suppose le transformateur « parfait », sans perte ni fuites (chap. I) ; mais on sait que les bons transformateurs industriels approchent très près de cet idéal.

(2) Tandis que dans le cas *a*, l'impédance restait élevée pour les harmoniques. Mais cette différence ne modifie guère le fonctionnement car, comme on le verra au § 4.435.2, les harmoniques peuvent être éliminés, même dans le cas *a*, par l'emploi de la classe « B symétrique ».

On a vu, en effet, que les tubes à vide ou transistors quelconques ne sont jamais susceptibles de supporter ou de fournir une tension ou un courant illimités. Leurs propriétés ne subsistent que dans des intervalles bien définis de tensions et de courants à l'entrée et à la sortie ; en particulier, c'est seulement dans une région très restreinte, que l'on peut admettre la linéarité, c'est-à-dire la constance des paramètres et la proportionnalité du courant de sortie, à la tension (ou au courant) d'entrée. (Pour abrégé, on peut appeler cette région « centrale »). Au-delà, les caractéristiques présentent une courbure, puis des seuils ou des saturations, le courant de sortie se déforme, cesse d'augmenter avec la tension d'excitation, et même rediminue.

Le cas le plus simple est naturellement celui où les polarisations sont choisies pour que le *point de fonctionnement soit initialement dans cette région « centrale »*, et où l'amplitude des oscillations est assez faible pour qu'il n'en sorte jamais. On dit qu'on est en « régime A » ou « classe A ».

Le tube est alors assimilable à un *quadripôle*, défini par quatre paramètres de proportionnalité entre les courants et les tensions. Appelant u_o , i_o , u_l et i_l les tensions et courants à l'entrée et à la sortie (en régime permanent sinusoïdal), on a le système :

$$\begin{aligned} u_o &= Z_{oo} \cdot i_o + Z_{ol} \cdot i_l \\ u_l &= Z_{lo} \cdot i_o + Z_{ll} \cdot i_l \end{aligned}$$

où :

— Z_{oo} et Z_{ll} sont les impédances terminales à chaque extrémité quand l'autre extrémité est ouverte,

— Z_{lo} est le terme caractérisant le transfert d'énergie de l'entrée vers la sortie, et contenant l'amplification, s'il y a lieu ;

— Z_{ol} représente la réaction du circuit de sortie sur celui d'entrée.

Un certain nombre de propriétés des quadripôles sont aussitôt applicables ; en particulier, le gain en énergie est maximum lorsque les impédances d'entrée et de sortie sont des résistances pures égales à celles de la source et du récepteur : condition « d'adaptation » chère aux téléphonistes. On peut, d'autre part, grâce au calcul matriciel, prévoir avec une certaine facilité relative le comportement d'une suite de quadripôles ⁽¹⁾.

Mais le régime A n'est pas le seul possible. Il présente en effet l'inconvénient de n'utiliser qu'une faible partie du réseau, d'où puissance réduite et, comme on le verra, rendement très médiocre. Pour tirer du tube un meilleur parti, il faut accepter de pénétrer dans les régions coudées inférieures, c'est-à-dire où le courant de

(1) Toutefois ceci n'est qu'une approximation, dont on devra se méfier, tant à cause de la linéarité imparfaite des tubes, que des réactions parasites inévitables entre les étages successifs.

sortie s'annule pendant une partie de la période ; il en résulte évidemment une certaine distorsion, qu'il faut ou accepter, ou corriger ; mais le rendement s'en trouve très amélioré. Ce fonctionnement non-linéaire peut être plus ou moins prononcé, suivant la fraction de période ($-\theta_0 < \omega t < \theta_0$) pendant laquelle passe le courant (fig. 28) :

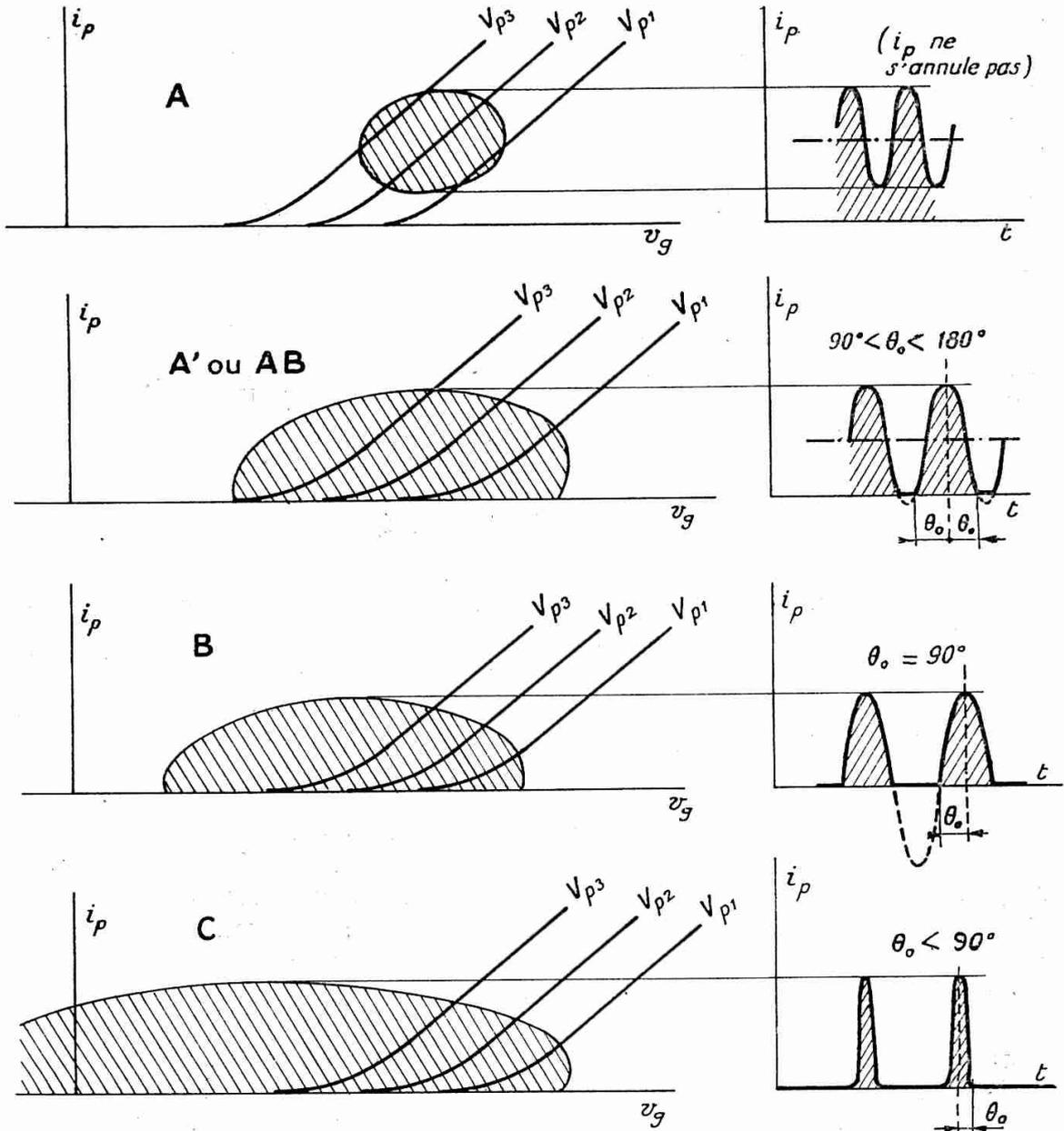


Fig. 28. — Différents « régimes » possibles dans le fonctionnement d'une triode.

— si l'angle de passage (ou d'ouverture) θ_0 est compris entre 180° et 90° , on dit qu'on est en « classe A' » ou « AB » ;

— s'il est sensiblement de 90° , c'est la « classe B » ;

— s'il est inférieur à 90° , c'est la « classe C ».

La fig. 28 représente les portions de caractéristiques utilisées dans ces différents cas, pour une triode ; mais elle s'appliquerait aussi bien à une pentode, en changeant la pente des courbes, ou à un transistor, en considérant le courant du collecteur et le courant d'émetteur.

AMPLIFICATION PAR TRIODE A VIDE

Classe A, cathode à la masse.

4.431. — Le calcul est particulièrement simple avec la triode en classe A, lorsque la tension d'entrée est appliquée entre grille et cathode (c'est donc v_g du § 4.121) et que l'impédance de sortie Z_p est placée entre plaque et cathode (plus la source de haute tension V_{po} en série). On ajoute seulement en général une polarisation continue $-V_{go}$ sur la grille (ou $+V_{go}$ sur la cathode, ce qui revient au même) pour supprimer le courant de grille (§ 4.122). Le schéma est alors celui de la fig. 29 ; si la source fournit la tension $V_g \cos \omega t$, on a :

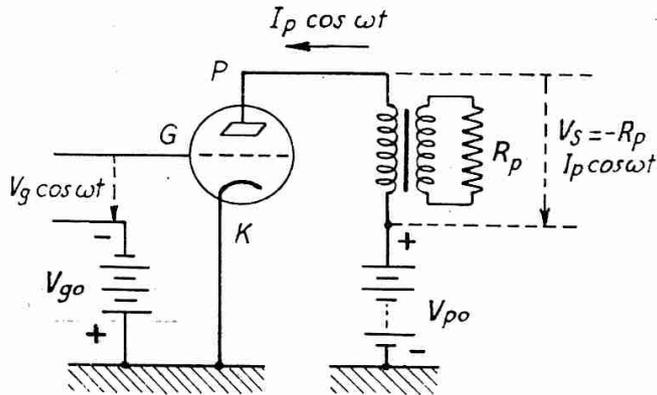


Fig. 29. — Triode amplificatrice « cathode à la masse ».

$$(1) \quad v_g = V_g \cos \omega t - V_{go}$$

Il va résulter de cette variation de tension grille, une variation de courant plaque, également sinusoïdale puisque tout est linéaire ; on pourra donc écrire :

$$(2) \quad i_p = I_{po} + I_p \cos (\omega t - \varphi)$$

Admettons que l'impédance de charge Z_p a l'une des formes favorables du § 4.41 (par exemple transformateur et résistance), de telle sorte que pour la pulsation ω elle se réduit à une résistance pure élevée R_p , tandis que pour le courant continu, elle est négligeable. Dans ces conditions la chute de tension produite par cette impédance se réduit à $-R_p \cdot I_p \cos (\omega t - \varphi)$ et il reste sur la plaque la tension :

$$(3) \quad v_p = V_{po} - R_p I_p \cos(\omega t - \varphi).$$

Or, nous avons vu (§ 4.12) que dans sa région linéaire, la triode introduit la liaison :

$$(4) \quad R_i i_p = v_p + \mu v_g + V_o$$

Il suffit donc d'y substituer les valeurs ci-dessus (1) (2) (3) pour obtenir les conditions de fonctionnement ⁽¹⁾. Comme cette relation est vraie à tout instant, les termes en $\cos \omega t$, $\sin \omega t$ et constants doivent être séparément égaux, c'est-à-dire que l'on a :

$$(5) \quad R_i I_{po} = V_{po} - \mu V_{go} + V_o, \text{ posons ceci } = V_o$$

$$(6) \quad R_i I_p \cos \omega t \cos \varphi = -R_p I_p \cos \omega t \cos \varphi + \mu V_g \cos \omega t$$

$$(7) \quad R_i I_p \sin \omega t \sin \varphi = -R_p I_p \sin \omega t \sin \varphi + 0$$

La première (5) donne la relation nécessaire entre les polarisations continues — V_{go} et V_{po} , nous la supposons satisfaite par réglage préalable.

Les deux autres montrent que $\varphi = 0$ (il n'y a pas de déphasage puisque la charge est une résistance pure) et que :

$$R_i I_p = -R_p I_p + \mu V_g$$

c'est-à-dire :

$$(8) \quad \boxed{I_p = \frac{\mu V_g}{R_p + R_i}}$$

$$(9) \text{ tension alternative sur la plaque : } \boxed{V_p = R_p \cdot I_p = \frac{\mu \cdot V_g}{1 + \frac{R_i}{R_p}}}$$

$$(10) \text{ gain en tension (« amplification ») : } \boxed{a = \frac{-V_p}{V_g} = \frac{-\mu}{1 + \frac{R_i}{R_p}}}$$

et enfin la puissance utile :

$$(11) \quad W_u = \frac{V_p \cdot I_p}{2} = \frac{(\mu \cdot V_g)^2}{2 \left(\sqrt{R_p} + \frac{R_i}{\sqrt{R_p}} \right)^2}$$

Quelques commentaires sont à ajouter à ces formules.

(1) Les formules (5) à (8) peuvent aussi être considérées comme découlant du calcul des coefficients de la série de Fourier, comme nous le ferons plus loin pour les « classes B et C ».

La formule (8) montre que le tube *fournit le même courant qu'un alternateur* ayant la f. é. m. $\mu \cdot V_g \cdot \cos \omega t$ et la *résistance interne* R_i ; donc la *tension recueillie est d'autant plus grande* que $\frac{R_p}{R_i}$ est *plus grand*, avec, toutefois, le maximum (μV_g) ; c'est ce que confirme la formule (9) ; et, de même, l'amplification croît et tend vers le maximum μ (formule 10).

Quant à la puissance utile (11), elle passe, si V_g est donné (cas très rare) par un maximum pour $R_p = R_i$, auquel cas V_p et a ne sont qu'à la moitié de leur maximum — condition bien connue avec un générateur quelconque.

Enfin, la puissance absorbée à la source de plaque est :

$$W_{abs} = V_{po} \cdot I_{po} = \frac{V_{po} V_o}{R_i} ;$$

elle ne dépend que du point moyen choisi, et non de l'amplitude V_u ou V_p . Le rendement

$$(12) \quad \rho = \frac{W_{abs}}{V_u} = \frac{V_p \cdot I_p}{2V_{po} \cdot I_{po}}$$

augmente constamment avec les amplitudes V_p , I_p . Mais les conditions même imposées au fonctionnement en régime A, supposent que v_p et i_p ne s'annulent jamais, c'est-à-dire que V_p et I_p sont respectivement inférieurs à V_{po} , I_{po} (d'après 2 et 3).

Donc, le rendement en « classe A » est inférieur à 0,5.

En fait, comme le principal avantage de la classe A est son absence de distorsion, on renoncera même souvent à utiliser les régions inférieures des caractéristiques (forcément un peu coudées lorsque v_p et i_p tombent très bas, § 4.121), en limitant les amplitudes à $V_p = 0,8 V_{po}$, $I_p = 0,8 I_{po}$ environ (fig. 30). Le rendement tombera vers 0,3, et 70 % de l'énergie sera dissipée sur la plaque.

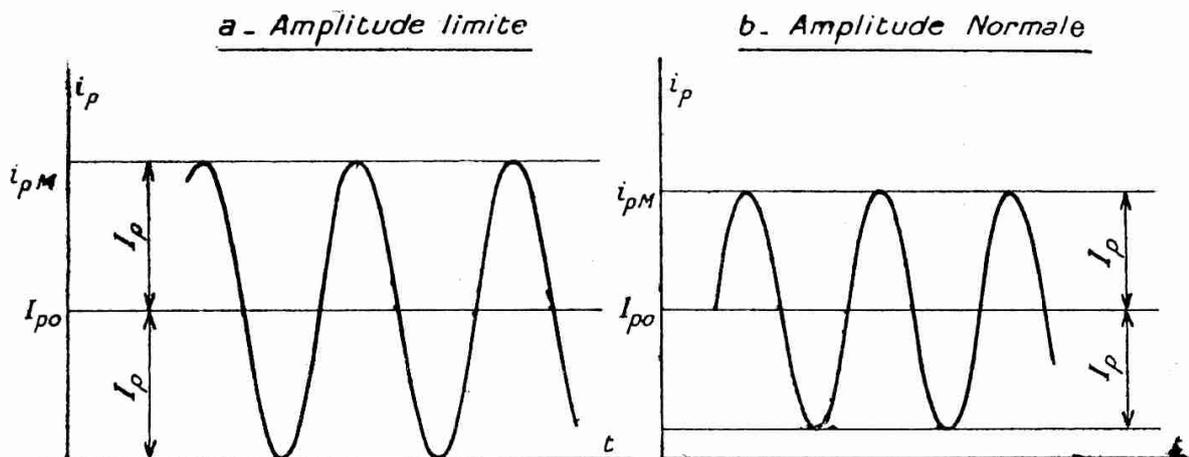


Fig. 30. — Courant-plaque en régime A.

C'est là le *point faible de la « classe A »* et la raison d'autres régimes.

Enfin, nous avons supposé V_{g0} assez grand pour que le courant grille soit nul et l'impédance d'entrée infinie. La source ne débite donc pas, la puissance qu'elle fournit est négligeable et le gain en puissance est infini. Mais il n'en est pas forcément ainsi ; d'une part on peut supprimer ou réduire la polarisation de grille V_{g0} , d'autre part les capacités parasites et le temps de transit des électrons peuvent créer, aux fréquences élevées, une impédance d'entrée mal connue et très variable. En particulier, le calcul fait au § 4.122 a montré que la capacité parasite grille-plaque γ_{gp} laissait passer un courant :

$$i_g = v_g \times (1 - a) \cdot j \gamma_{gp} \omega$$

qui pouvait correspondre à une *résistance négative*, si a contenait un terme imaginaire négatif ; cela ne paraît pas possible d'après notre formule (10) parce que nous avons supposé Z_p réduit au terme réel R_p ; mais cela pourrait parfaitement arriver, si Z_p contenait un terme inductif en $j \cdot L_p \omega$ (inductance du transformateur, désaccord d'un résonateur-bouchon, etc.).

Il faut donc se méfier de l'approximation — trop commode — que le débit-grille est nul, et souvent tenir compte d'une impédance de grille finie Z_o .

Classe A, grille à la masse.

4.432. — Le montage précédent est de beaucoup le plus répandu, parce que dans les lampes, la cathode présente toujours par rapport à la source de chauffage — c'est-à-dire à la masse — une capacité plus importante que les autres électrodes ; et pour éviter que cette capacité ne dérive des courants nuisibles, il est normal de monter l'amplificateur en mettant systématiquement les cathodes à la masse (sinon directement pour la tension continue même, du moins par des condensateurs de valeur élevée, pour la tension alternative).

Cependant ce n'est pas le seul possible. On peut également faire travailler une triode avec « grille à la masse » ou « plaque à la masse » (1).

La variante « grille à la masse » est représentée fig. 31 (polarisation facultative de grille — V_{g0} omise pour simplifier). Elle se calcule encore à partir de l'équation fondamentale de la triode, mais en tenant compte des nouvelles valeurs de la tension à l'en-

(1) Ceci sera repris au chapitre RÉCEPTION.

trée et à la sortie. Si la source fournit $V_E \cdot \cos \omega t$ par rapport à la masse, on l'appliquera sur la cathode, donc la tension relative de la grille par rapport à la cathode sera :

$$v_g = - V_E \cos \omega t$$

La tension relative de la plaque, par rapport à la cathode sera la différence entre la tension « de sortie » par rapport à la masse, $V_s \cos \omega t$, et celle de la cathode :

$$v_p = (V_s - V_E) \cos \omega t$$

et enfin le courant plaque sera :

$$i_p = - \frac{V_s}{Z_p} \cos \omega t$$

Substituant ces valeurs dans l'équation de la triode linéaire, on a :

$$R_i \left(- \frac{V_s}{Z_p} \right) = (V_s - V_E) + \mu (- V_E)$$

d'où

$$(13) \quad V_s = \frac{\mu + 1}{1 + R_i/Z_p}$$

et le gain en tension (amplification) :

$$(14) \quad a = \frac{V_s}{V_E} = \frac{\mu + 1}{1 + R_i/Z_p}$$

Ce gain est, cette fois, positif, c'est-à-dire que la tension n'est pas inversée ; il est un peu accru par l'addition de l'unité au numérateur (mais ce bénéfice est insensible dès que μ est grand). On verra d'autre part que ce schéma présente deux avantages : le fait de mettre la grille à la masse, stabilise le gain (comme une grille-écran), et diminue le bruit de fond ; d'autre part un excès de puissance d'excitation sur la grille se retrouve dans la plaque, ce qui est avantageux à l'émission.

Par contre, ce schéma présente un grave inconvénient : le courant de cathode, c'est-à-dire de plaque, passe dans le circuit d'entrée ; on a donc la résistance d'entrée :

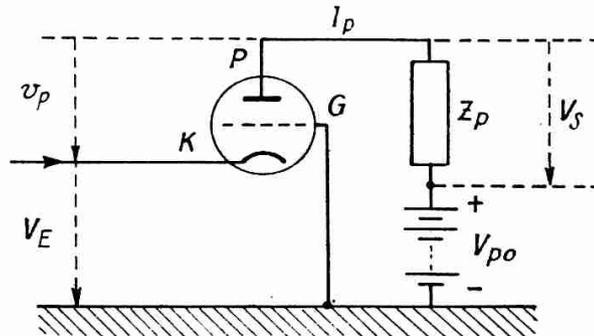


Fig. 31. — Triode amplificatrice « grille à la masse ».

$$(15) \quad R_E = \frac{V_E}{I_p} = \frac{V_E Z_p}{V_s} = \frac{Z_p}{a} = \frac{Z_p + R_i}{\mu + 1}$$

valeur toujours relativement faible et qui risque d'amortir beaucoup trop le circuit d'entrée.

C'est pourquoi ce montage est ordinairement réservé aux premiers étages de très haute fréquence à large bande (radar, multiplex, télévision) où l'inconvénient d'un amortissement supplémentaire n'est pas grave, tandis que la diminution du bruit est fondamentale.

Classe A, plaque à la masse.

4.433. — Enfin, l'on peut aussi fixer le potentiel de la plaque, en la reliant soit effectivement à la masse (la tension $-V_{po}$ étant alors appliquée aux autres électrodes), soit directement au potentiel fixe $+V_{po}$, l'impédance de charge étant alors intercalée dans la cathode.

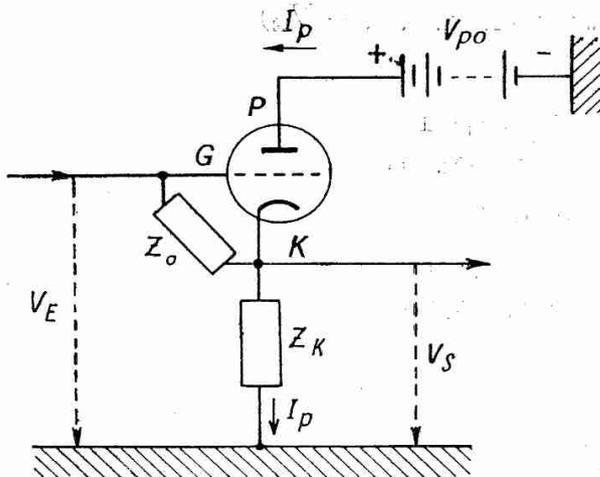


Fig. 32. — Triode amplificatrice « plaque à la masse ».

Si la tension d'entrée, n'ayant aucun point à la masse, continue à être appliquée entre cathode et grille, on retrouve sensiblement le fonctionnement « cathode à la masse », sauf que le gain est encore positif, la tension aux bornes de Z_p variant dans le même sens que v_g .

Mais il est plus fréquent (fig. 32) que la tension d'entrée soit appliquée entre grille et masse ; alors la tension de la grille par rapport à la cathode est seulement la différence entre cette tension d'entrée et la tension de sortie :

$$v_g = V_E \cdot \cos \omega t - V_s \cdot \cos \omega t$$

et la tension relative de plaque n'est autre que la tension de cathode, changée de signe :

$$v_p = -V_s \cdot \cos \omega t$$

Substituant ces valeurs dans l'équation fondamentale de la triode linéaire, on trouve :

$$(16) \quad R_i \frac{V_s}{Z_k} = -V_s + \mu (V_E - V_s)$$

d'où

$$(17) \quad a = \frac{V_s}{V_E} \frac{\mu}{\mu + 1 + \frac{R_i}{Z_k}}$$

Le gain en tension est donc inférieur à l'unité (quoique très voisin si μ est grand), ce qui peut paraître décevant. Mais il n'est pas toujours le seul paramètre intéressant : on peut tout de même avoir un gain appréciable en puissance, ou, si l'on veut, une adaptation à la charge, si l'impédance d'entrée Z_E est supérieure à Z_k .

On remarquera d'ailleurs que précisément, avec ce schéma, l'impédance d'entrée se trouve apparemment augmentée ; en effet, si, pour l'une quelconque des raisons indiquées au paragr. 4.122 (grille positive, temps de transit, capacité parasite...) il existe entre grille et cathode, une impédance Z_o , on voit que le courant qui la traversera ne sera plus $i_E = V_E/Z_o$, mais seulement $i'_E = \frac{V_E - V_s}{Z_o}$

$$(18) \quad i'_E = \frac{V_E - V_s}{Z_o} = V_E \frac{(1 - a)}{Z_o} = V_E \frac{1 + R_i/Z_k}{\mu + 1 + R_i/Z_k}$$

$$= V_E \frac{1}{Z_o \left(1 + \frac{\mu}{1 + R_i/Z_k}\right)}$$

comme si l'impédance Z_o était multipliée par le facteur, ordinairement très supérieur à l'unité : $\left(1 + \frac{\mu}{1 + R_i/Z_k}\right)$. A cet avantage s'ajoute celui que le gain a reste à peu près fixe quand l'impédance de charge Z_k varie dans de larges limites, puisque, au dénominateur de (17), figure, en plus du terme R_i/Z_k , le terme μ très supérieur à 1.

Enfin, on voit que la tension de sortie V_s est prise à partir de la masse et non de la haute tension, ce qui peut être beaucoup plus commode si celle-ci est élevée.

Ces propriétés font parfois préférer ce schéma pour les étages de sortie des récepteurs. On le retrouvera au chapitre RÉCEPTION et l'on verra qu'il peut être regardé comme un cas particulier de la « contre-réaction totale ».

Triode en classe A' ou AB.

4.434. — Les hypothèses faites à propos de la classe A, montrent que c'est, en somme, un cas-limite, approximativement réalisé pour les amplitudes faibles, mais suspect, sinon illusoire dès que

l'on veut faire subir au point de fonctionnement, une excursion étendue sur tout le réseau des caractéristiques. Or, ce sera une condition essentielle pour avoir un rendement pas trop ridicule : la formule (12) montre qu'il faut rendre V_p voisin de V_{po} , I_p voisin de I_{po} , c'est-à-dire *entrer dans le coude inférieur des caractéristiques*.

On est alors conduit à envisager un fonctionnement dérivé du précédent, mais dans lequel, pour examiner les modifications que produit la courbure, on remplacerait l'équation fondamentale linéaire par une autre d'ordre supérieur, *parabole ou cubique*. C'est ce qu'on appelle parfois « régime A' » (pour exprimer sa parenté avec le régime A) ou « régime AB » (parce qu'intermédiaire entre A et B) (fig. 33).

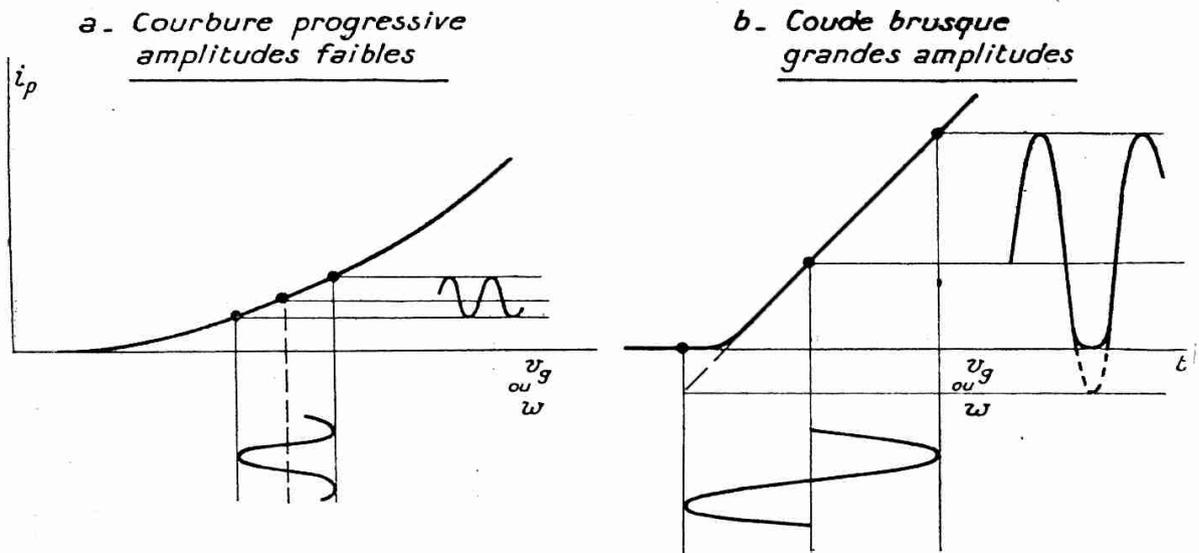


Fig. 33. — Régime A'.

Quelques amateurs de complication distinguent en outre le régime A'₁ ou AB₁ si la grille doit demeurer toujours négative, et A'₂ ou AB₂ si l'on admet qu'elle peut devenir positive et débiter un certain courant.

Nous allons étudier ce régime en tant qu'*altération du régime A*, c'est-à-dire rechercher quelles modifications il entraîne sur l'amplification, la puissance... et, en second lieu, les *phénomènes de distorsion qu'il fait apparaître*.

Supposons donc l'équation (3) du § 4.121, remplacée par :

$$(22) \quad R_i \cdot i_p = U_o + (v_p + \mu \cdot v_g) + \beta (v_p + \mu \cdot v_g)^2 + \gamma (v_p + \mu \cdot v_g)^3$$

Le terme carré en β représente *la courbure* et, comme on est généralement dans le coude inférieur, il est *positif*.

Le terme cube en γ représente l'*inflexion*, et comme elle se fait généralement par le bas, il est *néгатif*.

Définissant v_g et v_p comme au § 4.131, nous avons :

$$\begin{aligned} v_p + \mu v_g &= (V_{po} - \mu V_{go}) + (\mu V_g - V_p) \cos \omega t \\ &= W_o + \mu W \cos \omega t \end{aligned}$$

que nous substituons dans (22) pour obtenir :

$$(23) \quad i_p = i_o + a \cdot W \cdot \cos \omega t + bW^2 \cdot \cos^2 \omega t + cW^3 \cos^3 \omega t$$

avec les valeurs suivantes des coefficients :

$$\left\{ \begin{aligned} i_o &= \frac{U_o}{R_i} + \frac{W_o + \beta W_o + \gamma W_o^3}{R_i} \\ a &= \frac{\mu}{R_i} + \frac{2\beta\mu W_o + 3\gamma\mu W_o^2}{R_i} \\ b &= \frac{\beta\mu^2 + 3\gamma\mu^2 W_o}{R_i} \\ c &= \frac{\gamma\mu^3}{R_i} \end{aligned} \right.$$

Si l'on veut faire apparaître les harmoniques en 2ω , 3ω , de la série de Fourier équivalente, on peut encore écrire (23) sous la forme (24) (1) :

$$\begin{aligned} i_p &= I_{po} + I_p \cos \omega t + I_{p2} \cos 2\omega t + I_{p3} \cos 3\omega t \dots \\ (24) \quad \text{avec :} \quad I_{po} &= i_o + \frac{1}{2} bW^2 & I_p &= \left(a + \frac{3}{4} cW^2 \right) \cdot W \\ I_{p2} &= \frac{1}{2} bW^2 & I_{p3} &= \frac{1}{4} cW^3. \end{aligned}$$

4.434.1. — *Effet sur le courant moyen et le courant utile.* — On voit que la courbure (avec b positif) *augmente le courant moyen* I_{po} ; cette augmentation, qui ne se produirait pas en classe A, caractérise la classe A' ; elle sert souvent de repère dans la mise au point des amplificateurs ; elle est aussi la base du « redressement », comme nous le verrons plus loin.

Quant à l'*inflexion* (avec c négatif), elle *diminue le courant utile* I_p , donc l'amplification et la puissance ; on verra plus loin combien c'est général, et pour servir de comparaison on peut dès maintenant y voir une *augmentation apparente* de R_i dans le rapport :

(1) Se souvenir que $\cos^3 x = \frac{3}{4} \cos x + \frac{1}{4} \cos 3x$.

$$(25) \quad \frac{R'}{R} = y = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \frac{c}{a} W^2}$$

ce qui permet d'écrire (16) sous la forme :

$$(26) \quad V_r = \frac{\mu V_g}{R_p + yR_i}$$

Toutefois, il est inutile de discuter ici ces variations, car tant que b et c sont faibles, elles ont peu d'importance. Bien plus nuisibles sont les défauts provenant des termes d'ordre supérieur, c'est-à-dire les distorsions.

Production d'harmoniques.

4.434.2. — La tension appliquée étant supposée sinusoïdale, le courant ne l'est pas ; il comporte une proportion d'harmonique 2, d'après l'équation (24) :

$$\frac{I_{p2}}{I_p} = h_2 = \frac{\frac{1}{2} b W^2}{\left(a + \frac{3}{4} c W^2\right) W} \text{ généralement voisin de } \approx \frac{b}{2a} W.$$

La proportion d'harmonique 3 est, de même :

$$\frac{I_{p3}}{I_p} = h_3 = \frac{\frac{1}{4} c W^3}{\left(a + \frac{3}{4} c W^2\right) W} \text{ généralement voisin de } \approx \frac{c}{4a} W^2.$$

Ces taux sont indiqués par les courbes 9 et 5 de la figure 3, respectivement en fonction de $\frac{b}{a}$ et de $\frac{c}{a}$, et de l'amplitude W .

Si, dans un amplificateur, ces taux ont des maximums imposés (par ex. 0,05) on en déduit aussitôt (connaissant les coefficients $\frac{b}{a}$ et $\frac{c}{a}$), les *amplitudes W admissibles* : il en résulte évidemment une limitation, qui peut être très stricte, de la puissance fournie. C'est le cas pour de nombreux amplificateurs de téléphonie ou de radio-diffusion de « haute qualité ».

Altération de la modulation.

4.434.3. — Supposons maintenant que la tension à amplifier soit *modulée*, c'est-à-dire de la forme :

$$W (1 + k \cdot \cos \omega t) \cos \Omega t.$$

(ω étant beaucoup plus petit que Ω).

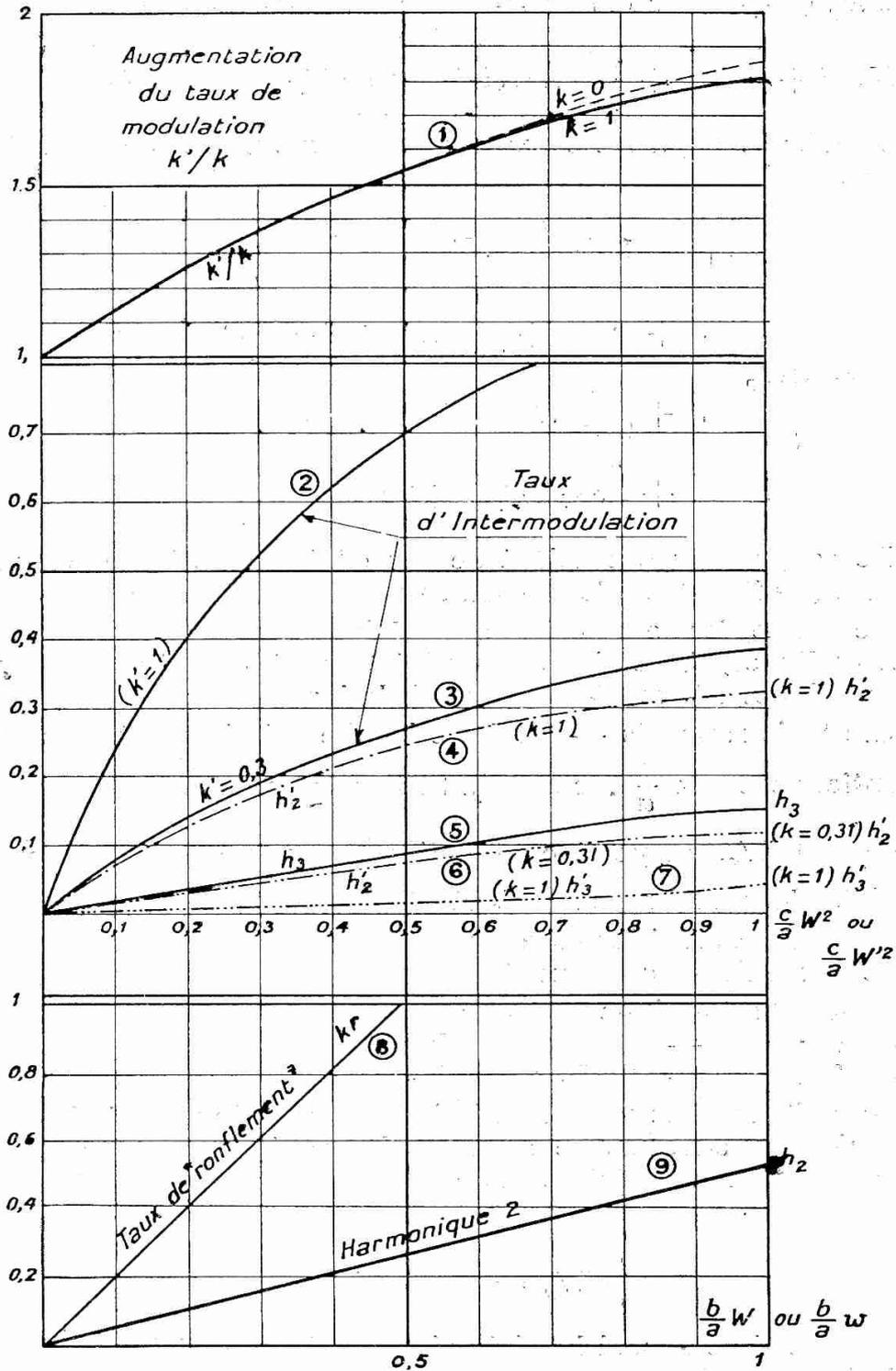


Fig. 34. — Classe A². Défauts dus à la courbe des caractéristiques.

Remplaçons par cette nouvelle expression, le $W \cos \omega t$ de (23), nous obtenons dans (24) comme coefficient de $\cos \Omega t$:

$$aW_p (1 + k \cos \omega t) \left[1 + \frac{3}{4} \frac{c}{a} W_p^2 (1 + k \cos \omega t)^2 \right]$$

$$= aW_p \left[1 + k \cos \omega t + \frac{c}{a} \frac{3}{4} W_p^2 (1 + 3k \cos \omega t + 3k^2 \cos^2 \omega t + k^3 \cos^3 \omega t) \right]$$

ou, en faisant apparaître les termes *harmoniques de modulation* en $2 \omega, 3 \omega, \dots$

$$(27) \quad = aW_p \left\{ \begin{array}{l} 1 + \frac{3}{4} \frac{c}{a} W_p^2 \left(1 + \frac{3}{2} k^2 \right) \\ + k \left[1 + \frac{9}{4} \frac{c}{a} W_p^2 \left(1 + \frac{k^2}{4} \right) \right] \cos \omega t \\ + \frac{8}{9} \frac{c}{a} W_p k^2 + \cos 2 \omega t \\ + \frac{3}{16} \frac{c}{a} W_p^2 k^3 \times \cos 3 \omega t. \end{array} \right.$$

Le rapport du coefficient de $\cos \omega t$ (seconde ligne) au terme constant (1^{re} ligne) est le *nouveau taux de modulation* : k' .

De même, les rapports des coefficients de $\cos 2 \omega t$ et $\cos 3 \omega t$ (3^e et 4^e lignes) à celui de $\cos \omega t$ (2^e ligne) constituent les taux d'harmoniques h'_2 et h'_3 de la modulation.

Ces trois rapports — qu'il est inutile d'écrire tout au long — ne contiennent que $\frac{c}{a}$, k et W_p . Si l'on en groupe deux en posant $x = \left(\frac{c}{a} \right) W_p$, on peut, en fonction de cette abscisse, porter en ordonnées les valeurs de k' , h'_2 et h'_3 .

On obtient ainsi les courbes de la figure 3 :

- 4 : harmonique h'_2 pour $k = 1$
- 6 : — — — — — $k = 0,31$
- 7 : — — — — — h_3 pour $k = 1$.

On voit aussitôt que la variation du taux de modulation et les harmoniques peuvent être appréciables rapidement, surtout lorsque la modulation est totale ($k = 1$) ; par ex. on a $h_2 = 0,1$ (10 %) avec

$$\frac{c}{a} W_p = 0,1 \text{ environ.}$$

Comme ci-dessus, si la *distorsion maximum est imposée*, on en déduit l'*amplitude* W à permettre.

Apparition de ronflements parasites.

4.434.4. — Voici encore un phénomène fâcheux, résultant de la courbure.

Supposons qu'à la tension volontairement appliquée, $V \cos \Omega t$, se superpose, par suite d'une induction parasite, d'un mauvais filtrage sur l'alimentation, etc. une composante de tension de basse fréquence (celle du secteur ou un harmonique) : $w \cdot \cos \omega t$, mais de faible amplitude, c'est-à-dire $w < W$.

Remplaçant dans (23) $W \cos \omega t$, par la somme des deux composantes

$$(W \cos \Omega t + w \cos \omega t)$$

et négligeant les termes en w^2 , nous obtenons pour le terme en $\cos \Omega t$:

$$a \cdot W \left(1 + \frac{2b}{a} w \cdot \cos \omega t \right) \cdot \cos \Omega t.$$

Il existe donc une « modulation parasite à basse fréquence », un *ronflement* dont le taux est :

$$k_r = \frac{2b}{a} w,$$

proportionnel, par conséquent, au coefficient de courbure $\frac{b}{a}$ — courbe 8 de la figure 34 — ce ronflement est *visiblement plus intense et plus gênant que l'harmonique 2* (courbe 9).

Apparition de fréquences différentielles (ou additionnelles). — Battements. — Sifflements.

4.434.5. — Il peut arriver que la composante parasite superposée à la tension appliquée, ait non plus une pulsation ω très petite devant Ω , mais au contraire une pulsation Ω' du même ordre.

Dans ce cas, il suffit de transformer le résultat du calcul précédent, et d'écrire le terme :

$$2bWw \cos \Omega' t \cdot \cos \Omega t$$

sous la forme équivalente (transformation trigonométrique connue) :

$$b \cdot W \cdot w [\cos (\Omega + \Omega') t + \cos (\Omega - \Omega') t]$$

mettant, si l'on veut, en évidence, les « bandes latérales » de la modulation de Ω par Ω' , c'est-à-dire les fréquences additionnelles $(\Omega + \Omega')$ et différentielle $(\Omega - \Omega')$.

En particulier, si Ω est voisin de Ω' , cela veut dire que la différence ($\Omega - \Omega'$) est petite ; elle peut donc constituer un *sifflement gênant*, alors même que Ω et Ω' sont séparément super-audibles.

La courbure de la caractéristique fait donc apparaître des fréquences nouvelles : c'est un premier exemple du « changement de fréquence » que nous discuterons plus loin.

Intermodulation.

4.434.6. — Enfin, il peut aussi arriver que la tension brouilleuse soit modulée et de la forme :

$$W' \cdot (1 + k' \cdot \cos \omega' t) \cos \Omega' t.$$

Ajoutant ce terme au signal $W \cos \Omega t$ dans l'expression (23), nous obtenons pour le coefficient du terme en $\cos \Omega t$:

$$\begin{aligned} & aW + c \left[\frac{3}{4} W^3 + 3WW'^2 (1 + k' \cos \omega' t)^2 \cos \Omega' t \dots \right] \\ = & aW \left[1 + \frac{3}{2} \frac{c}{a} W^2 + \frac{3}{2} \frac{c}{a} \left(1 + \frac{k'^2}{2} \right) W'^2 + \frac{3}{2} \frac{c}{a} \cdot 2k' W'^2 \cdot \cos \omega' t + \dots \right] \end{aligned}$$

Notre signal est donc maintenant affligé d'une *modulation parasite* à pulsation ω' (sans parler des harmoniques...) avec le taux :

$$k = k' \cdot \frac{3 \frac{c}{a} W'^2}{1 + \frac{3}{4} \frac{c}{a} W^2 + \frac{3}{2} \frac{c}{a} \left(1 + \frac{k'^2}{2} \right) W'^2}$$

Le cas gênant est celui d'un brouilleur d'amplitude W' notable, supérieure à W ; supposons tout de suite W^2 négligeable au dénominateur devant W'^2 , il reste une expression à 2 paramètres :

$$k' \text{ et } \frac{c \cdot W'^2}{a}$$

dont la variation est représentée sur la figure 34, § 4.434.2 par les courbes 2 (avec $k' = 1$) et 3 (avec $k' = 0,3$).

On voit que ces taux sont supérieurs aux coefficients d'harmoniques (courbes 9 et 5) et à ceux des harmoniques de modulation (courbes 4 et 7) ; comme d'autre part, la *modulation par le brouilleur*, pendant les « silences » de l'émission, est *infinitement plus audible et plus gênante* que l'adjonction d'harmoniques, il en résulte que de tous les phénomènes résultant de la courbure, l'« *intermodulation* » est de beaucoup le plus redoutable.

C'est donc lui qui servira à caractériser la courbure ou qui limitera l'amplitude admissible sans surcharge.

Résumé sur la « classe A' » ou « AB ».

4.434.7. — Lorsque l'amplitude des variations n'est pas assez faible pour que la portion des caractéristiques utilisées puisse être regardée comme vraiment rectiligne, la *courbure* inévitable produit — par rapport au régime A — un certain nombre d'effets fâcheux :

— *pour une tension sinusoïdale appliquée seule* :

augmentation du courant moyen,
diminution d'amplification,
donc de puissance et de rendement,
apparition d'harmoniques ;

— *pour une tension modulée, appliquée seule* :

variation du taux de modulation,
apparition d'harmoniques de modulation ;

— *pour une tension brouilleuse superposée au signal* :

modulation de l'une par l'autre, *ronflement*, *sifflements*, passage de la modulation du brouilleur sur le signal, « *intermodulation* ».

De tous ces effets perturbateurs, notre calcul et la figure 34 donnent l'ordre de grandeur, en fonction des coefficients de courbure $\frac{b}{a}$, d'inflexion $\frac{c}{a}$, et de l'amplitude W . On constate vite que les influences du troisième groupe, c'est-à-dire celles résultant de l'interaction mutuelle de deux tensions appliquées simultanément, sont de beaucoup prépondérantes — surtout l'« *intermodulation* proprement dite » (1).

Ce sont donc, en général, ces effets de brouillage, qui limiteront la *capacité de surcharge des tubes* amplificateurs.

Remarque.

Les coefficients $\frac{b}{a}, \frac{c}{a}$, étant variables avec la région considérée des caractéristiques, donc avec les conditions de fonctionnement, les constructeurs donnent souvent non pas leur valeur, mais les *valeurs des amplitudes maximums* W, W' pour un *taux donné d'intermodulation ou de ronflement*.

Nos formules permettent alors la transformation nécessaire si ce taux-limite n'est pas celui effectivement admis.

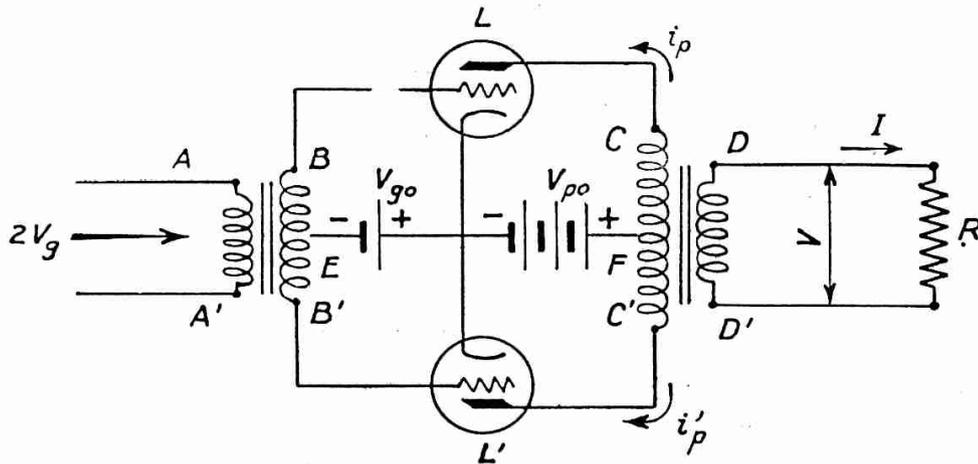
Nous reprendrons d'ailleurs une partie de ces considérations aux § 473 et suivants, à propos de la combinaison volontaire de deux oscillations dans un tube. Nous verrons aussi au 4.436.2 une méthode graphique plus simple pour déterminer les harmoniques.

(1) Ceci est tellement vrai, que dans certaines mesures précises de distorsion, on fait exprès de toujours opérer sur deux tensions superposées au lieu d'une.

Correction de la courbure. Montage symétrique.

4.434.8. — Le montage suivant, appelé « symétrique » ou « push pull » ⁽¹⁾ atténue l'effet de la courbure en classe A', c'est-à-dire les termes du 2^e degré en b .

Deux lampes LL', aussi semblables que possible, sont montées différentiellement avec les mêmes polarisations ⁽²⁾ ($-V_{g0}$, V_{p0}) entre deux transformateurs symétriques d'entrée et de sortie AA'BB', CC'DD' (fig. 35).



Montage symétrique

Fig. 35.

Pour simplifier, nous supposons ces transformateurs de rapport 1 ($AA' = BB'$, $CC' = DD'$) ; s'il en était autrement, on multiplierait courants et tensions par le rapport n ou $\frac{1}{n}$ (chap. I, *Transformateur parfait*).

Sur les deux grilles, les tensions continues sont donc égales et les tensions alternatives opposées (ou décalées de π) : donc

$$\left\{ \begin{array}{l} v_g = -V_{g0} + V_g \cos \omega t \\ v'_g = -V_{g0} - V_g \cos \omega t \\ \quad = -V_{g0} + V_g \cos (\omega t - \pi). \end{array} \right.$$

Si donc le courant-plaque de la lampe L, distordu par la courbure, a la forme quelconque (24) :

$$i_p = [I_{p0} + I_{p1} \cos \omega t + I_{p2} \cos 2 \omega t + I_{p3} \cos 3 \omega t + \dots]$$

(1) Par analogie avec un moteur à 2 cylindres dont l'un « tire » tandis que l'autre « pousse ».

(2) Si les lampes ne sont pas tout à fait identiques, un raffinement consiste à rétablir leur équilibre par une légère correction sur les tensions V_{g0} et V'_{g0} réglées alors séparément.

le courant de la lampe L' contiendra les composantes :

$$\begin{aligned} i'_p &= [I_{p0} + I_{p1} \cos(\omega t - \pi) + I_{p2} \cos(2\omega t - 2\pi) \\ &\quad + I_{p3} \cos(3\omega t - 3\pi) \dots] \\ &= [I_{p0} - I_{p1} \cos \omega t + I_{p2} \cos 2\omega t - I_{p3} \cos 3\omega t + \dots] \end{aligned}$$

et, puisque le courant i'_p passe en sens inverse dans la moitié du primaire, l'effet sera le même que si l'on avait, dans la même moitié, le courant total :

$$i = i_p - i'_p = 2 \times I_p \cos \omega t + 2 \times I_{p3} \cos 3\omega t + \dots$$

les composantes utiles et les harmoniques impairs s'ajoutent, mais les harmoniques pairs disparaissent (donc aussi les ronflements et sifflements différentiels).

Remarques. — 1° Si la tension totale appliquée en AA' est $2V_g \cdot \cos \omega t$, chaque lampe reçoit seulement V_g et fournira donc d'après (29) seulement :

$$(33) \quad V_p = \frac{\mu V_g}{R_p + R_i}$$

mais au secondaire du transformateur de sortie DD' on retrouvera le double. Le gain sera donc le même qu'avec une seule lampe (1).

2° On peut hésiter sur le rapport entre la résistance $R_p = \frac{V_p}{I_p}$ « de travail » de chaque lampe, et la résistance effective R aux bornes de sortie DD'.

La tension aux bornes DD' étant identique à celle aux bornes CC', donc $V = 2V_p$; le courant fondamental ayant la même amplitude I_p et le même sens dont l'ensemble du primaire (ou si l'on préfère, l'amplitude $2I_p$ dans une moitié seulement) — donc le courant secondaire étant $I = I_p$, on a finalement

$$(34) \quad R = \frac{V}{I} = \frac{2V_p}{I_p} = 2R_p.$$

Bon nombre d'auteurs ou de catalogues posent, au contraire, $R = 4R_p$, probablement par application erronée de la théorie du transformateur parfait : la résistance R au secondaire, vue des bornes de la moitié du primaire ($n = 2$) vaudrait en effet $R_p = \frac{R}{4}$ si rien ne se passait dans l'autre moitié du primaire. Mais ce raisonnement nous semble incorrect, car il néglige le passage du cou-

(1) Cependant, chaque lampe étant soumise à la moitié de la tension totale seulement, les valeurs de W figurant dans (23) seront réduites de moitié. Donc y sera plus voisin de 1 (très léger gain d'amplification) et il y aura tout de même aussi réduction du taux d'harmonique 3 (par rapport à ce que donnerait une seule lampe recevant le total $2V_g$).

rant I_p dans la seconde moitié du primaire, qui double le flux magnétique total. D'où le facteur 2 à introduire et la valeur $R_p = \frac{R}{2}$ ci-dessus.

3° Si le transformateur de sortie est de rapport $\frac{N_2}{N_1} = n$, la relation devient

$$R_p = \frac{R}{2} \times \frac{1}{n^2} \quad \text{ou} \quad R = n^2 \cdot 2R_p.$$

On peut ainsi, par le choix de $n = \sqrt{\frac{R}{2R_p}}$, adapter les lampes à une impédance d'utilisation quelconque, par exemple la bobine mobile d'un haut-parleur : si $R = 10$ ohms, $R_p = 2\,000$ ohms, on a $n = 1/20$.

4° On a encore l'avantage (que nous apprécierons plus tard) que l'impédance apparente d'entrée (grille-à-grille) est également doublée.

5° Et enfin, celui que dans les connexions d'alimentation (prises médianes amenant — V_{go} et V_{po}), les composantes de pulsation fondamentale s'annulent (précieux en très haute fréquence).

Triode en classes B et C.

4.435. — La médiocrité du rendement en classe « A » a stimulé les techniciens dans la recherche de tous les moyens possibles pour son amélioration.

L'équation (12) absolument générale, montre que le seul procédé possible est d'augmenter l'un des deux rapports V_p/V_{po} ou I_p/I_{po} .

On n'a pas — ou pas encore — imaginé d'artifice pour rendre le premier supérieur à l'unité, c'est-à-dire pour travailler avec des tensions-plaque nulles ou négatives. Par contre, il n'est pas très difficile d'accroître le second (I_p/I_{po}) : il suffit d'accepter une certaine déformation et de *tronquer* les alternances inférieures ; de telle sorte que le courant soit *nul pendant une partie de la période*.

L'analyse d'une telle forme en série de FOURIER montre en effet que la composante moyenne (I_{po}) *décroit plus vite* que la composante fondamentale (I_p) ; de sorte que le rapport $\left(\frac{I_p}{I_{po}}\right)$ dépasse l'unité ; il prend la valeur 1,55 lorsque le courant est nul pendant exactement la moitié du temps ($\theta_0 = 90^\circ$, classe B), et tend ensuite vers la limite 2 lorsque les pointes de courant deviennent de plus en plus brèves ($\theta_0 < 90^\circ$, classe C). La formule (12) montre que le rendement peut alors approcher de sa limite, l'unité.

Naturellement, cet avantage est obtenu par une déformation, (c'est-à-dire une distorsion) considérable du courant, qui n'est pas toujours acceptable ; mais on peut s'en accommoder et la corriger dans deux cas principaux que nous allons étudier successivement.

Calcul du fonctionnement B et C sur résonateur accordé.

4.435.1. — Le premier cas est celui où l'on amplifie une pulsation fixe ω (ou une étroite bande autour de cette pulsation) et où la charge peut être constituée par un *résonateur accordé sur ω* .

Une telle impédance, en effet, corrige la déformation en supprimant les harmoniques, puisqu'elle est sélective et ne prend une valeur élevée (R_p) que sur la pulsation fondamentale d'accord ω ; elle est négligeable pour toutes les autres, aussi bien pour les harmoniques supérieurs que pour le courant continu. Quelque déformé que soit le courant plaque i_p , la tension aux bornes du résonateur et le courant interne resteront donc *sensiblement sinusoïdaux*.

Proposons-nous de calculer, comme précédemment, les paramètres fondamentaux d'un tel fonctionnement :

Ici, la chute de tension produite par l'impédance-plaque est appréciable seulement pour la composante fondamentale $I_p \cos \omega t$; on a donc :

$$(36) \quad v_p = V_{po} - R_p I_p \cos \omega t = V_{po} - V_p \cos \omega t$$

(V_{po} étant comme d'habitude la tension continue de la source).

L'équation fondamentale linéaire (3) du § 4.121 reste applicable pendant la fraction de période ($-\theta_o + \theta_o$) où le courant passe ; on a donc pendant cet intervalle :

$$(37) \quad R_i i_p = (V_{po} - R_p I_p \cos \omega t) + \mu (-V_{go} + V_g \cos \omega t) + U_o$$

$$(38) \quad = V_o + (\mu V_g - R_p I_p) \cos \omega t$$

avec l'abréviation (5) du § 4.431.

L'angle d'ouverture θ_o étant donné par la condition que le courant i_p s'annule aux limites $\omega t = \pm \theta_o$, c'est-à-dire

$$0 = V_o + (\mu V_g - R_p I_p) \cos \theta_o$$

$$(39) \quad \cos \theta_o = \frac{-V_o}{\mu V_g - R_p I_p}$$

Tenant compte de cette valeur (38) devient

$$(40) \quad R_i i_p = (\mu V_g - R_p I_p) (\cos \omega t - \cos \theta_o)$$

Appliquons à ce courant intermittent l'analyse de FOURIER, pour calculer les deux premiers termes de la série : courant moyen

I_{po} , courant fondamental I_p . Il suffit de prendre les intégrales entre $(-\theta_o)$ et $(+\theta_o)$, puisque, par hypothèse, le courant i_p est nul en dehors de cet intervalle. On a donc :

$$(41) \quad \left\{ \begin{aligned} I_{po} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_o}^{+\theta_o} i_p \cdot d(\omega t) = \frac{1}{\pi R_i} \int_0^{\theta_o} (\mu V_g - R_p i_p) (\cos \omega t \\ &\quad - \cos \theta_o) d(\omega t) \\ I_{po} &= \frac{(\mu V_g - R_p i_p)}{R_i} \times \frac{\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o}{\pi} \end{aligned} \right.$$

et de même :

$$(42) \quad \begin{aligned} I_p &= \frac{1}{\pi} \int_{-\theta_o}^{+\theta_o} i_p \cdot \cos \omega t \cdot d(\omega t) \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\theta_o} \frac{\mu V_g - R_p i_p}{R_i} (\cos^2 \omega t - \cos \theta_o \cos \omega t) d(\omega t) \\ I_p &= \frac{(\mu V_g - R_p i_p)}{R_i} \times \frac{\theta_o - \sin \theta_o \cdot \cos \theta_o}{\pi} \end{aligned}$$

Ramenant à gauche les deux termes en I_p , on obtient enfin :

$$(43) \quad I_p = \frac{\mu V_g}{R_p + \frac{\pi}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o} \times R_i}$$

$$I_p = \frac{\mu V_g}{R_p + y \cdot R_i}$$

en posant :

$$(44) \quad y = \frac{\pi}{\theta_o - \sin \theta_o \cdot \cos \theta_o}$$

La fonction y est représentée en trait plein sur le graphique, figure 36.

Pour le rapport $\frac{I_p}{I_{po}}$ on trouve :

$$(45) \quad r = \frac{I_p}{I_{po}} = \frac{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}{\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o}$$

en *trait mixte* sur le graphique, figure 36.

Ces diverses relations constituent la clef du problème ; on en tire aisément toutes les autres grandeurs intéressantes :

$$(46) \quad \text{tension alternative de plaque : } \quad V_p = R_p \cdot I_p = \frac{\mu \cdot V_g}{1 + \frac{y \cdot R_i}{R_p}}$$

(47) amplification (en tension) :

$$a = \frac{V_p}{V_g} \frac{\mu}{1 + \frac{y \cdot R_i}{R_p}}$$

toujours inférieure à la limite μ , mais tendant vers elle quand $R_p \gg y \cdot R_i$: voir graphique inférieur, figure 37.

Triode amplificatrice à circuit plaque accordé

Paramètres :

Coeff. d'augmentation de R_i } $y = \frac{\pi}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}$

Rapport $\frac{I_{pM}}{I_p} = M = \frac{\pi (1 - \cos \theta_o)}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}$

Rapport $\frac{I_p}{I_{po}} = r = \frac{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}{\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o}$

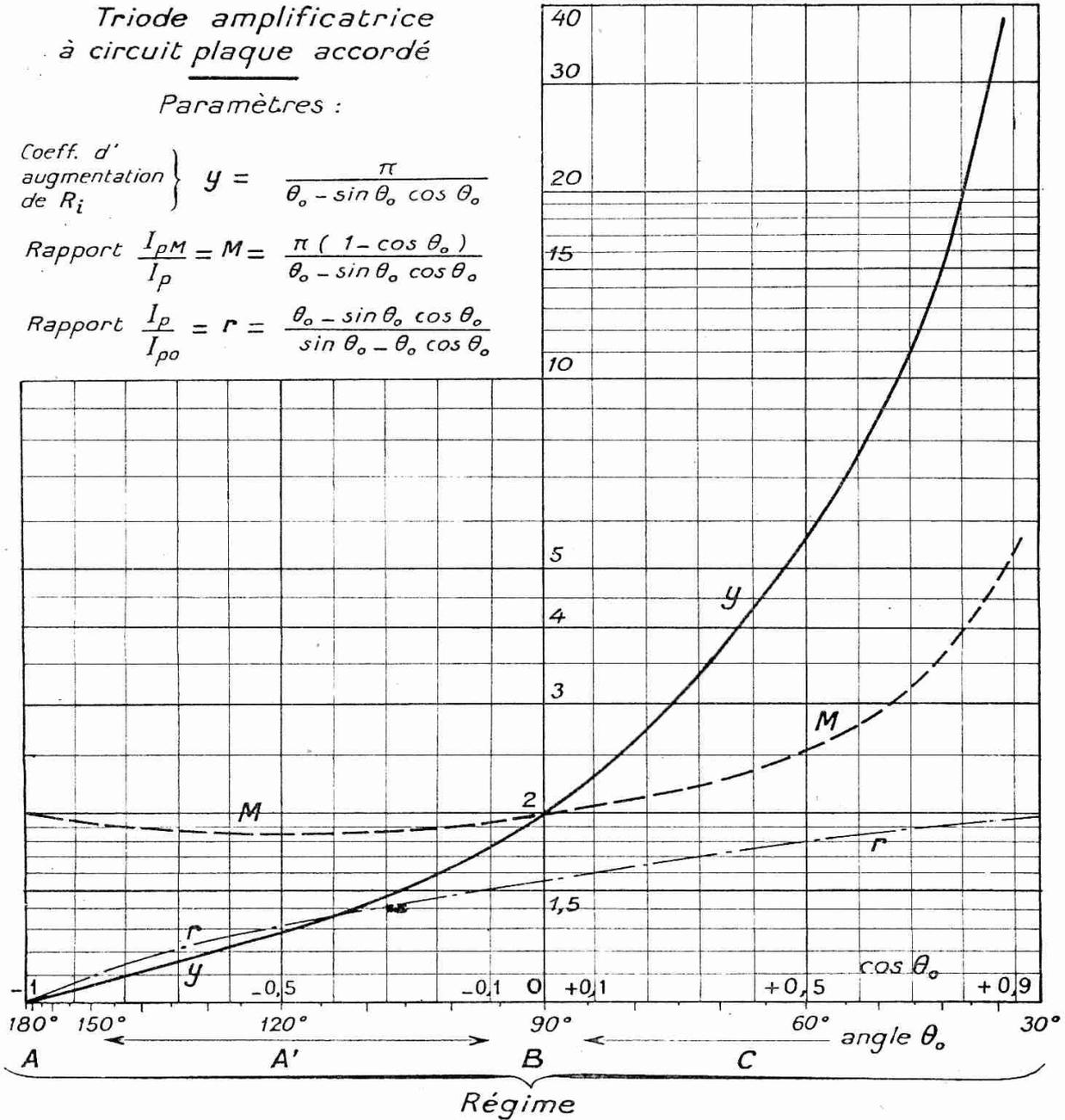


Fig. 36.

On en tire aussi la puissance et le rendement :

$$(48) \text{ puissance utile : } W_u = \frac{1}{2} V_p \cdot I_p = \frac{(\mu \cdot V_g)^2}{2 \left(\sqrt{R_p} + \frac{y \cdot R_i}{\sqrt{R_p}} \right)^2}$$

graphique supérieur, figure 37.

Dans le cas, très rare en fait, où $\mu \cdot V_g$ serait donné, cette puissance serait maximum lorsque le dénominateur serait minimum, c'est-à-dire pour

$$(48 \text{ bis}) \quad R_p = y \cdot R_i$$

et enfin le rendement :

$$(49) \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho = \frac{V_u}{W_{abs}} = \frac{V_p I_p}{2 V_{po} I_{po}} = \frac{r \cdot V_p}{2 V_{po}} \\ \rho = \frac{1}{2} \frac{V_p}{V_{po}} \frac{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_c}{\sin \theta_o - \theta_o \cdot \cos \theta_o} \end{array} \right.$$

On comparera ces formules à celles obtenues au § 4.431 pour l'amplification, régime A ; le parallélisme est frappant : pour passer de la « classe A » à la « classe C », *il suffit d'attribuer au tube la résistance interne fictive accrue $y R_i$ et de remplacer dans (12) le rapport $\frac{I_p}{I_{po}}$, (plus petit que 1 en classe A) par sa nouvelle valeur r supérieure à l'unité.*

Enfin, nous ajouterons à ce groupe de formules les deux valeurs auxiliaires suivantes, qui nous seront utiles plus tard :

Le courant maximum i_{pM} à l'instant $t = 0$ est, d'après (40)

$$i_{pM} = \frac{\mu V_g - R_p \cdot I_p}{R_i} (1 - \cos \theta_o) = \frac{(R_p + y \cdot R_i) I_p - R_p I_p}{R_i} (1 - \cos \theta_o)$$

c'est-à-dire :

$$(50) \quad i_{pM} = M \cdot I_p$$

avec :

$$(51) \quad M = \frac{\pi (1 - \cos \theta_o)}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}$$

paramètre donné en trait interrompu par le graphique, figure 36.

Enfin, si l'on combine (39) et (46) on obtient :

$$(52) \quad \cos \theta_o = \frac{-V_o}{\mu V_g} \left(1 + \frac{R_p}{y \cdot R_i} \right)$$

voir graphique, figure 38.

Fonctionnement avec θ_0, P_p et V_g donnés

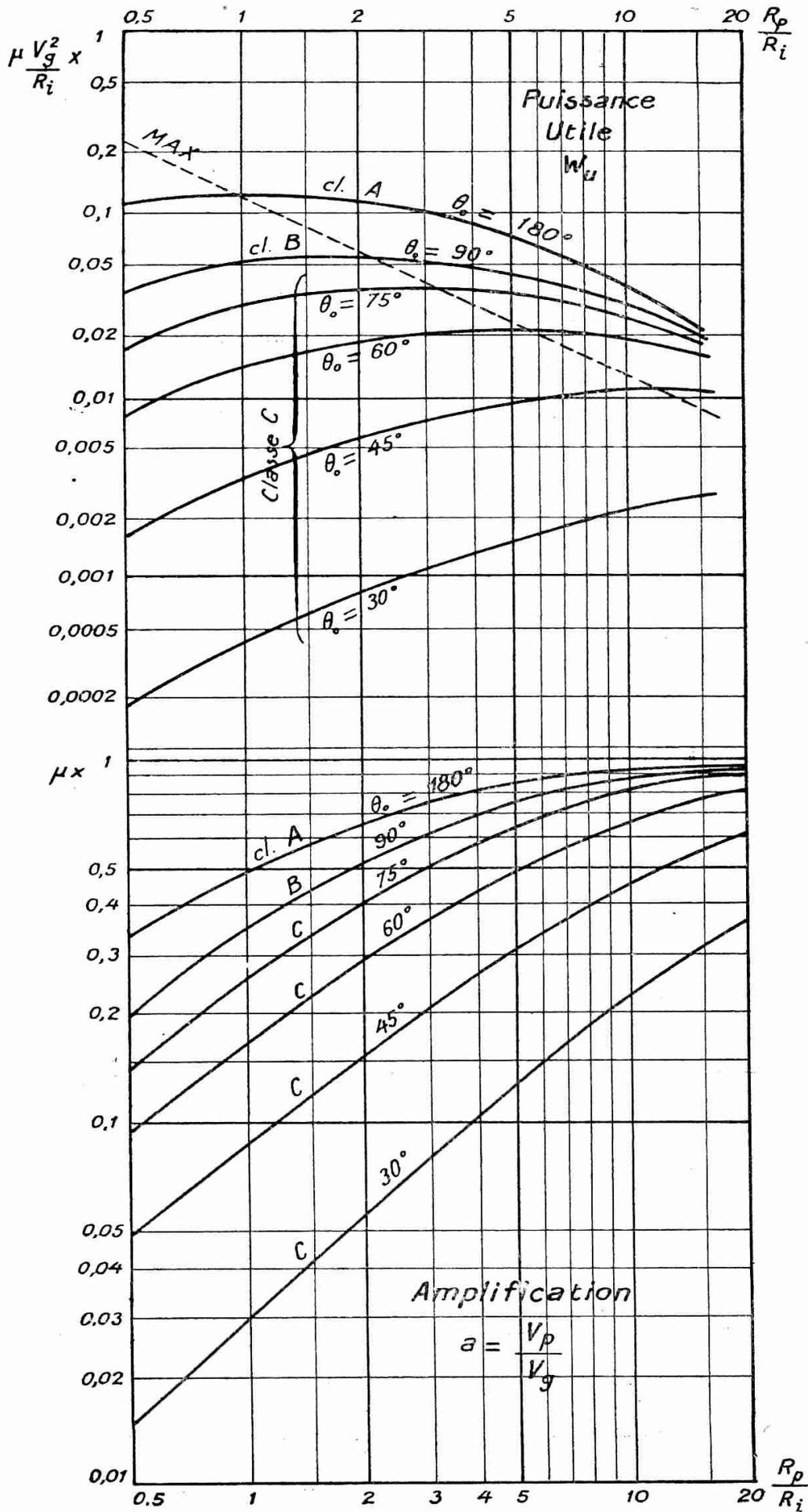


Fig. 37.

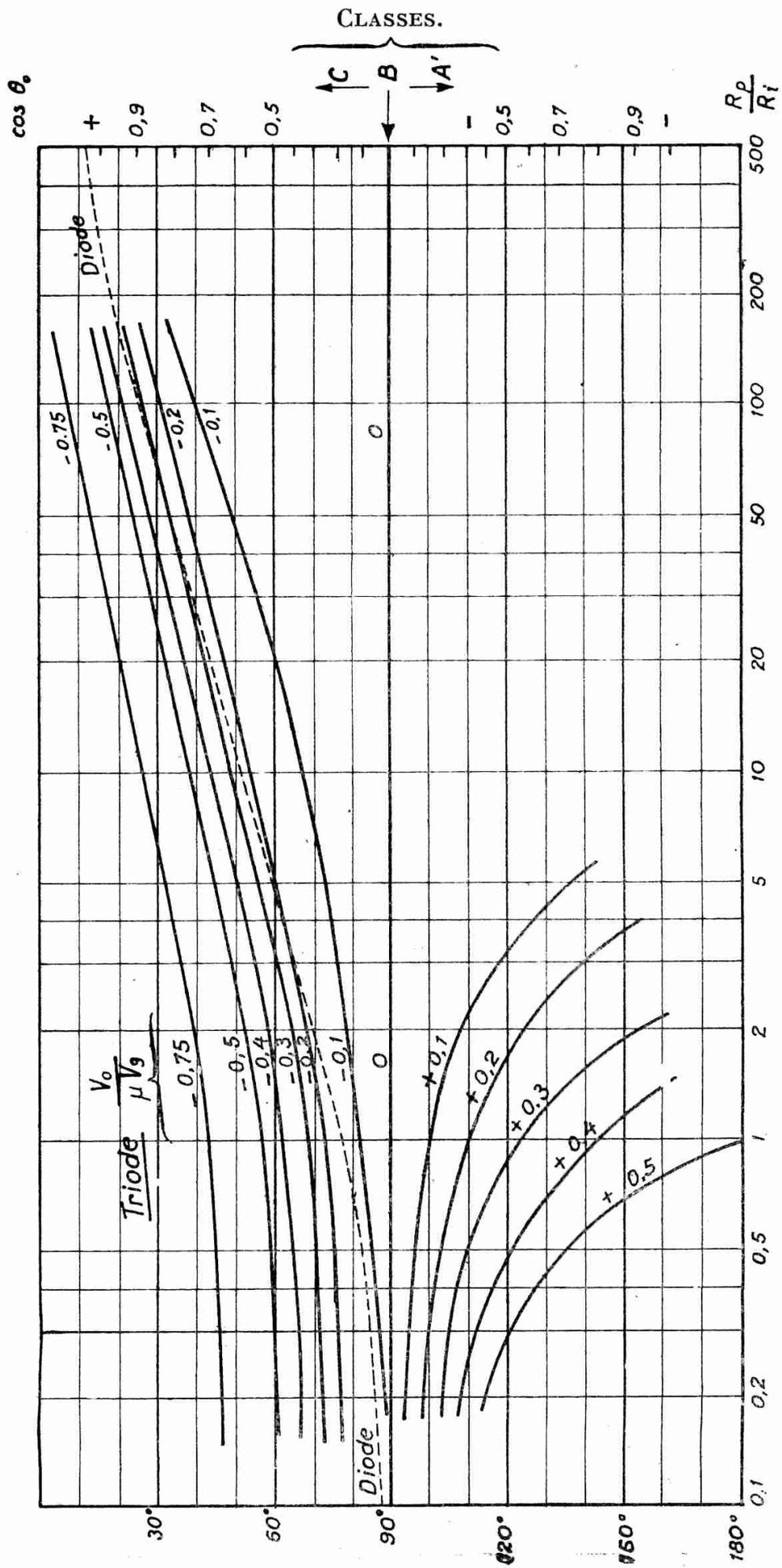


Fig. 38. — Angle de passage θ_0 .

Ces formules, établies en pensant à la « classe C ($\theta_0 < 90^\circ$) » sont cependant valables pour n'importe quelle valeur de θ_0 (1).

En y faisant $\theta_0 = 180^\circ$, on aura $y = 1$, $M = 2$ et l'on retombera sur les formules du « régime A » (§ 4.431).

Avec $90^\circ < \theta_0 < 180^\circ$, on trouverait une variante de classe A', la courbure (supposée progressive au § 4.434) serait seulement « concentrée » en un point.

L'augmentation de y (compris entre 1 et 2) confirme la baisse de l'amplification et de la puissance utile (pour V_g donné).

Pour $\theta_0 = 90^\circ$, on retrouve la « classe B » ; on a $y = M = 2$, la valeur $r = 1,56$ montre d'après (49), que le rendement maximum monte à 0,78.

Ce réglage est très souvent réalisé dans les amplificateurs H.F. modulés, parce qu'il donne une proportionnalité *rigoureuse entre l'excitation V_g et le courant utile I_p* ; en effet, θ_0 donné par (39) ou (52) est *indépendant de l'amplitude V_g* lorsque $\theta_0 = 90^\circ$, $\cos \theta_0 = 0$, ce qui exige $V_0 = 0$; et si θ_0 reste constant, y et a aussi.

Mais évidemment, l'intérêt principal de toutes ces formules est le cas de la « classe C » avec $\theta_0 < 90^\circ$; d'après (52) cela correspond à V_0 négatif, c'est-à-dire aux fortes polarisations négatives V_{g0} . Les courbes de la figure 36 montrent *immédiatement que la diminution de θ_0 entraîne bien l'augmentation de r jusqu'à 2*, c'est-à-dire du rendement théorique maximum jusqu'à 1 (résultat cherché), mais aussi, hélas ! la *croissance très rapide de y et M* , entraînant (fig. 37) une *baisse notable sur la puissance utile et l'amplification*. Or, si le rendement importe, on n'est cependant pas disposé à lui sacrifier totalement l'énergie fournie ; et le choix de l'angle θ_0 , c'est-à-dire le « degré de classe C » sera nécessairement un *compromis*.

En fait, ce compromis s'établit généralement aux environs de $\theta_0 = 60$ à 75° , c'est-à-dire avec $y = 3$ à 5 et $M = 2,2$ à $2,5$.

Enfin, il peut arriver que l'on travaille en « classe B ou C symétrique » sur un *résonateur avec prise médiane* ; ce résonateur peut être regardé comme auto-transformateur et le calcul du § 4.41 est applicable en prenant, pour chaque tube, R_p égal à la *moitié* de l'impédance totale du résonateur-bouchon. La symétrie n'a plus alors pour objet de corriger la courbure et la distorsion, mais elle présente, en très haute fréquence, quelques avantages secondaires sur lesquels nous reviendrons au chapitre « Emission ».

(1) Ces formules pourraient d'ailleurs être généralisées au cas où le segment de caractéristique utilisé (pour i_b positif) serait assimilé, non à une droite, mais à une parabole ou à une demi-cubique. (Voir par ex. MARINO, *Alta frequenza*, 1934 et FAY BELL, *S. Techn. J.* 1932, XI, p. 28). Mais cela nous paraît sans intérêt, l'approximation faite ici étant largement suffisante.

Classe B symétrique.

4.435.2. — Lorsque l'on doit amplifier un grand intervalle de fréquences et que, par suite, il n'est plus possible d'accorder le circuit de charge, le seul artifice qui reste pour corriger la distorsion est celui déjà étudié en classe A' ou AB : le *montage symétrique*. On a vu (§ 4.434.8) qu'il supprimait les harmoniques *pairs* ; cela n'est pas en général suffisant, car les fonctionnements non-linéaires produisent aussi des harmoniques impairs ; cependant il se trouve un cas particulier où ces harmoniques impairs disparaissent ; c'est celui de la *classe B* avec $\theta_0 = 90^\circ$ (exactement). Le

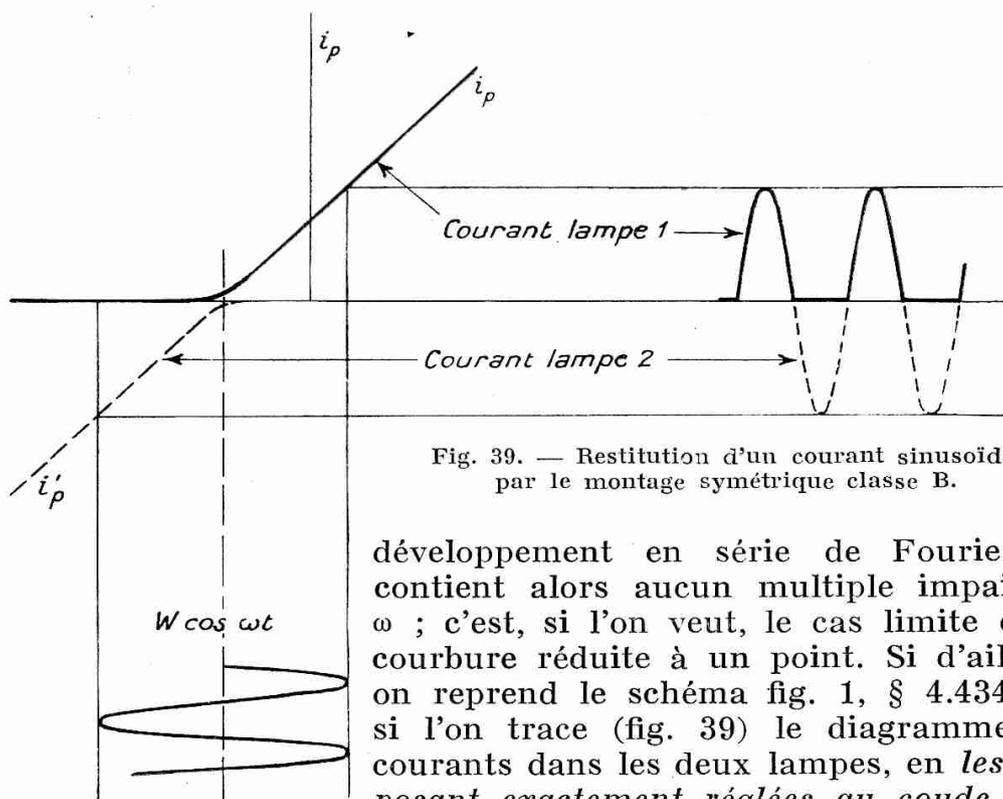


Fig. 39. — Restitution d'un courant sinusoïdal par le montage symétrique classe B.

développement en série de Fourier ne contient alors aucun multiple impair de ω ; c'est, si l'on veut, le cas limite d'une courbure réduite à un point. Si d'ailleurs on reprend le schéma fig. 1, § 4.434.8 et si l'on trace (fig. 39) le diagramme des courants dans les deux lampes, en les *supposant exactement réglées au coude inférieur de leur caractéristique* (c'est-à-dire $\theta_0 = 90^\circ$, classe B), il est évident que l'une des lampes restitue correctement l'alternance supérieure dans une moitié du transformateur ; l'autre, l'alternance inférieure dans l'autre moitié (donc en sens inverse pour le flux magnétique) ; les deux effets s'emboîtent donc exactement au secondaire pour reconstituer la sinusoïde entière.

La combinaison de la classe B et du montage symétrique est donc particulièrement heureuse, puisqu'elle réunit la fidélité de la classe A (distorsion corrigée) avec le rendement de la classe B (maximum 0,78 ; en pratique 0,6 à 0,7). — Elle est, pour cette

raison, très souvent employée dans les étages téléphoniques de puissance.

On devra noter cependant que :

1) le gain en tension est plus faible qu'en classe A, puisque, dans la formule 47, on a maintenant $y = 2$ au lieu de $y = 1$;

2) si l'on veut faire travailler chaque lampe comme si elle était seule, il faut doubler la résistance de charge R au secondaire, ou le nombre de tours au primaire ;

3) la restitution exacte du courant sinusoïdal suppose expressément le coude de la caractéristique réduit à un point, et la polarisation ajustée pour placer en ce point la position initiale de repos. — En fait, on sait que le coude occupe une certaine étendue ; aussi, réalise-t-on en pratique, *un fonctionnement mixte*, le point initial étant dans la région courbée, et le fonctionnement ayant lieu en classe A' pour les faibles amplitudes ⁽¹⁾ puis, progressivement, en régime B presque pur, pour les grandes — sans aucune discontinuité entre les deux.

Certaines lampes dites « spéciales pour classe B » ont d'ailleurs été étudiées exprès pour avoir un coude inférieur très régulier (parabolique), donc se prêter à ce fonctionnement mixte avec le minimum de distorsion.

Dans d'autres lampes (de faible puissance, pour dernier étage de récepteurs), on atténue la seconde difficulté en s'arrangeant pour que le point de fonctionnement normal corresponde à la polarisation $V_{g0} = 0$, c'est-à-dire au potentiel de la cathode ; simple et indéréglaire. (Par contre, cela exige évidemment un débit de grille important pendant les alternances positives de v_g).

Nous reviendrons sur ce point au chapitre RÉCEPTION.

Limitation de la puissance fournie par le tube. Rôle de la tension grille.

4.435.3. — Le calcul précédent fournit toutes les grandeurs intéressantes en fonction de l'excitation de grille V_g ; mais il ne donne pas, et ne peut pas donner, les limites compatibles avec la sécurité de la lampe ; des équations 9, 11, 46, 48, on peut en effet tirer des tensions V_p et des puissances W_u aussi grandes que l'on veut, en y supposant des excitations de grille V_g suffisantes ; or, il existe évidemment plusieurs raisons qui limitent les performances ; nous avons donc à compléter ce calcul en les faisant intervenir. Nous en examinerons trois :

— tensions instantanées de grille et de plaque,

(1) Dans cette région, la pente de la caractéristique est naturellement moindre que dans la partie centrale, ce qui confirme que l'amplification en classe B est moindre qu'en classe A.

- échauffement de la plaque,
- courant maximum instantané de plaque.

Le rôle des tensions instantanées se voit à l'instant $t = 0$, particulièrement critique pour le tube : la tension-grille y passe, d'après (1), par le maximum :

$$v_{gM} = -V_{g0} + V_g$$

tandis que, d'après (3), la tension-plaque passe par le minimum :

$$v_{pM} = V_{p0} - V_p.$$

Discutons leurs valeurs acceptables :

Nous avons déjà fait observer que v_{pM} devait rester positif, car le fonctionnement du tube triode est inconcevable avec une tension de plaque négative. Il faut même que sa valeur ne soit pas trop petite, — surtout si la distorsion doit être évitée (amplificateurs classe A, téléphoniques ou autres), car cela correspond forcément au coude inférieur des caractéristiques avec i_p ridiculement faible. On assigne donc parfois à v_{pM} une valeur v_{\cdot} , dite « tension de déchet » — de l'ordre de 0,1 à 0,2 V_{p0} .

Pour v_{gM} , plusieurs cas sont à distinguer :

a) Si l'on ne veut absolument pas dépenser d'énergie pour l'excitation de grille, ce qui est souvent exigé, par simplicité, pour les « petits » étages amplificateurs, les « étages de sortie » des récepteurs, etc..., il faut proscrire tout débit de grille et par conséquent, interdire toute tension positive de grille : d'où la condition :

$$v_{gM} \leq 0.$$

b) Si, pour obtenir plus de puissance, on accepte de fournir un peu d'énergie d'excitation (mais pas beaucoup...) — cas de la plupart des amplificateurs puissants, émetteurs pilotés, etc. — on admettra que la grille devienne, par instants, positive, d'où débit intermittent, redressement partiel (voir plus loin § 4.627).

Toutefois, il faudra alors que v_{gM} ne dépasse pas v_{pM} , c'est-à-dire que les tensions instantanées de grille et de plaque, ne se « croisent » pas ; car, si cela arrivait, la grille, plus positive que la plaque, capterait subitement une proportion énorme d'électrons ; le courant et la puissance requise deviendraient excessifs (§ 4.122).

D'où la double condition :

$$0 < v_{gM} < v_{pM}.$$

c) Enfin, il peut arriver que, tenant absolument à tirer du tube tout ce qu'il peut donner pendant un temps court, on accepte de fournir sur sa grille une puissance notable : c'est le régime « surexcité » de certains amplificateurs en cours de modulation, émetteurs à impulsions, etc. Alors, on tolérera :

$$v_{gM} > v_{pm}$$

(voir plus loin, § 4.435.4 et 4.435.8).

On voit que, suivant le problème posé, on peut avoir à envisager l'une ou l'autre de ces hypothèses.

Pour ne pas avoir à recommencer les calculs trois fois, nous aurons recours à l'artifice d'une notation commune, susceptible, par simple changement de valeurs d'un paramètre, de représenter à volonté ces trois cas. Nous poserons ⁽¹⁾ :

$$(56) \quad v_{gM} = \gamma v_{pm}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad (-V_{go} + V_g) = \gamma (V_{po} - V_p)$$

ce qui nous permettra évidemment de représenter :

le cas a) par	$\gamma = 0$
b)	$0 < \gamma < 1$
c)	$\gamma > 1.$

Cette condition (56) — jointe aux formules précédentes — fixe les amplitudes limites, donc, en particulier, la valeur de V_g , c'est-à-dire la « pleine excitation » compatible avec la nature du problème.

Combinons-la avec (50) et (37), en faisant, dans cette dernière $t = 0$. Nous obtenons :

$$\begin{aligned} M \cdot R_i \cdot I_p &= V_o + \mu \cdot V_g = V_{po} - V_p + \mu (-V_{go} + V_g) + U_o \\ M \cdot R_i \cdot I_p &= (V_{po} - V_p) (1 + \gamma\mu) + U_o \\ M \cdot R_i \cdot I_p &= (V_{po} - R_p I_p) (1 + \gamma\mu) + U_o \\ (57) \quad [(1 + \gamma\mu) R_p + M \cdot R_i] I_p &= (1 + \gamma\mu) V_{po} + U_o. \end{aligned}$$

Or, U_o est un terme correctif, petit devant V_{po} ⁽²⁾, donc à plus forte raison devant $(1 + \gamma\mu) V_{po}$. Négligeons-le, il reste :

$$(58) \quad I_p = V_{po} \times \frac{1}{R_p + \frac{M}{1 + \gamma\mu} R_i}$$

(1) Nous préférons cette façon de faire à celle, plus répandue, qui consiste à fixer séparément les valeurs limites v_{pm} et v_{gM} .

En effet, se donner $v_{pm} = v_o$, c'est fixer aussitôt $V_p = V_{po} - V_D$ et donc le rendement

$$\varphi = \frac{r}{2} \frac{V_{po} - V_D}{V_{po}} \text{ qui remplacerait (90).}$$

Ensuite se donner v_{gM} , c'est se donner implicitement R_p ; car la relation $(-V_{go} + V_g) = v_{gM}$ jointe à (46) et à (52) forme un système de 3 équations à trois inconnues, V_{go} , V_g et R_p , qui sont donc déterminées. Or, vu le rôle essentiel de la charge R_p , sur le rendement « interne » et « externe » (voir plus loin), cette façon de faire est un escamotage inadmissible. C'est volontairement et en toute connaissance de cause que R_p doit être choisi. Cependant notre méthode présente un petit inconvénient : la condition a), c'est-à-dire $\gamma = 0$ laisse imprécise la valeur de v_{pm} et n'interdit pas $v_{pm} = 0$. Comme on le verra, ce n'est pas très dangereux, car les lampes ne permettent généralement pas d'obtenir une telle amplitude sur la plaque sans débit sur la grille ; et si cela arrivait, l'étude de la distorsion suffirait à rappeler l'existence et la grandeur de v_{pm} . Mais enfin on peut avoir intérêt à compléter notre calcul en reprenant, dans ce cas, la condition supplémentaire $v_{pm} = v_o$.

(2) Du moins pour une triode. Nous reviendrons plus loin sur le cas de la pentode.

Le facteur $\frac{M}{1 + \gamma\mu}$ joue un peu le même rôle que y dans l'équation (43) et l'on est amené à considérer « la résistance interne apparente augmentée » :

$$R'_i = \frac{M}{1 + \gamma\mu} R_i.$$

moyennant cette notation, on obtient pour I_p et V_p deux expressions qui ressemblent étrangement à ce que donnerait, en courant continu, la source V_{po} de résistance interne R'_i , débitant sur la charge R_p ⁽¹⁾ :

$$(60) \quad I_p = \frac{V_{po}}{R'_i + R_p} \quad V_p = \frac{V_{po}}{1 + \frac{R'_i}{R_p}}$$

On en déduit V_g par la relation $V_g = \frac{V_p}{a}$ (a donné par 10 ou 47).

Puis, d'après (12), le rendement :

$$(61) \quad \rho = \frac{1}{2} \frac{V_p}{V_{po}} \times \frac{I_p}{I_{po}} = \frac{r}{2} \frac{1}{1 + \frac{R'_i}{R_p}}$$

La puissance utile :

$$W_u = \frac{1}{2} \frac{V_p^2}{R_p} = \frac{V_{po}^2}{R_p} \times \frac{1}{2 \left(1 + \frac{R'_i}{R_p}\right)^2} = \frac{V_{po}^2}{R'_i} \times \frac{1}{2 \left(\sqrt{\frac{R_p}{R'_i}} + \sqrt{\frac{R'_i}{R_p}}\right)^2}$$

relation dans laquelle il est avantageux d'isoler le facteur $\frac{V_{po}^2}{R'_i}$ caractérisant le tube, et homogène à une puissance ; le coefficient restant, que nous appelons w_u , sans dimensions, indiquant la « façon » dont le tube est employé :

$$(62) \quad W_u = \frac{V_{po}^2}{R'_i} \times \left[\frac{1 + \gamma\mu}{2M} \times \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{R_p}{R'_i}} + \sqrt{\frac{R'_i}{R_p}}\right)^2} \right] = \frac{V_{po}^2}{R'_i} \times (w_u).$$

Et de même la puissance dissipée, où nous séparerons le facteur $\frac{V_{po}^2}{R'_i}$ et le coefficient sans dimensions w_d :

$$(63) \quad W_d = W_u \left(\frac{1}{\rho} - 1 \right) = \frac{V_{po}^2}{R'_i} \times (w_d).$$

(1) Cette remarque peut servir de base à une étude purement expérimentale ; on peut mesurer R'_i au lieu de la calculer ; mettant la résistance de plaque en court-circuit et mesurant le courant moyen I'_{po} , on a :

$$I'_{po} = \frac{V_{po}}{R'_i} \quad R'_i = \frac{V_{po}}{I'_{po}} = \frac{V_{po}}{r I'_{po}}$$

méthode signalée par LEHMANN, *Onde Electrique*, mars 1938, pour le cas particulier approximatif $r = 2$ (c'est-à-dire θ_0 très petit).

Les variations des coefficients w_u et w_d en fonction de $\frac{R_p}{R_i}$ (en abscisses), et $\gamma\mu$ (paramètre) sont portées, l'une à gauche, l'autre à droite, sur les graphiques de la figure 40 — successivement pour la « classe A » (en haut), la « classe B » (au milieu), la « classe C, avec $\theta_0 = 60^\circ$ » (en bas). Pour obtenir les puissances correspondantes, il faut multiplier les chiffres inscrits en ordonnées, par $\frac{V_{po}^2}{R_i}$.

La figure 41 donne directement la valeur du rendement.

Ces formules et courbes permettent de discuter commodément le choix du tube et des éléments V_{po} , R_p et γ pour un travail déterminé.

On voit d'abord que, la puissance utile W_u étant proportionnelle à V_{po}^2 , on a tout intérêt à augmenter la tension-plaque V_{po} , tant que d'autres considérations n'interviennent pas : échauffement de la plaque (voir ci-après), isolement des électrodes et sécurité de l'opérateur (ne pas oublier que la tension instantanée de plaque atteint ($V_{po} + V_p$) c'est-à-dire près de $2 V_{po}$). C'est d'ailleurs bien pourquoi les lampes de puissance travaillent sous des tensions relativement élevées : plusieurs milliers de volts, parfois 10 000 et 20 000.

On voit ensuite que le rapport $\frac{R_p}{R'_i}$ joue un rôle analogue au rapport $\frac{R_p}{\gamma \cdot R_i}$ lorsque la tension V_g était imposée (comparez (48) et (62)). La puissance utile est donc maximum lorsque $R_p = R'_i$, mais le rendement est alors seulement $\frac{r}{2}$. Pour améliorer le rendement, il faut accroître R_p ; mais alors w_u diminue ; il apparaît qu'un compromis raisonnable sera généralement obtenu aux environs de $\frac{R_p}{R'_i} = 3$ à 5 par exemple (correspondant à $\varphi = \frac{0,8r}{2}$, c'est-à-dire 0,4 en classe A à 0,72 en classe C).

Enfin, l'influence du facteur γ , c'est-à-dire du débit admissible sur la grille, est très importante.

Si $\gamma = 0$, c'est-à-dire si on impose l'excitation sans consommation appréciable d'énergie, on a toujours $(1 + \gamma\mu) = 1$ et $R'_i = MR_i$; et comme, dans les amplificateurs « chargés », des raisons de rendement « externe » (voir plus loin) empêchent d'augmenter l'impédance R_p au-delà de quelques milliers d'ohms, on voit que le compromis ci-dessus n'est réalisable qu'avec des tubes de très faible résistance interne ($R_i = 1\,000$ ohms) (ces tubes auront alors forcément aussi un faible coefficient d'amplification μ).

Au contraire, le fait d'admettre une forte excitation de grille, au prix d'une puissance appréciable dépensée : $\gamma = (0,5 \text{ à } 1)$, donne

TRIODE AMPLIFICATRICE à pleine excitation

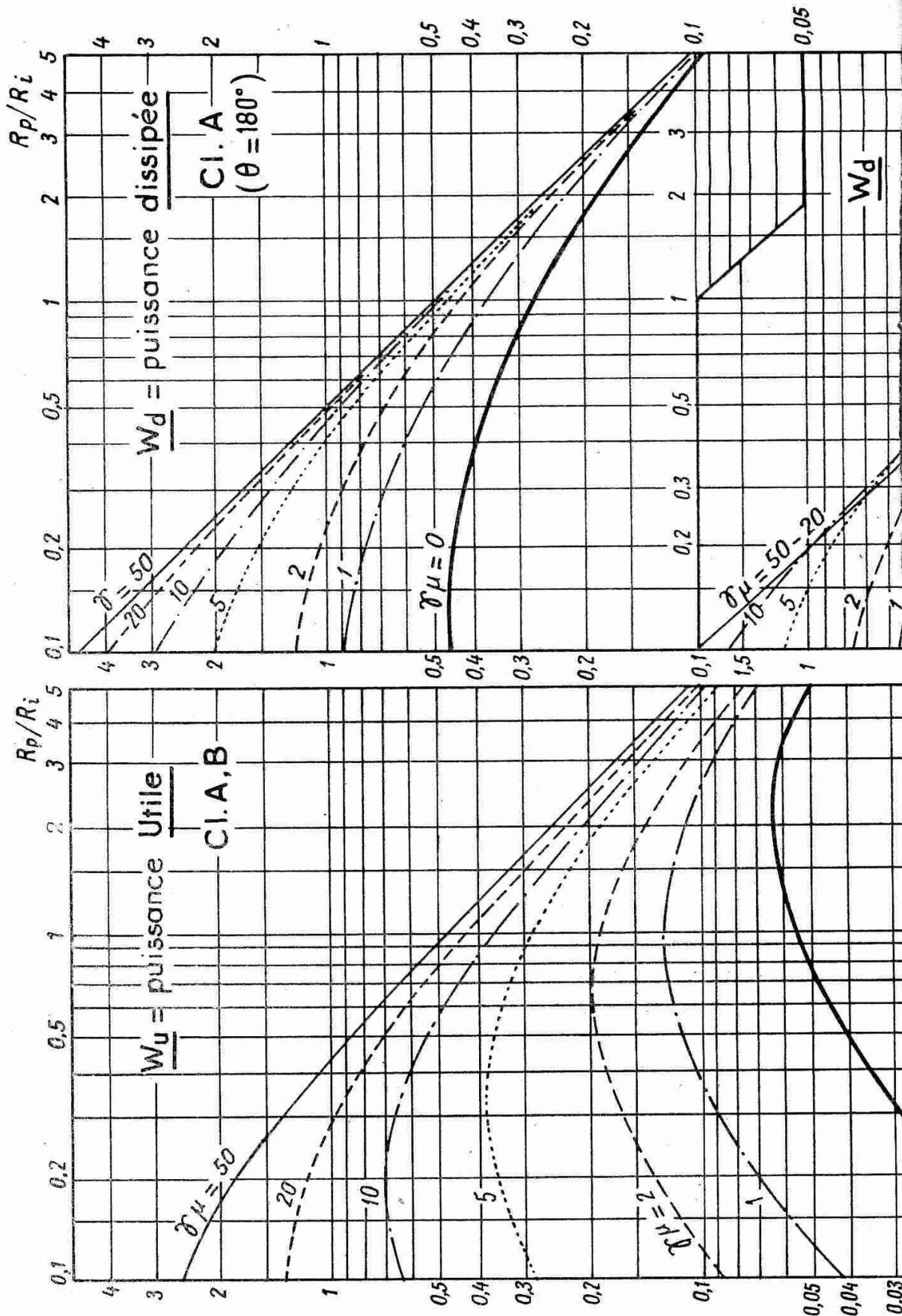


Fig. 40.

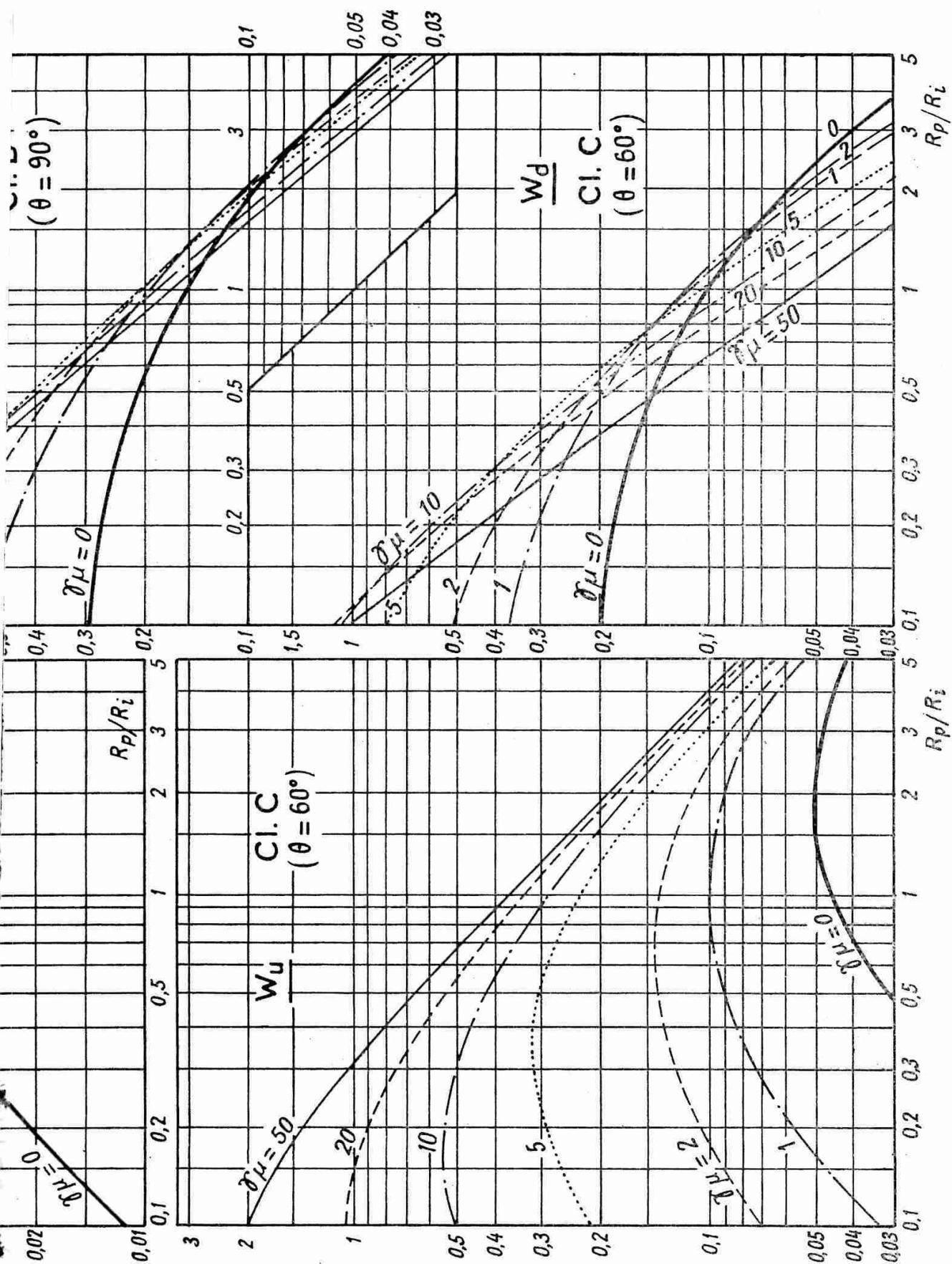
Soit une triode ayant pour constantes : coefficient d'amplification μ , résistance interne R_i , puissance maximum dégradée sur la plaque W_d

Les graphiques traduisent la relation entre ces données et les paramètres à choisir pour un fonctionnement en amplificateur :

- angle de passage du courant en classe :
A ($\theta_s = 180^\circ$) ; B ($\theta_s = 90^\circ$) ; C ($\theta_s = 60^\circ$ à 75° environ),
- tension continue de plaque V_{pr} ,
- impédance de plaque R_p ,

coefficient d'excitation de grille $\gamma = \frac{V_{gM}}{V_{pm}}$

Former le quotient de « puissance statique » $W = \frac{V^2 p_0}{n}$ et le coefficient de



graphique de droite (fig. 1) pour la « classe » choisie. L'abscisse correspondante des courbes donne la valeur approximative du rapport $\frac{R_p}{R_i}$, c'est-à-dire de l'impédance de charge R à utiliser. Reportée sur le graphique de gauche, cette abscisse montre la variation de la puissance utile obtenue W_d (ordonnée w à multiplier par $\frac{V^2 p_0}{R_i}$) en fonction de $(1 + \gamma_\mu)$ c'est-à-dire de l'excitation de grille consentie.

Si l'on préfère, la figure 41 donne directement le rendement ; ces opérations peuvent être faites dans un ordre quelconque suivant les données du problème.

Connaissant W_u et R_p on en tire la tension alternative de plaque $V_p = \sqrt{2R_p \cdot W_u}$ puis la tension-grille alternative $V_g = \frac{V_p}{a}$ (a étant l'amplification, figure 37) et la polarisation-grille V_{g0} (fig. 38)

aussitôt au coefficient $(1 + \gamma\mu)$ — pour peu que μ soit grand — une valeur très supérieure à l'unité : la puissance utile W_u (éq. 62) augmente beaucoup, et la résistance interne apparente R'_i (éq. 59) diminue d'autant ; le compromis $\frac{R_p}{R'_i}$ devient donc facile à réaliser, même avec de grandes résistances internes R_i .

Bref, la restriction $\gamma = 0$, — courant-grille nul — pour comode qu'elle soit en simplifiant l'excitation ou le pilotage, n'en a pas moins l'inconvénient de diminuer sérieusement les performances des triodes — surtout si les coefficients μ et R_i sont élevés. Aussi ne l'admet-on guère que pour des tubes de quelques watts, spécialement choisis ; dans la plupart des tubes à grande puissance, elle représenterait un sacrifice ridicule ; on accepte donc couramment de dépenser sur la grille 1/20 ou 1/10 de la puissance recueillie sur la plaque.

Ces formules font enfin comprendre comment il se fait que les mêmes circuits R_p puissent être associés avec des tubes de caractéristiques μ , R_i très différents, pourvu que l'on admette le débit de grille $\gamma \neq 0$; en effet, le coefficient $(1 + \gamma\mu)$ joue alors le rôle d'un égalisateur automatique : μ et R_i varient beaucoup, mais dans le même sens, de sorte que R'_i (éq. 59) conserve le même ordre de grandeur. Cela permet de simplifier encore les formules précédentes, car si θ_0 et $\frac{R_p}{R_i}$ sont à peu près connus d'avance

dans un fonctionnement moyen, on pourra tirer R_p du rapport $\frac{V_p}{I_p}$ (tension continue et courant moyen de plaque) :

Par exemple :

Classe C, régime télégraphique : $r = 1,8$

$$(64) \quad \frac{V_p}{V_{po}} \approx 0,8 \quad \text{on a} \quad R_p = \frac{V_p}{I_p} \approx \frac{0,8 V_{po}}{1,8 I_{po}} \approx 0,45 \frac{V_{po}}{I_{po}}.$$

Classe B : $r = 1,56$; pour un amplificateur fonctionnant sur l'onde porteuse seule, c'est-à-dire à *demi-amplitude*, on aura :

$$\frac{V_p}{V_{po}} \approx 0,4,$$

donc

$$(65) \quad R_p = \frac{0,4 V_{po}}{1,56 I_{po}} \approx 0,25 \frac{V_{po}}{I_{po}}$$

en montage symétrique, à amplitude maximum, la charge extérieure serait :

$$(66) \quad R = 2R_p = \frac{2 V_p}{I_p} = 2 \times \frac{1,56 I_{po}}{0,8 V_{po}} \approx \frac{V_{po}}{I_{po}}$$

(I_{po} relatif à *un seul* tube).

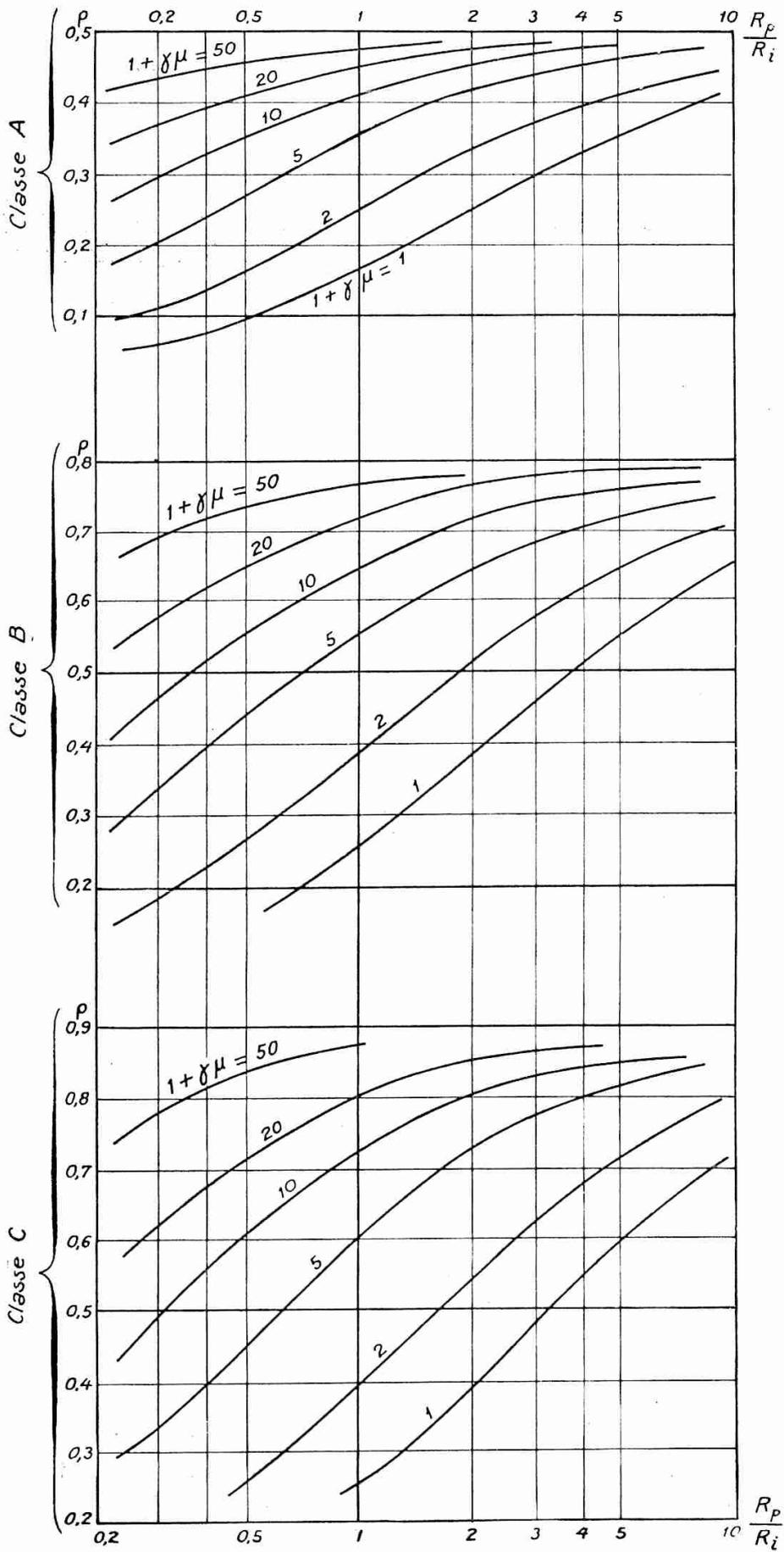


Fig. 41. — Triode à pleine excitation — Rendement.

Remarque :

Le paramètre γ considéré ici n'est pas classique et ne figure dans aucun catalogue. On peut le déduire des autres données d'un fonctionnement expérimental (V_{go} , V_g , R_p , $R_i...$), mais généralement avec beaucoup d'incertitude, en raison de l'imprécision sur ces données.

Régime surexcité.

4.435.4. — Nous avons dit que la condition $\gamma \geq 1$, bien que relativement exceptionnelle, pouvait être consentie, moyennant une perte d'énergie considérable sur la grille.

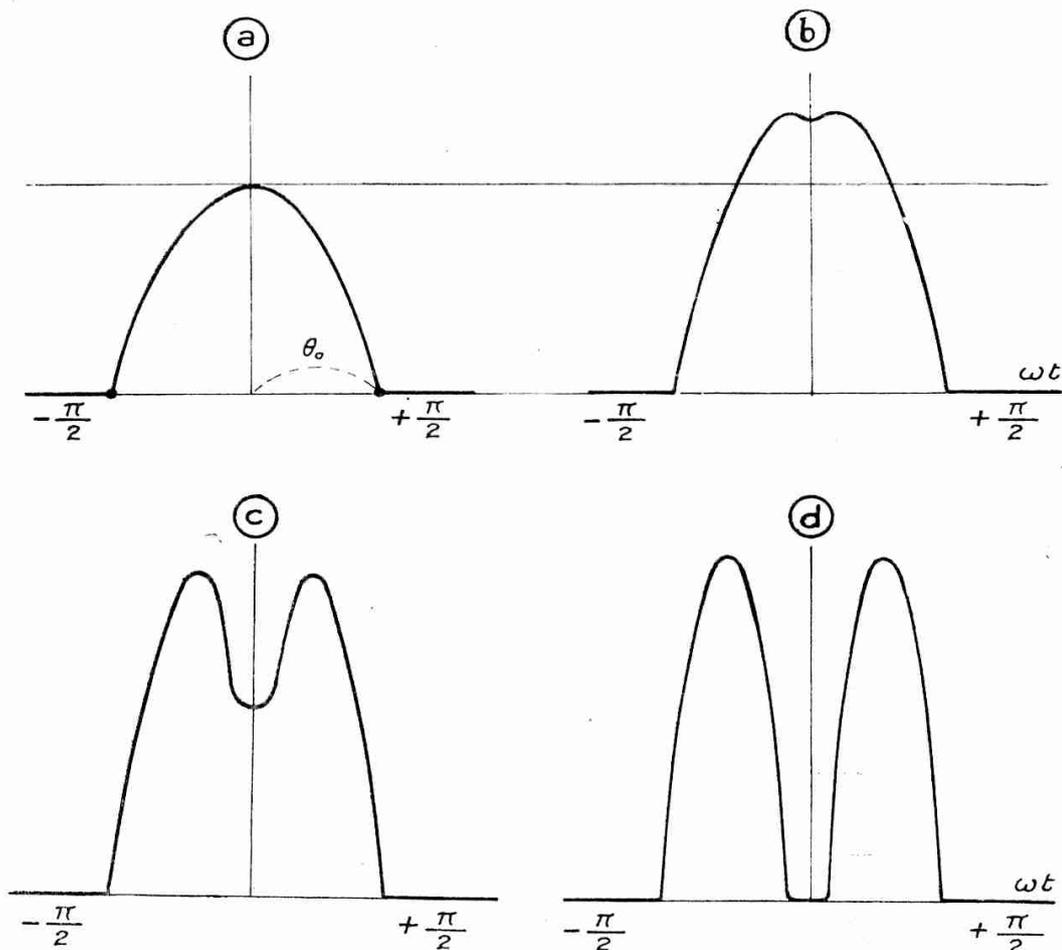


Fig. 42. — Formes du courant-plaque en régime « surexcité ».

Il faut bien voir, toutefois, que le passage d'un courant intense, dans la grille, pendant un petit intervalle autour de l'instant $t = 0$, n'est pas sans provoquer une diminution correspondante du courant de plaque ; celui-ci est donc déformé ; le sommet de l'alter-

nance est d'abord rogné, puis creusé plus ou moins profondément : formes a, b, c, d successives de la figure 42.

Cette déformation crée des harmoniques importants, et l'on peut être inquiet des approximations faites aux paragraphes précédents, en particulier en ce qui concerne le rendement, à cause du facteur $\frac{I_p}{I_{po}} = r$. Cependant, il est facile de voir que ce rapport demeure *voisin de 2* si l'angle de passage θ_0 est petit, quelle que soit la forme du courant-plaque ; en effet, se reportant au calcul des coefficients de la série de Fourier, on voit que :

$$r = \frac{I_p}{I_{po}} = 2 \cdot \frac{\int_{-\pi}^{+\pi} i_p \cos \omega t \cdot d(\omega t)}{\int_{-\pi}^{+\pi} i_p \cdot d(\omega t)}$$

Or, si θ_0 est petit, les intégrales ne sont différentes de zéro que dans le petit intervalle $(-\theta_0, +\theta_0)$ où $\cos \omega t$ est sensiblement égal à l'unité. Les deux intégrales du numérateur et du dénominateur sont donc presque égales, quelle que soit la forme de la fonction i_p .

Donc, si l'on force l'excitation de grille de manière à ce que γ atteigne et dépasse l'unité, il ne se produit (contrairement à ce que l'on aurait pu craindre), ni saturation, ni solution de continuité d'aucune sorte : la puissance utile continue à croître et le rendement reste bon ; le seul défaut est l'accroissement de la puissance dissipée sur la grille et l'échauffement de celle-ci, qui imposera finalement un terme à l'opération.

Limitation par échauffement de la plaque.

4.435.5. — L'énergie W_d dissipée sur la plaque s'y transforme en chaleur et nous avons vu (§ 4.123.2) les limitations résultantes. Le constructeur indique, pour chaque type de lampe, *le maximum de dissipation* admissible : c'est une limite *absolue*, qu'on ne peut dépasser sans compromettre la vie du tube.

Il est facile d'incorporer cette nouvelle restriction fondamentale au calcul précédent, puisque les courbes de droite, figure 40, nous donnent W_d en fonction de $\frac{R_p}{R_i}$, de γ et du facteur $\frac{V_{po}}{R_i}$.

Ayant par exemple une première approximation de V_{po} , on en déduira la valeur du coefficient w_d qui donnerait la dissipation limite ; on la portera en ordonnées, et on verra aussitôt quelles valeurs de $\gamma\mu$ et de $\frac{R_p}{R_i}$ peuvent convenir. Se reportant ensuite soit à la partie gauche, soit à la figure 41, on en déduira la puissance utile et le rendement. Si l'ensemble ainsi obtenu ne donne pas

satisfaction, on verra dans quel sens retoucher les paramètres disponibles : R_p , γ , éventuellement V_{p0} , pour améliorer la situation.

Des exemples donnés plus loin éclairciront la méthode ; on verra aussi le cas d'un émetteur modulé ou impulsif.

Limitation provenant du courant de plaque.

4.435.6. — Une dernière limite est enfin de ne pas demander au tube un courant instantané égal à son courant de saturation, ni même trop voisin (pour ne pas pénétrer dans le « coude supérieur » des caractéristiques : par ex. : $i_p = 0,4$ à $0,7 i_s$) (1).

Dans les tubes anciens, à faible émission électronique, cette condition intervenait assez souvent. Dans les tubes modernes, à cathode thoriée ou oxydée, l'émission est généralement surabondante, et la saturation (d'ailleurs peu précise) ne peut limiter la puissance que dans des cas exceptionnels : très faibles valeurs de l'angle de passage θ_0 ou de la durée d'émission, forte surexcitation.

En tout cas, la vérification est facile à faire : le courant instantané maximum i_{pM} étant donné en général par l'équation (50) (sauf en cas de forte surexcitation, où il faut tenir compte de la forme réelle du courant-plaque, 4.435.4, et du courant de grille).

Rendement « interne » et rendement « externe ».

4.435.7. — Pour terminer ces considérations théoriques, introduisons une distinction sur laquelle nous aurons à revenir à propos de l'émission.

Dans ce qui précède, nous avons considéré comme « utile » toute la puissance alternative développée dans le résonateur de plaque. Or, tel n'est pas toujours le cas. Il se peut que ce résonateur soit simplement un intermédiaire, chargé de transmettre l'énergie à un second circuit (d'antenne) ; seule étant vraiment « utile » l'énergie passant dans ce second circuit, soit W_s . Le rendement global « externe » ρ_e est alors le produit du rendement « interne » précédemment calculé du tube — soit ρ_i — par le rendement du système des deux circuits couplés — soit ρ_M .

Or, la théorie des circuits couplés a montré que la présence d'un secondaire accordé, de résistance R_2 , couplé par la mutuelle M , ramène dans le primaire la résistance apparente supplémentaire :

$$R_s = \frac{M^2 \Omega^2}{R_2} \quad \text{posons } = x \cdot R_1$$

(1) Si le courant de saturation n'est pas indiqué, on conseille parfois que la somme des courants plaque et grille maximums ne dépasse pas 4 fois le courant cathodique « normal ».

et que le rendement de l'ensemble des deux circuits est :

$$\varrho_M = \frac{\frac{M^2 \Omega^2}{R_2}}{R_1 + \frac{M^2 \Omega^2}{R_2}} = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{x}}$$

L'adjonction de cette résistance supplémentaire en série a pour effet de diminuer l'impédance-bouchon du circuit de plaque, qui va tomber de la valeur :

$$R_o = \frac{L^2 \Omega^2}{R_1} \quad \text{à} \quad R_p = \frac{L^2 \Omega^2}{R_1 + R_s} = R_o \frac{1}{1 + x}$$

et par suite, le rendement « interne » du tube, d'après (61), sera :

$$\rho_i = \frac{r}{2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R'_i}{R_p}} = \frac{r}{2} \times \frac{1}{1 + \frac{R'_i}{R_o} (1 + x)}$$

Le rendement global du système (tube + transformateur de sortie) sera donc :

$$\varrho = \rho_i \times \varrho_M = \frac{r}{2} \frac{R_o}{\left[R_o + R'_i (1 + x) \left(1 + \frac{1}{x} \right) \right]}$$

Le dénominateur s'écrit :

$$R_o + 2R'_i + R'_i \cdot x + \frac{R_o + R'_i}{x}$$

mais, comme le circuit-plaque est choisi très peu amorti on a $R_o \geq R'_i$ et le facteur variant avec x est sensiblement :

$$R'_i \cdot x + \frac{R_o}{x}$$

qui passe manifestement par un minimum pour $x = \sqrt{\frac{R_o}{R'_i}}$ et vaut

$$\text{alors } \sqrt{2R_o \cdot R'_i}, \text{ d'où : } (69) \quad \varrho_{\text{MAX}} = \frac{r}{2} \times \frac{1}{1 + 2\sqrt{\frac{R'_i}{R_o}}}$$

expression qui remplace donc (61) quand on suppose le circuit de plaque, (ayant à vide l'impédance R_o) couplé *au mieux* avec la charge.

Elle confirme l'intérêt d'avoir un résonateur-plaque à haute impédance (R_o grand) et des tubes à faible résistance interne apparente (R_i petit, γ et μ grands).

Lampe en régime modulé ou impulsif.

4.435.8. — Dans le calcul précédent, nous avons supposé le régime établi d'une façon permanente : V_{po} , V_g , V_{g0} ... constants. La puissance dissipée sur la plaque est alors constante, elle aussi, et c'est à l'échauffement correspondant que s'applique la limitation imposée par le constructeur.

C'est par exemple, le cas des émetteurs à modulation de fréquence, dans lesquels l'amplitude ne varie pas. Il est également prudent de calculer ainsi les émetteurs télégraphiques à manipulation manuelle, bien qu'en fait, l'émission n'y soit pas continue, mais formée de points et de traits séparés par des intervalles. La puissance moyenne utile et dissipée se trouve moindre. Cependant, comme l'opérateur peut laisser le manipulateur baissé pendant un long trait, au cours duquel la plaque prendra sa température de régime, il faut bien que le tube puisse le supporter.

Par contre, il existe d'autres types de trafic, dans lesquels on est certain que la puissance maximum n'est atteinte que pendant une fraction plus ou moins faible du temps. Par exemple, en téléphonie par modulation d'amplitude, avec le taux m , l'amplitude porteuse étant V_o , on atteindra, au cours du cycle de modulation, l'amplitude $(1 + m) V_o$; et c'est naturellement pour cette valeur de crête que le fonctionnement devra être prévu. Toutefois, comme, au cours du même cycle, l'amplitude tombe aussi à $(1 - m) V_o$ les puissances utiles et dissipées ne croissent pas comme $(1 + m)^2$; on démontre (Voir Cours Emission et Radiodiffusion) que leur augmentation est seulement comme $\left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$. On aura donc le droit, en calculant le fonctionnement en crête, de réduire la puissance moyenne dissipée W_a dans le rapport :

$$\frac{1 + \frac{m^2}{2}}{(1 + m)^2} \quad \text{c'est-à-dire } \frac{3}{8} \text{ si } m = 1.$$

En téléphonie, télégraphie multiplex par impulsions, et en détection électromagnétique, le principe est poussé encore beaucoup plus loin. La tension-plaque n'est appliquée que pendant une fraction très courte t , de la période de répétition T ; par exemple $t = 1$ à 10 microsecondes, $T = 1/50$ à $1/1000$ de seconde. Le temps effectif de travail (« duty cycle ») est donc extrêmement réduit : 0,01 à 0,00005. Comme l'inertie calorifique de la plaque est large-

ment suffisante pour « intégrer » ces variations, c'est encore seulement une énergie moyenne dissipée, énormément plus petite que l'énergie de crête, qu'il convient de prendre en considération. D'où, en surchargeant le tube, c'est-à-dire en augmentant les tensions et les courants dans une grande proportion (tant que d'autres limites n'interviennent pas), la possibilité d'obtenir des puissances-crête surprenantes avant d'être arrêté par la dissipation sur la plaque. Nous y reviendrons au § 4.437.3.

Etude graphique du fonctionnement.

4.436. — La méthode algébrique précédente, ou d'autres analogues, permettent une première estimation des paramètres de fonctionnement d'une lampe, connaissant seulement ses constantes μ , R_i , W_d . — On verra plus loin, sur des exemples, l'approximation obtenue : toujours intéressante pour dégrossir les problèmes, elle peut être pourtant insuffisante, car, après tout, ses hypothèses de départ (caractéristiques anguleuses, μ et R_i constants...) ne sont que des simplifications d'un état de choses très complexe. — Si l'on veut une précision plus grande — notamment pour évaluer la distorsion — il faut évidemment travailler sur le réseau même des caractéristiques.

On portera sur le réseau le point moyen et la variation de tension grille, estimés par le calcul précédent ; on verra, suivant la charge R_p , les variations du courant et de la tension plaque, et on en déduira de nouvelles valeurs plus exactes de puissance, ainsi que la distorsion. Si ces valeurs ne conviennent pas au problème, il faudra tâtonner en modifiant certains éléments.

Comme d'ailleurs les données imposées peuvent dépendre des cas, il ne faut pas chercher une méthode optimum universelle. Nous nous bornons à quelques indications faciles à adapter. Nous opérerons sur le réseau i_p , v_p , de beaucoup le plus commode, en raison du rôle du circuit-plaque.

Etude graphique de la classe A.

4.436.1. — Sur le réseau (fig. 43, à gauche) marquons le point moyen M défini par :

l'abscisse V_{po} égale à la tension-plaque normale ;

l'ordonnée $I_{po} = \frac{W_d}{V_{po}}$.

Ce point correspond à la dissipation-limite sur la plaque en l'absence de signal appliqué, que le tube doit pouvoir supporter. Cette dissipation est représentée par l'aire du rectangle $OmMM'$ (et le lieu des points M pour une dissipation W_d donnée, est l'hyperbole $x \cdot y = V_{po} \cdot I_{po} = W_d$) (marquée H_d).

Classe A

Classe B

$R_p = \text{résistance}$

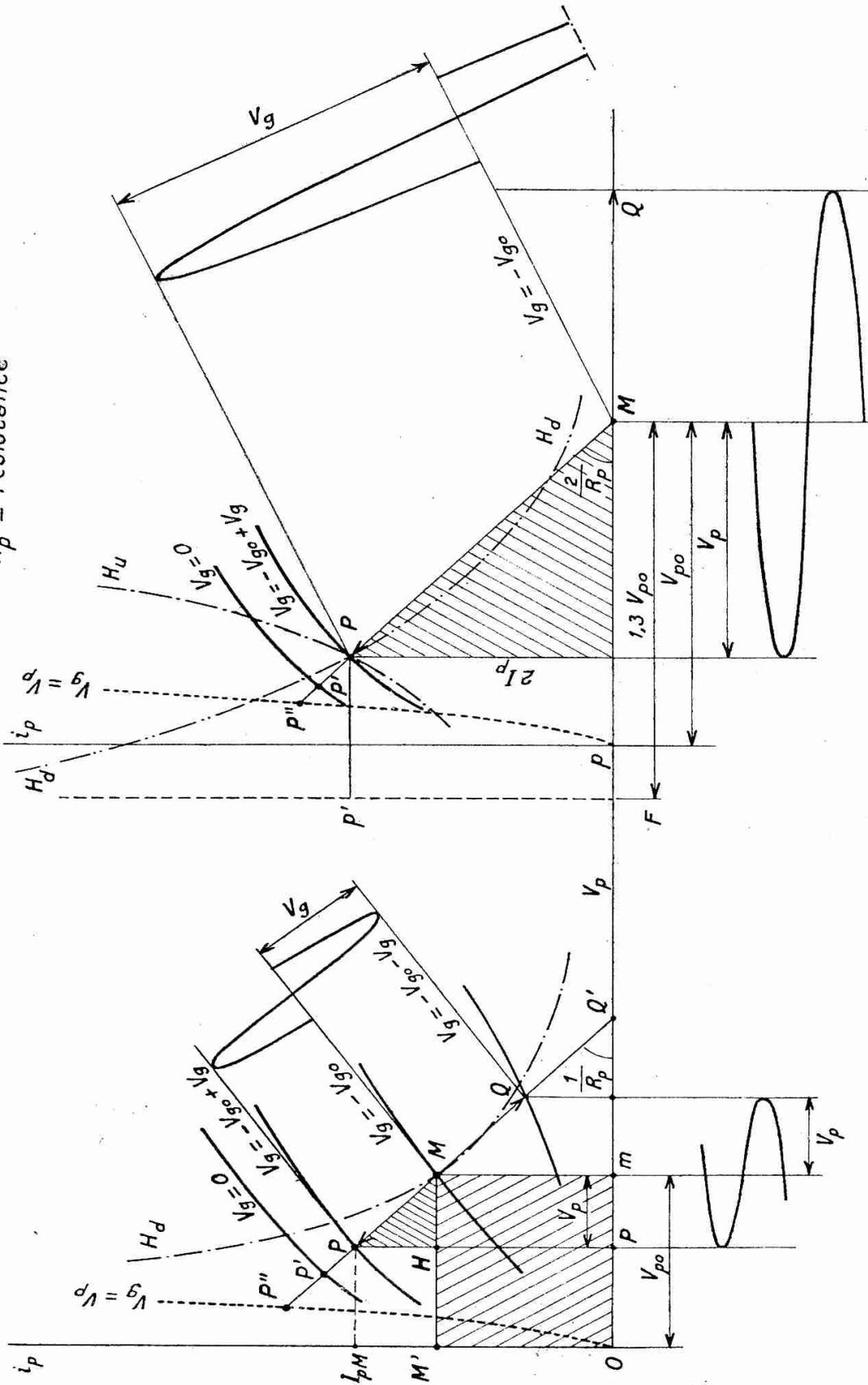


Fig. 43. — Etude graphique du fonctionnement.

N. B. -- (Au lieu du point p lire O et reporter p à l'abscisse de P).

La cote de la caractéristique passant par M définit la polarisation de grille — V_{g0} .

Autour de ce point, l'oscillation amplifiée se manifeste par des variations simultanées $V_g \cos \omega t$, $I_p \cos \omega t$, — $V_p \cdot \cos \omega t$; connaissant la résistance de charge $R_p = \frac{V_p}{I_i}$ nous connaissons la droite PMQ, de pente — $1/R_p$, sur laquelle se déplace le point figuratif.

Si l'excitation de grille est donnée, V_g , l'excursion de ce point est limitée par les intersections P, Q, de cette droite, avec les caractéristiques cotées $V_g = -V_{g0} + V_g$ et $v_g = -V_{g0} - V_g$.

Si elle n'est pas donnée, on peut avoir pour limites :

— en haut (valeur i_{pM} du courant) :

le point P', intersection avec la caractéristique $v_g = 0$, si l'on ne veut pas que la grille débite (condition précédente $\gamma = 0$),

le point P'', intersection avec la courbe $v_g = v_p$ (1) si l'on admet que la tension maximum de grille peut égaler celle minimum de plaque ($\gamma = 1$) ou un point intermédiaire ($0 < \gamma < 1$),

— en bas, la limite évidente de l'axe Ov_p , point Q', ou, pour éviter une distorsion certaine, un point un peu plus élevé.

Celle de ces limites, qui est la plus voisine de M, jouera effectivement, et donne la valeur admissible de V_p ; sur la figure on a admis que c'était P, d'où $V_p = mp$.

La puissance utile W_u est alors proportionnelle à l'aire du triangle MPH $= \frac{V_p I_p}{2}$.

Il est facile de voir les variations de cette puissance par la déformation du triangle, suivant que l'on place différemment les limites P, P', P'', Q'... etc, ou que l'on fait tourner la droite de charge autour de M, (c'est-à-dire que l'on change R_p). On retrouve ainsi les principaux résultats du § 4.431 et cela constitue un excellent exercice.

L'hypothèse fondamentale de la « classe A » étant que les caractéristiques sont rectilignes, parallèles, équidistantes, dans la région parcourue PQ, on voit tout de suite dans quelle mesure c'est vrai. Si les points P ou Q pénètrent dans des régions où les caractéristiques se resserrent ou s'écartent, c'est que la courbure intervient, et l'on est en classe A'. Il est intéressant de mesurer la distorsion correspondante ; c'est l'objet du paragraphe suivant.

Etude graphique du régime A' ou AB.

4.436.2. — Le graphique, dans ce cas, ne diffère pas essentiellement du précédent. Mais, au lieu de parcourir seulement une région où les caractéristiques (i_i , v_p) sont sensiblement rectilignes,

(1) Ou ayant pour abscisses la tension de déchet v_D .

parallèles et équidistantes, le point de fonctionnement, décrivant le segment PQ, pourra couper des caractéristiques de plus en plus coudées et resserrées, en particulier vers le bas.

Nous avons vu au § 4.434 les formules qui donnent la distorsion en fonction des coefficients $\alpha, \beta, \gamma...$ ou a, b, c , de l'équation caractéristique, développée en puissances croissantes de la tension composée.

Ces formules ne sont pas très compliquées ; mais pour les utiliser, il faut, au préalable, calculer ces coefficients le mieux possible à partir du réseau réel dans la région considérée, ce qui est fastidieux. On a donc recherché des solutions graphiques traduisant ces formules et permettant d'obtenir directement les coefficients de distorsion en fonction de la courbe des valeurs de i_p , telle qu'on peut la tracer point par point sur le réseau.

Voici, par exemple, une élégante solution de A. Bloch (1) : déterminons sur le réseau les cinq points remarquables définis dans le tableau ci-après et dont les ordonnées sont inscrites dans la dernière colonne, en admettant toujours l'approximation de l'équation (23).

POINTS REMARQUABLES POUR DÉTERMINER LA DISTORSION

POINT	VALEUR DE (i_p)	DÉFINIS SUR LE RÉSEAU PAR LA VALEUR	
		$\omega t =$	$i_p =$
P	i_p	0	$-V_{g0} + V_g$
D	i_D	$\pi/3$	$-V_{g0} + V_g/2$
M	i_M	$\frac{\pi}{2}$	$-V_{g0}$
E	i_E	$2\pi/3$	$-V_{g0} - V_g/2$
Q	i_Q	π	$-V_{g0} - V_g$

d'après l'équation (23)

$w =$		$i_p =$
W	$i_p = i_0 + aW + bW^2 + cW^3$	
$-\frac{W}{2}$	$i_D = i_0 + \frac{aW}{2} + \frac{bW^2}{4} - \frac{cW^3}{8}$	
0	$i_M = i_0$	
$-\frac{W}{2}$	$i_E = i_0 - \frac{aW}{2} + \frac{bW^2}{4} - \frac{cW^3}{8}$	
$-W$	$i_Q = i_0 - aW + bW^2 + cW^3$	

(1) BLOCH, *Wireless Engineer*, décembre 1939, p. 592-596. La méthode originale s'applique jusqu'au terme du 4^e degré et à l'harmonique 4 ; et naturellement aussi au réseau (i_p, v_g) si on le préfère à celui (i_p, v_p).

Ces points sont portés sur la figure 45 : P, M et Q comme au paragraphe précédent ⁽¹⁾, D et E comme intersections de la droite de charge et des caractéristiques cotées $v_g = V_{g0} \pm \frac{V_g}{2}$.

Ceci fait, il suffit de combiner adroitement les ordonnées de ces points pour obtenir les coefficients de l'équation (24), c'est-à-dire les termes de distorsion dus à la courbure.

1° Prenons F milieu de PD, G milieu de EQ. La différence de leurs ordonnées sera :

$$\begin{aligned} fg &= i_F - i_G = \frac{i_P + i_D}{2} - \frac{i_E + i_Q}{2} \\ &= \frac{1}{2} \left[2aW + 2cW^3 + 2 \frac{aW}{2} + 2 \frac{cW^3}{8} \right] = \frac{3}{2} \left[a + \frac{3}{4} cW^2 \right] W. \end{aligned}$$

Comparant avec (24) on voit que ceci donne le terme fondamental (en ωt) du courant-plaque déformé :

$$I_{p1} = \frac{2}{3} fg$$

(d'ailleurs voisin de $\frac{i_P - i_Q}{2} = aW$).

2° Soit H le milieu de PQ. Son ordonnée est :

$$i_H = \frac{i_P + i_Q}{2} = i_0 + bW^2.$$

L'ordonnée de M étant i_0 , la différence $i_H - i_M = bW^2$; d'après (24), l'amplitude de l'harmonique 2 sera :

$$I_{p2} = \frac{1}{2} hm \text{ (positif si } i_H > i_M, \text{ négatif si } i_M > i_H).$$

3° Prenons K milieu de PM et L milieu de MQ :

$$i_K = \frac{1}{2} (2i_0 + aW + bW^2 + cW^3)$$

$$i_L = \frac{1}{2} (2i_0 - aW + bW^2 - cW^3).$$

Les différences d'ordonnées KD et LE seront :

$$\left. \begin{aligned} kd &= i_K - i_D = \frac{bW^2}{2} + \frac{3}{8} cW^3 \\ le &= i_L - i_E = \frac{bW^2}{2} - \frac{3}{8} cW^3 \end{aligned} \right\} \text{ donc : } kd - le = \frac{3}{4} cW^3$$

(1) Sauf cependant que M représente seulement le « point de repos » pour $V_g = 0$, avec $v_p = V_{p0}$ et $i_p = i_0$. Mais le point « moyen » de fonctionnement correspond à un courant $i_p = I_{p0}$ supérieur (éq. 24).

Fig. 44. — Mesure graphique de la distorsion.

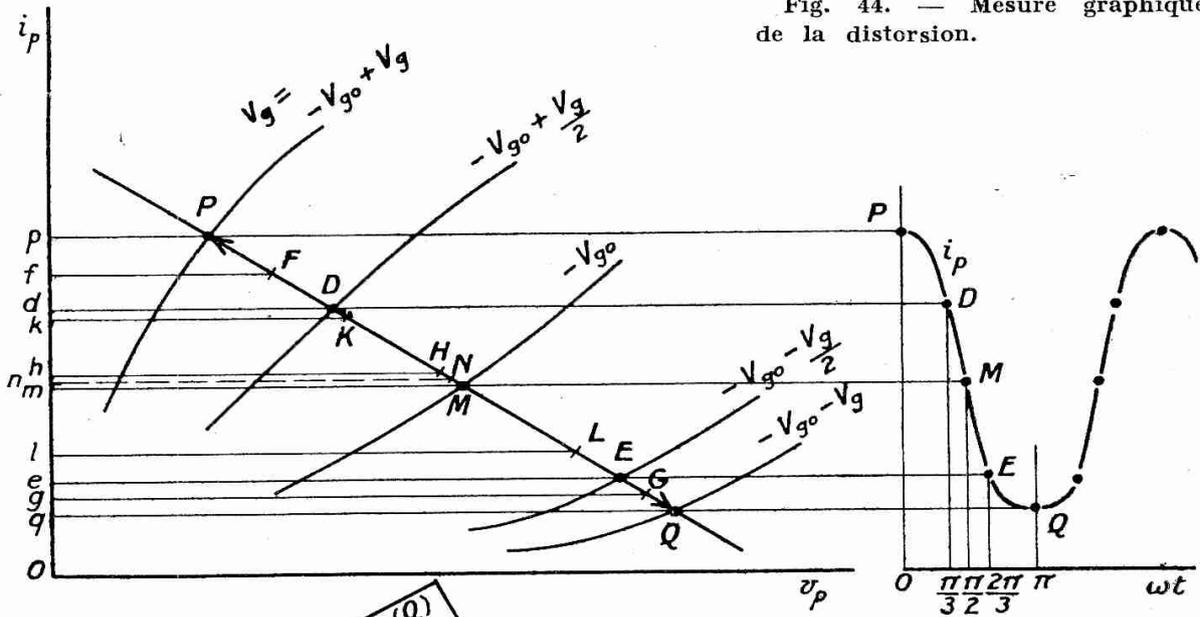
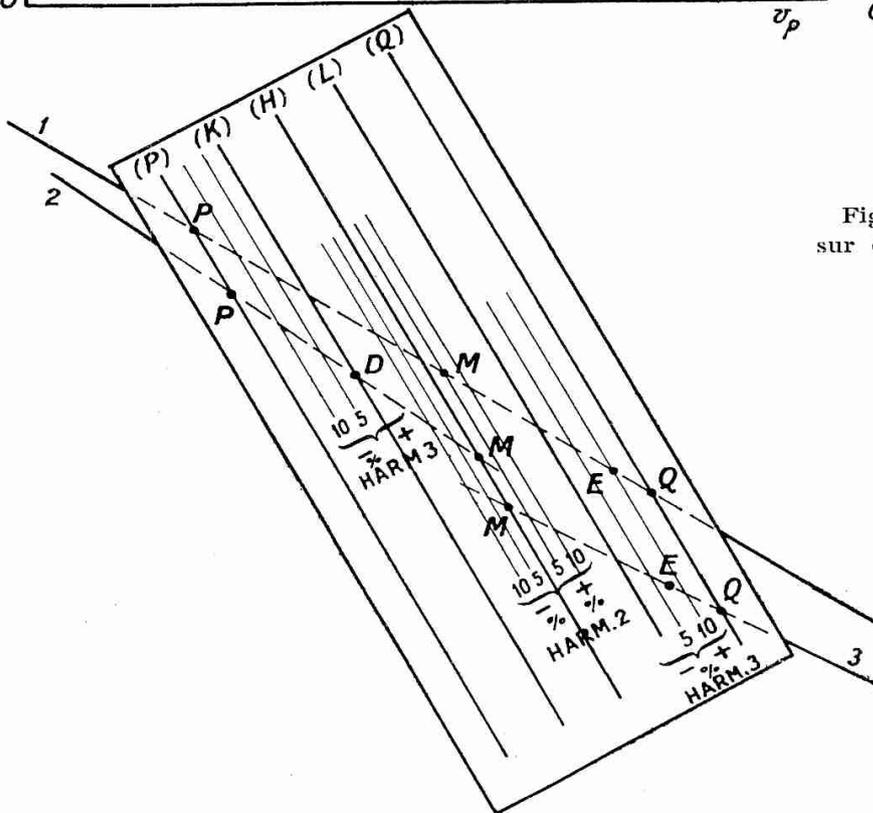


Fig. 45. — Lecture directe sur calque.



Légende de la figure 44. La tension-grille étant $v_g = -V_{g0} + V_g \cos \omega t$, marquer sur le réseau les points correspondant aux valeurs :

$$v_g = \frac{P}{(-V_{g0} + V_g)} \quad \frac{D}{(-V_{g0} + V_g/2)} \quad \frac{M}{(-V_{g0})} \quad \frac{E}{-V_{g0} - \frac{V_g}{2}} \quad \frac{Q}{(-V_{g0} - V_g)}$$

1° Faire glisser le calque gradué de manière que les lignes extrêmes, graduées (P) et (Q), passent par les points P et Q (position 1). La position du point M par rapport à la graduation (H) donne le taux d'harmonique 2 : par ex. $h_2 = +5\%$.

2° Faire glisser ensuite de manière à ce que les lignes (P) et (M) passent par les points P et M (position 2). La position du point D par rapport à la graduation (K) donne un premier coefficient, avec son signe : par ex. $h'_2 = -1\%$.

3° Déplacer encore pour que les lignes (M) et (Q) passent par les points M et Q (pos. 3). La position de E par rapport à la graduation (L) donne un second coefficient avec son signe : $h''_2 = +8\%$.

Le taux d'harmonique 3 est la différence $h_3 = h'_3 - h''_3$; par ex. 9% .

donc, d'après (24) l'harmonique 3 a l'amplitude :

$$I_{p3} = \frac{1}{3} (kd - le)$$

chaque terme avec son signe

$$\begin{aligned} &+ \text{ si } i_K > i_D && i_i > i_E \\ &- \text{ si } i_D > i_K && i_E > i_i. \end{aligned}$$

4° Enfin, le milieu N de HM a pour ordonnée :

$$i_N = \frac{i_M + i_H}{2} = i_o + \frac{bW^2}{2}$$

d'après (24) c'est le courant moyen rectifié (d'ailleurs voisin de i_o) :

$$I_{p0} = n.$$

5° Il arrive souvent que l'on désire se contenter d'inspecter sommairement les taux d'harmoniques :

$$h_2 = \frac{I_{p2}}{I_{p1}} \quad \text{et} \quad h_3 = \frac{I_{p3}}{I_{p1}} \text{ supposés faibles } (< 10 \%).$$

Alors on peut confondre le terme fondamental I_{p1} avec $\frac{PQ}{2}$ et, puisqu'il s'agit de rapports, on peut les lire directement sur la droite PQ sans rabattre sur l'axe des ordonnées :

$$h_2 = \frac{HM}{PQ} \quad h_3 = \frac{2}{3} \frac{KD - EL}{PQ}$$

(signes + si $H > M$, $K > D$, $L > E$).

On peut fabriquer pour ces lectures un calque (fig. 45) de 5 traits parallèles que l'on fait glisser sur le graphique de manière à ce que les traits extrêmes passent par P et Q ; les intermédiaires donnent alors les points D, M, L et les petits traits gradués donnent h_i et h_3 . Sur la figure 45, on lit par ex.

$$h_2 = + 5 \% \quad h_3 = (-1) - (+8) = - 9 \%$$

6° Des facteurs h_2 et h_3 on déduit facilement les autres défauts dus à la courbure ; par ex., d'après le § 4.434.4 le *taux de ronflement* est $\frac{b}{2a} W = 4h_2$; d'après le § 4.434.6, le *taux d'intermodulation* se calcule avec : $\frac{c}{a} W^2 = 4h_3$.

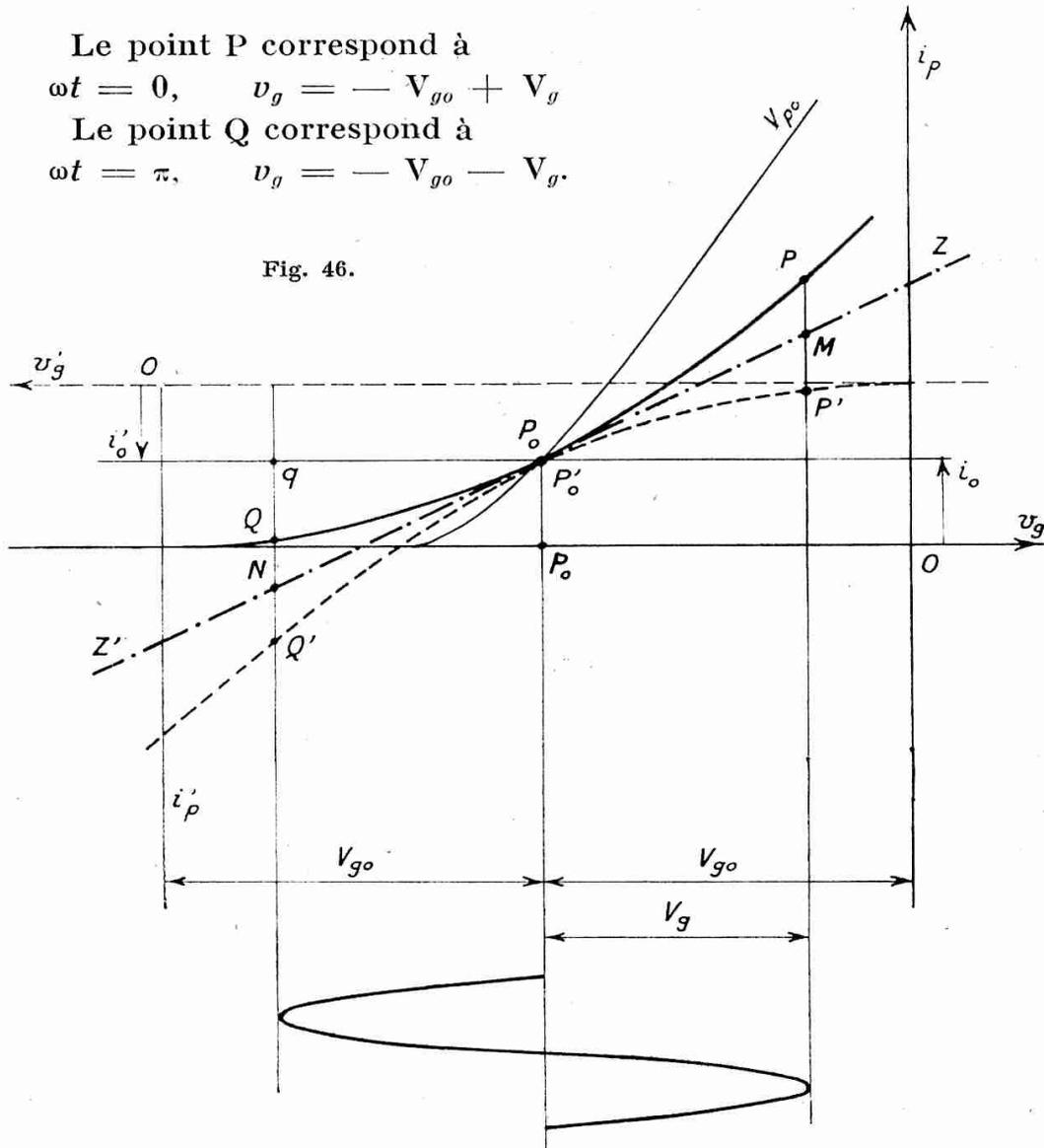
Etude graphique du montage symétrique.

4.436.3. — La correction de courbure obtenue par montage symétrique (§ 4.434.8) peut être représentée et précisée graphiquement.

Sur le réseau (i_p, v_g) (fig. 46) reportons le point de repos P_o , abscisse $-V_{go}$, ordonnée i_o de la caractéristique graduée V_{p0} ainsi que la courbe PP_oQ , lieu des points de fonctionnement sur la résistance de charge R_p .

Le point P correspond à
 $\omega t = 0, \quad v_g = -V_{go} + V_g$
 Le point Q correspond à
 $\omega t = \pi, \quad v_g = -V_{go} - V_g$.

Fig. 46.



Dans la mesure où cette courbe PP_oQ diffère d'une droite, les variations alternatives correspondantes

$$pP = i_p - i_o \quad qQ = i_p - i_o$$

ne sont *pas* proportionnelles à V_g : c'est le défaut à corriger.

Pour tenir compte de la 2^e lampe, montée symétriquement, superposons (fig. 46, pointillé) le même graphique (i_p, v_g) renversé et décalé, de manière à ce que les signes de i'_p et v_g soient changés, mais que P'_o coïncide avec P_o (forcément au milieu de OO').

Pour $\omega t = 0$ ou π on obtient alors les points P' et Q'; avec $i'_p = p'P' = i_o - pP'$ ou $= i_o - qQ'$, soient M et N les milieux de PP' et QQ', on a pour le courant total agissant sur le primaire du transformateur : (pour $\omega t = 0$)

$$i = i_p - i'_p = i_o + pP - i_o + pP' = (pP + pP') = 2pM$$

ou, pour $\omega t = \pi$, $i = 2qN$.

La courbe ZZ', lieu des points MN milieux de PP' QQ' fournit donc le *courant utile* ; or, elle se *rapproche beaucoup d'une droite*, parce que *la montée trop rapide de P est compensée par celle moins rapide de P'*.

Cette compensation n'est d'ailleurs rigoureuse, d'après le calcul, que si les deux courbes sont des paraboles. En fait, on peut rechercher par tâtonnement (en faisant glisser les deux réseaux l'un sur l'autre) quel est le *meilleur point initial* P_oP'_o, c'est-à-dire celui à partir duquel le déplacement MN est rectiligne sur la plus grande étendue.

Etude graphique du régime « B ».

4.436.4. — Soit maintenant le cas du régime B (qui peut être symétrique, mais nous ne considérons qu'une seule lampe).

Le point moyen du fonctionnement (fig. 43 à droite), est à l'intersection M de la caractéristique cotée $v_g = -V_{go}$, avec l'axe des v_p : c'est l'hypothèse fondamentale de la « classe B », on a $i_p = 0$ pour $\cos \omega t = 0$; l'abscisse de ce point est $OM = V_{po}$.

A partir de là, le point figuratif excursionne :

— tantôt à droite, MQ (sur l'axe même, puisque pour $v_p < -V_{go}$ on a $i_p = 0$),

— tantôt à gauche, sur la droite MP définie par les équations (36) et (40), c'est-à-dire de pente $-2/R_p$ (1).

(1) En effet d'après (36) : $v_p = V_{po} - V_p \cos \omega t$

$$\text{donc } \frac{dv_p}{d(\omega t)} = + V_p \sin \omega t$$

d'autre part, d'après (40) : $i_p = \frac{\mu V_g - V_p}{R_i} (\cos \omega t - \cos \theta_o)$

$$\text{donc } \frac{di_p}{d(\omega t)} = \frac{\mu V_g - V_p}{R_i} (-\sin \omega t).$$

Or la pente de la droite MP est $\alpha = \frac{di_p}{dv_p}$, c'est-à-dire $\frac{di_p}{d(\omega t)} : \frac{d(v_p)}{d(\omega t)}$; d'après les valeurs ci-dessus de ces dérivées on a donc :

$$\alpha = \frac{\mu V_g - V_p}{R_i} \times \frac{-1}{V_p} = \frac{-1}{R_i} \left(\frac{\mu V_g}{V_p} - 1 \right)$$

le rapport $\frac{V_p}{V_g}$ est le gain en tension donné par (47) ; en substituant cette valeur il reste :

$$\alpha = -\frac{1}{R_i} \left(1 + \frac{y R_i}{R_p} - 1 \right) = -\frac{y}{R_p}$$

c'est-à-dire en classe B ($y = 2$), $\alpha = -\frac{2}{R_p}$.

Comme précédemment, le point maximum atteint, i_p sera déterminé, ou bien par la caractéristique $v_g = -V_{g0} + V_g$, si V_g est donné (point P) ; ou bien, si V_g est arbitraire, par l'intersection P' avec la courbe $v_g = 0$, ou encore par P'' intersection avec $v_g = v_p$, suivant que l'on a interdit, ou que l'on tolère, un débit-grille.

Comme, d'après la série de Fourier, la composante fondamentale du courant-plaque est seulement $I_p = 0.5 i_{pM}$, l'ordonnée pP vaut $2 I_p$ et par suite l'abscisse Mp vaut V_p .

L'aire du triangle PpM = $V_p \cdot I_p$ vaut donc le double de la puissance utile W_u , fournie par un seul tube (donc représente celle fournie par le montage symétrique au total) ; le lieu des points P correspondant à la même puissance W_u est donc une hyperbole H_u d'axes $Mx' My'$.

La puissance dissipée sur la plaque peut s'écrire :

$$W_d = V_{p0} I_{p0} - W_u = V_{p0} \cdot \frac{I_{p0}^2}{I_p} \cdot I_p - \frac{1}{2} V_p I_p = \frac{1}{4} (2 I_p) (1,3 V_{p0} - V_p)$$

proportionnelle à l'aire du rectangle PpFp' en appelant F le point d'abscisse $OF = OM - 1,3 V_{p0}$. Le lieu des points $W_d = C^{te}$ est donc une hyperbole H_d , d'axes Fx, Fy .

Le choix exact du point de polarisation en tenant compte de la courbure progressive de la caractéristique, l'étude de la distorsion, se feraient comme précédemment pour la classe A'.

Etude graphique du régime « C ».

4.436.5. — La différence avec le régime B est que le point de fonctionnement est sur l'axe des v_p , non seulement à droite du point moyen M, mais encore à gauche, sur une partie de son trajet, jusqu'au point D où $\omega t = \theta_0$ (fig. 47) (éq. 52) ; à gauche de D, il en décolle et s'élève sur la droite EDP de pente $-\frac{y}{R_p}$ (d'après note du § précédent) et passant (pour $\cos \omega t = 0$) par le point E, d'abscisse V_{p0} et d'ordonnée $-\frac{\mu V_g - V_p}{R_i} \cos \theta_0$, c'est-à-dire $\frac{V_0}{R_i}$ (on se rappelle que V_0 est négatif).

Le point extrême P atteint étant, comme précédemment, ou bien l'intersection avec la caractéristique $v_g = 0$, ou bien, plus fréquemment, avec $v_g = v_p$ (pleine excitation).

En fait, bien entendu, la courbure progressive des caractéristiques arrondit quelque peu le contour PDMQ.

(Si même il y a surexcitation, il y a rebroussement aux environs de P et diminution de i_p ; voir oscillogrammes relevés par Dufour et Mesny, *Onde électrique*, novembre-décembre 1923).

Le maximum $i_p M$, atteint à l'instant $\omega t = 0$, a dans tous les cas, pour abscisse $V_{p0} - V_p$ (d'après (36) et pour ordonnée $M \cdot I_p$ (d'après

(50-51), la droite joignant ce point au point moyen M a donc pour pente $-\frac{M}{R_p}$: ce qui permet, connaissant V_{po} , le paramètre M et la résistance de charge R_p , de trouver immédiatement ce point P sans être obligé de tracer la droite DE.

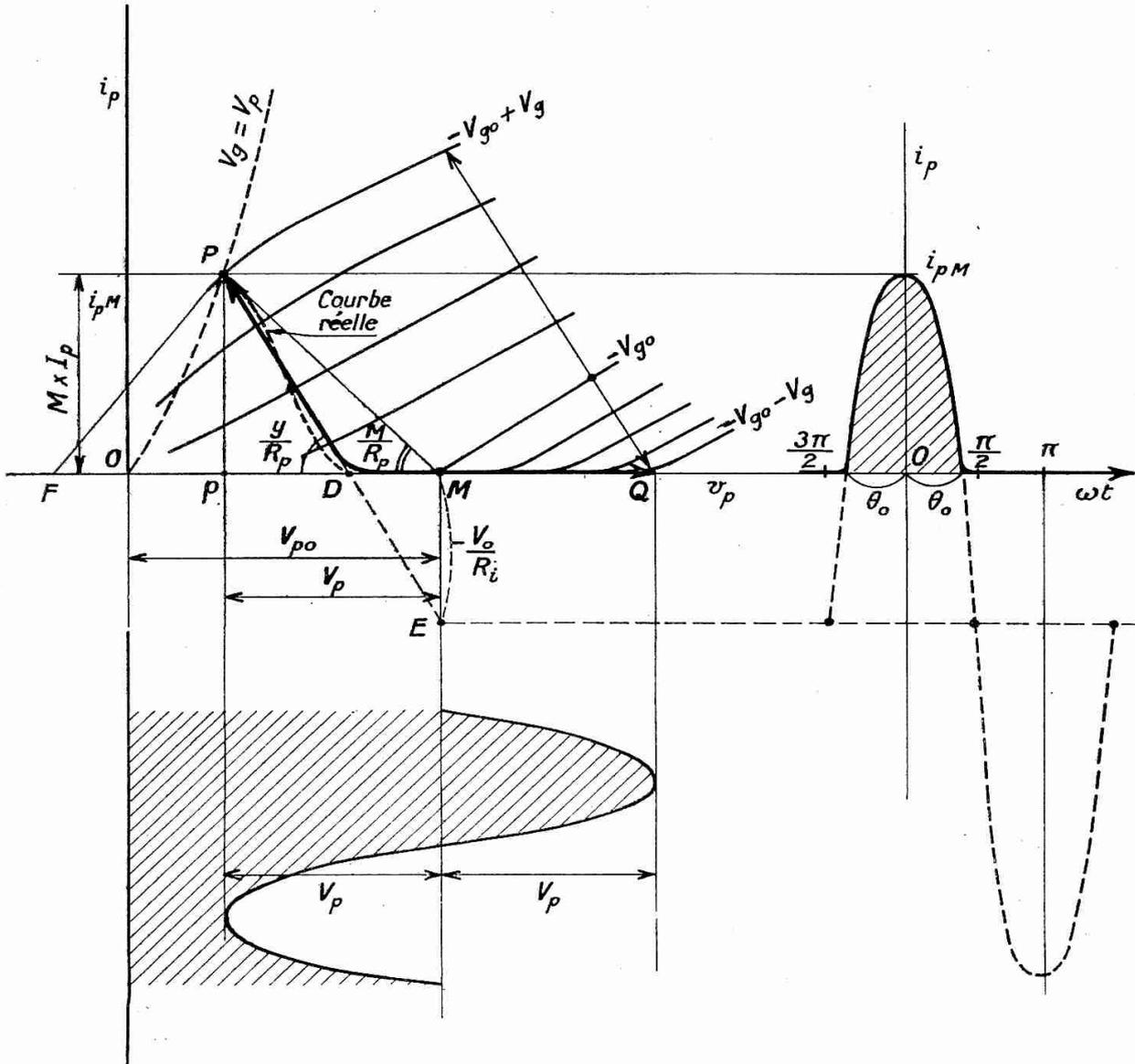


Fig. 47. — Etude graphique de la classe C.

L'aire du triangle PpM est encore proportionnelle à la puissance utile ; celle du triangle PpF à la puissance dissipée (en appelant F le point d'abscisse $-2 \frac{I_{po}}{I_p} V_{po}$). D'où les mêmes « hyperboles », lieux du point P, que la classe B.

Enfin, en changeant les coefficients de pente M et y , on étudie l'influence de l'angle θ_0 .

Applications et Exemples.

4.437. — Les méthodes et formules ci-dessus peuvent être utilisées pour prédéterminer le fonctionnement des lampes, et ceci d'un grand nombre de façons, suivant la nature du problème posé.

On pourra, par exemple, chercher les performances d'un tube donné, en régime donné, sur une charge donnée : amplification, puissance fournie, tension d'excitation nécessaire. Il suffit pour cela de connaître les paramètres caractéristiques R_i , μ , U_0 , puissance dissipée maximum W_d , enfin maximum de tension V_p . C'est seulement pour une étude précise de la distorsion que l'on aurait besoin du réseau complet $i_p = f(v_g, v_p)$.

Le problème peut aussi être posé plus largement : ni le régime, ni la charge R_p n'étant imposés *a priori*, et devant au contraire être choisis pour obtenir le meilleur résultat.

Parfois, il s'agira d'étudier le comportement du tube, non pas seulement au régime maximum, mais dans toute une gamme continue de variation de certaines tensions : V_g , V_{g0} , V_{p0} , représentant une émission modulée (voir EMISSION).

Enfin, il arrive aussi que la question se présente en sens inverse : la puissance utile, la tension-plaque et la résistance de charge étant imposées par des contraintes extérieures, choisir le meilleur tube à employer. Vu le grand nombre de modèles présentés par les constructeurs, il n'est pas rare de trouver plusieurs solutions, dont certaines plus avantageuses que d'autres (surtout si l'on fait intervenir les considérations de sécurité, d'encombrement et de prix). Par exemple, vaut-il mieux une lampe de tel modèle, très poussée, ou la lampe du type supérieur à puissance réduite, ou encore plusieurs lampes en parallèle ? Faut-il remplacer la triode par une pentode ?

La précision et la facilité de ces études peuvent être assez variables, suivant que les constructeurs donnent, dans leurs catalogues, plus ou moins d'informations sur leurs tubes. Certains catalogues fournissent à peine le minimum de données essentielles, avec un semblant de réseau borné à la partie inférieure de trois caractéristiques plaque. D'autres multiplient les chiffres, non seulement quant aux paramètres fondamentaux, mais encore concernant plusieurs « fonctionnements-types » dans chaque « classe », comme s'ils estimaient l'utilisateur incapable de tout effort intellectuel et juste bon pour appliquer brutalement les tensions indiquées — idéal que nous nous refusons à accepter.

Nous pensons que l'emploi des formules ci-dessus sera toujours utile ; d'abord pour comprendre ce que l'on fait, même si c'est

exactement conforme aux prescriptions du catalogue. Ensuite, pour compléter et rectifier, si besoin en est, les renseignements fournis, auxquels il manque toujours quelque chose (la valeur de l'angle θ_0 , en classe C, le courant maximum I_{pM} , l'impédance apparente de grille, et même la résistance de charge R_p, \dots sont très souvent omis, malgré leur intérêt).

Enfin, il ne faut pas oublier que les « fonctionnements-types » prévus sont des compromis, des moyennes, établis de loin par le marchand de lampes, sans savoir exactement les désirs particuliers de l'utilisateur. On a donc généralement avantage à s'en écarter quelque peu, pour augmenter, suivant le cas, la puissance, le rendement, la fidélité ou la sécurité... et c'est évidemment bien plus facile avec les formules approchées ci-dessus. Il peut même se trouver des problèmes où les données « standard » sont à peu près dépourvues de tout intérêt.

Voici quelques exemples :

Triode de faible puissance, classe A.

4.437.1. — Soit la triode R.120 pour étage « de puissance » à la sortie d'un récepteur. Le constructeur indique les valeurs :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Coefficient d'amplification} \dots & \mu = 5,4 \\ \text{Résistance interne} \dots\dots\dots & R_i = 840 \text{ ohms} \\ \text{Puissance dissipée maximum} & W_d \leq 15 \text{ watts} \\ \text{Tension plaque normale} \dots & V_{po} = 250 \text{ volts} \end{array} \right.$$

Pour éviter la distorsion, on la fera fonctionner en classe A, et pour ne pas charger l'étage précédent, on imposera que la grille ne débite pas, donc $\gamma = 0$.

Formons le coefficient de puissance $\frac{V_{po}^2}{R_i} = \frac{250^2}{840} = 75 \text{ W}$.

La dissipation maximum permise étant 15 watts, le coefficient $w_d = \frac{W_d}{V_{po}^2/R_i} = \frac{15}{75} = 0,2$.

Portant cette ordonnée sur le graphique en haut à droite fig. 40 et pour $\gamma = 0$ ($1 + \gamma\mu = 1$) on voit que l'abscisse doit être supérieure à 1,7 ; il faut donc prendre $R_p \geq 1,7 \times 840 = 1\,430$ ohms.

Reportant cette abscisse limite sur le graphique de gauche, on voit qu'elle est désavantageuse, parce que légèrement à gauche du maximum de puissance utile w_u ; il est manifestement préférable de prendre R_p un peu plus élevé ; avec $\frac{R_p}{R_i} = 3$, c'est-à-dire $R_p = 2\,510$ ohms, la puissance utile est très voisine du maximum avec $w_u = 0,06$, et la puissance dissipée diminue à $w_d = 0,15$ environ ; on aura donc :

$$W_u = 0,06 \times 75 = 4,5 \text{ watts}$$

$$W_d = 0,14 \times 75 = 10,5 \text{ watts}$$

le rendement sera donc de $\frac{4,5}{15,0} = 0,30$ (confirmé par la fig. 41).

On en déduit la tension alternative V_p sur la charge R_p :

$$V_p = \sqrt{2 R_p \times W_u} = \sqrt{2 \times 2510 \times 4,5} = 150^v$$

Il reste donc $250 - 150 = 100^v$ de « déchet », ce qui est une marge considérable, mais normale en classe A sans débit grille pour éviter la distorsion.

Le gain de l'étage étant $g = \frac{\mu}{1 + R_i/R_p} = \frac{5,4}{1 + 1/3} = 4,0$ l'excitation nécessaire sur la grille est

$$V_g = \frac{V_p}{g} = \frac{150}{4} = 38^v$$

c'est-à-dire 27 volts efficaces.

Et naturellement, pour que le débit de grille soit nul, il faudra une polarisation (négative) de grille V_{g0} supérieur à V_g .

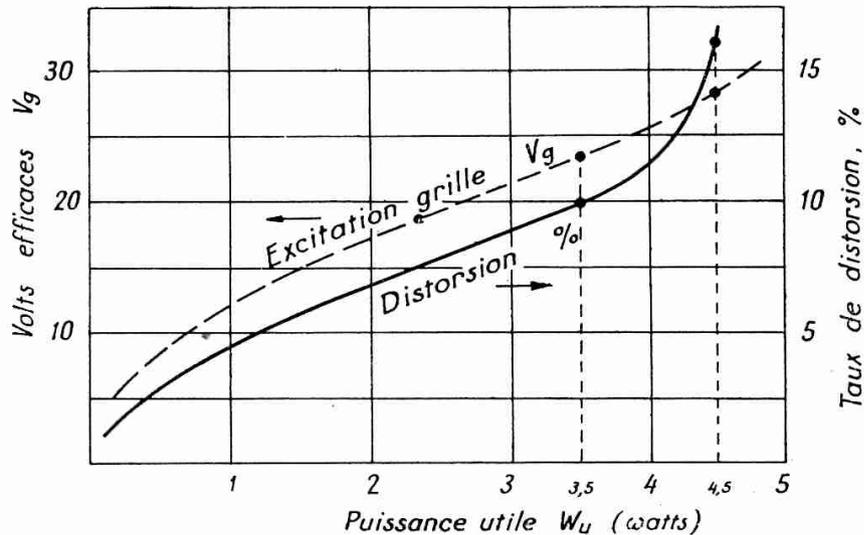


Fig. 48. — Performances d'une triode R 120 (charge 2 500 ohms, tension-plaque 286 volts, polarisation automatique de grille par 600 ohms).

Le constructeur indique pour ce fonctionnement les valeurs expérimentales suivantes :

$$\begin{aligned} R_p &= 2\,500 \text{ ohms,} \\ W_u &= 3,5 \text{ watts,} \\ V_g &= 23,5 \times \sqrt{2} = 33^v, \\ V_{g0} &= 35^v, \end{aligned}$$

mais en garantissant une distorsion inférieure à 10 % ; c'est-à-dire pour un régime un peu moins poussé que le nôtre ; d'après sa courbe (fig. 48), la puissance utile $W_u = 4,5$ watts peut parfaitement être obtenue avec $V_g = 28 \sqrt{2} = 40$ v, mais la distorsion atteint alors 16 %.

Ces résultats sont confirmés par une étude graphique : en reportant sur le réseau des caractéristiques, la droite correspondant à $V_{po} = 250$ v, — $V_{go} = 35$ v, $R_p = 2\,500$ ohms, $V_g = 33$ v, on voit que la distorsion est certainement appréciable, car PM est nettement plus long que MQ ; comme les caractéristiques vont en se rapprochant régulièrement du haut en bas, cela correspond à une courbure du 2^e degré ; on peut préciser le taux de distorsion par la construction du § 4.436.2, et l'on trouve effectivement qu'il est de l'ordre de 10 %.

Pour réduire la distorsion, on peut réduire encore l'excitation et la puissance utile ; mais, puisqu'elle est du 2^e degré, c'est le cas de la compenser par un montage *symétrique*. Avec deux lampes, toujours en classe A, le constructeur indique alors que l'on peut obtenir $W_u = 5$ watts avec une distorsion de 2 % seulement.

Triode à grande puissance, classe C.

4.437.2. — Soit la triode pour émission puissante E 1856 B, avec les valeurs :

$$\begin{aligned} \mu &= 47 & R_i &= 6\,700 \text{ ohms,} \\ W_d &\leq 16\,000 \text{ watts} & V_{po} &\text{ normale} = 18\,000 \text{v.} \end{aligned}$$

On cherche un fonctionnement classe C avec débit grille raisonnable. Le coefficient de puissance est :

$$\frac{V_{po}^2}{R_i} = \frac{18^2 \cdot 10^6}{6\,700} = 48\,500 \text{ watts,}$$

$$\text{il faut donc } w_d \leq \frac{16\,000}{48\,500} = 0,33.$$

Cette valeur, portée en ordonnées sur le graphique en bas à droite (fig. 40), montre que pour les valeurs vraisemblables de γ (c'est-à-dire pour $\gamma\mu$ de l'ordre de 10), il faudra une abscisse $\frac{R_p}{R_i}$ de l'ordre de 0,4. Passant alors sur le graphique de gauche, on voit que dans cette région, l'augmentation de $\gamma\mu$ au delà de 20, ne fait croître que lentement la puissance utile (tout en exigeant une puissance d'excitation qui croît très vite). On peut donc s'en tenir à $\gamma = 0,3$, c'est-à-dire $\gamma\mu = 14$; ce qui conduit aux valeurs approchées :

$w_u = 0,56$	$\frac{R_p}{R_i} = 0,45$
$w_d = 0,30$	$R_p = 3\,000 \text{ ohms}$
$W_u = 29 \text{ kW}$	
$W_d = 14,5 \text{ kW}$	rendement = 0,66

d'où l'on tire :

$$V_p = \sqrt{2 \times W_u \times R_p} = 13\,200\text{v}$$

$$g = \frac{\mu}{1 + g \frac{R_i}{R_p}} = \frac{47}{1 + 5/0,45} = 3,9$$

$$V_g = \frac{V_p}{g} = 3\,400\text{v.}$$

Cette tension grille peut paraître excessive ; elle provient de ce que notre graphique est établi pour $\theta_o = 60^\circ$, c'est-à-dire $y = 5$, d'où le gain relativement faible de 3,9. Il suffit d'augmenter un peu l'angle de passage θ_o pour ramener y à une valeur plus faible, par exemple 3 ou 4 ; et les graphiques de la classe B montrent que même en allant à $\theta_o = 90^\circ$, $y = 2$, les paramètres W_u et W_d ne changent guère, tandis que la tension d'excitation V_g diminuera sensiblement.

Le constructeur indique le fonctionnement possible suivant :

$W_u = 28\text{ kw}$		γ inconnu
$W_d = 14\text{ kw}$		R_p inconnu
$V_g = 2\,100 \sqrt{2} = 3\,000\text{v}$		rendement 0,67

Il s'agit donc très probablement d'un régime très voisin de celui calculé, mais avec θ_o un peu plus grand que 60° . La puissance d'excitation nécessaire sur la grille est de 550 watts, ce qui est très raisonnable.

Fonctionnement en régime impulsif.

4.437.3. — Examinons enfin le comportement d'un tube en régime « impulsif » très caractérisé — par exemple dans un radar émettant pendant 10 micro-secondes toutes les millisecondes, soit pendant une fraction

$$\frac{t}{T} = 0,01$$

du temps. La valeur moyenne de l'énergie dissipée sur la plaque est donc seulement $0,01 W_d = \frac{0,01 \cdot w_d \cdot V_{po}^2}{R_i}$; avec un tube tel que le R 120 dans les conditions normales de fonctionnement du § 4.437.1 c'est-à-dire sous $V_{po} = 250$ volts, on aurait le coefficient :

$$\frac{0,01 \cdot V_{po}^2}{R_i} = 0,75\text{ watt.}$$

La dissipation moyenne de plaque pouvant atteindre 15 watts, il faudrait $w_d = 20$, valeur entièrement anormale, pour laquelle

nos graphiques refusent de suggérer aucune valeur acceptable de R_p . Ce qui signifie qu'en impulsions aussi brèves, la tension-plaque 250 volts est très loin de permettre l'utilisation du tube à son échauffement autorisé. Pour retrouver des valeurs sensées de w_d , il faut multiplier V_{po} par dix, au moins. Essayons par exemple $V_{po} = 3\,000$ volts en admettant que *pour avoir le maximum de puissance*, on acceptera la pleine excitation de grille ($\gamma = 1$) et que pour la même raison (le rendement important peu) on travaillera en « classe B » et non en « classe C ».

Nous avons alors :

$$\frac{t}{T} \frac{V_{po}^2}{R_i} = 0,01 \cdot \frac{(3\,000)^2}{840} = 107 \text{ watts}$$

$$w_d = \frac{15}{107} = 0,14$$

Le graphique fig. 40 (milieu, à droite) suggère pour cette ordonnée une abscisse de l'ordre de $\frac{R_p}{R_i} = 1,5$; en la reportant sur le graphique en haut à gauche, on lit $w_u = 0,22$, d'où une puissance utile *en crête* de : $W_u = w_u \times \frac{V_p}{R_i} = 0,22 \times 10\,700 = 2\,350$ watts qui serait très intéressante.

En achevant le calcul avec $R_p = 1,5 R_i = 1\,260$ ohms on trouverait $V_p = 2\,400$ V ; $I_p = 1,9$ amp. ; $g = 2,3$; $V_g = 1\,050$ v. Ces valeurs sont *inadmissibles* avec la lampe R 120, dont l'isolement n'est pas prévu pour de telles valeurs de V_p et V_g , ni le courant de saturation pour une valeur maximum $I_{pM} = M/p = 3,8$ amp. Il faudra donc se limiter bien en-dessous ; ce qui n'est pas étonnant, car le tube R 120 n'a pas été prévu pour de pareilles surcharges en impulsions brèves.

Mais le calcul est intéressant, en ce qu'il montre les modifications nécessaires pour adapter un tube à ce genre de service ; ces modifications n'ont rien d'impossible. On peut, par exemple, sortir les connexions de grille et de plaque sur des cornes ou des anneaux au milieu et au sommet de l'ampoule, de manière à supporter sans effluves des tensions de plusieurs milliers de volts ; on peut augmenter le diamètre et le pouvoir émissif de la cathode (au besoin en réduisant sa durée de vie), pour augmenter la pente et le courant de saturation ; on peut serrer davantage la grille pour augmenter l'amplification, et par suite réduire l'excitation de grille nécessaire. On aboutit ainsi à des types très intéressants, comme, par exemple, le tube « 2C43 » (tube-phare pour ondes métriques, déjà vu au § 4.123.3). Avec un encombrement, une puissance de chauffage et une puissance dissipée (10 watts) comparables à ceux du R 120, ce tube a un μ de 48, $R_i = 6\,000$ ohms, et un courant de saturation

en crête de plusieurs ampères. Reprenant le même calcul qu'avec le R 120, pour $V_{po} = 3\,000$ volts, on trouve $w_d = 0,67$ et, en classe B à pleine excitation $\gamma = 1$,

$$\begin{aligned} R_p &= 1\,800 \, \omega \\ W_u \text{ (crête)} &= 1\,700 \text{ watts} \\ V_p &= 2\,470 \text{ volts} \\ I_p &= 1,45 \text{ ampères} \\ g &= 6,2 \\ V_g &= 400 \text{ volts} \end{aligned}$$

valeurs qui n'ont plus rien d'anormal pour ce tube, la tension grille étant même relativement modérée. Il ne s'agit d'ailleurs évidemment que d'ordres de grandeur approchés, surtout en ondes décimétriques ; mais on constate par expérience que l'on peut en effet tirer de la lampe des puissances-crête supérieures au kilowatt.

Et l'on comprend aussi qu'en augmentant encore les dimensions et la tension, on puisse, même avec refroidissement par air, arriver à des puissances-crête de l'ordre du *mégawatt*. (Radars de veille à grande distance).

TETRODES ET PENTODES AMPLIFICATRICES

4.44. — Comme on l'a vu au § 4.13 et suivants, le réseau des caractéristiques des pentodes ne diffère pas essentiellement de celui des triodes ; cependant, l'influence de la tension plaque est masquée par celle de la grille-écran, de sorte que, dans la région linéaire, les paramètres μ , R_i et U_o sont très augmentés, et que l'équation fondamentale devient :

$$(81) \quad i_p = p v_g + I_o$$

Le coefficient I_o dépend des tensions de grille-écran et d'arrêt, mais nous les supposons ici constantes, donc aussi I_o .

Dans ces conditions, les formules établies pour les triodes sont faciles à adapter.

Pentodes en classe A.

4.441. — La formule (10), § 4.431.6 du gain en tension, devient :

$$(82) \quad \alpha = \frac{p R_p}{1 + \frac{R_p}{R_i}} = \text{sensiblement } p R_p.$$

Car R_i est si grand, que R_p sera pratiquement toujours inférieur.

Ceci montre l'avantage de la pentode sur la triode, même à pente égale. Soient, par exemple

<i>Triode 6Q7</i>		<i>Pentode EF5</i>
$\mu = \dots\dots\dots 70$	$\dots\dots\dots$	$3\ 000$
$R_i = \dots\dots\dots 58\ 000$	$\dots\dots\dots$	$2\ 500\ 000$
$p = \frac{\mu}{R_i} = 1,2\ \text{mA/v}$	$\dots\dots\dots$	$1,2\ \text{mA/v}$
$a :$	(formule 10) : 54	$\dots\dots\dots 220$
	(formule 82 simplifiée)	$\dots\dots\dots 240$

Le gain de la pentode est 4 fois plus grand, d'où son emploi très général dans les récepteurs (voir RÉCEPTION).

Par contre, les caractéristiques sont moins linéaires et moins régulièrement espacées ; d'où une distorsion plus élevée, notamment par harmonique 3 (sous réserve de correction par contre-réaction, voir RÉCEPTION).

Pentodes en classe A'-AB.

4.442. — Si cette distorsion devient appréciable, on verra apparaître les mêmes défauts que pour les triodes, et on pourra les évaluer par les mêmes procédés qu'au § 4.434. La correction par montage symétrique est moins efficace, car c'est l'harmonique 3 qui est prépondérant.

Pentodes en classes B et C.

4.443. — Le même calcul qu'au § 4.435.1, ou la transformation des formules, conduit maintenant aux valeurs :

$$(83) \quad \dots \text{ (au lieu de 43) } \dots \quad I_p = \frac{p V_g}{y + \frac{R_p}{R_i}} \approx \frac{p}{y} V_g$$

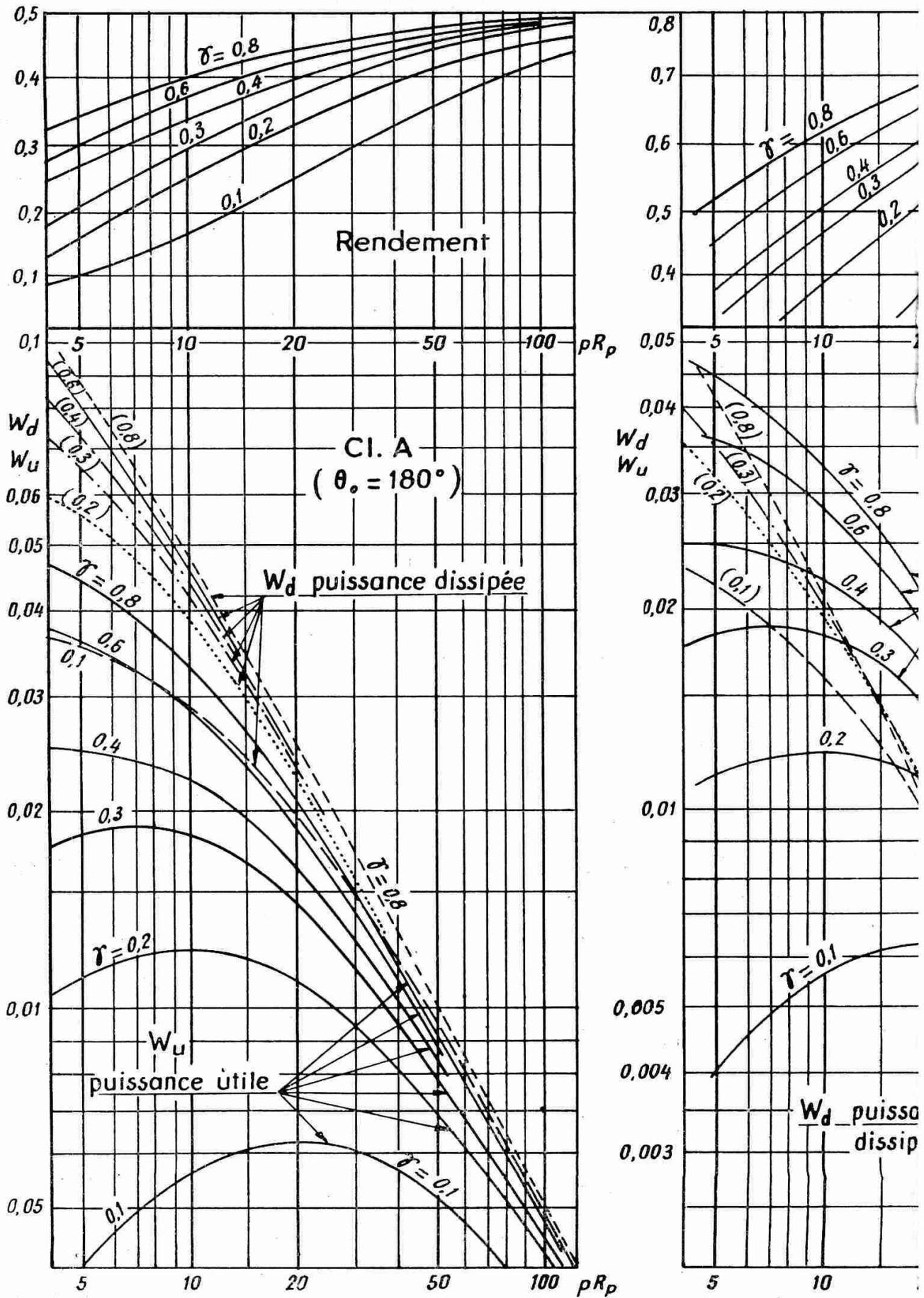
$$(84) \quad \dots \text{ (au lieu de 47) } \dots \quad a \approx \frac{p}{y} R_p.$$

$$(85) \quad \dots \text{ (au lieu de 39) } \dots \quad \cos \theta_o = \frac{V_{go} - \frac{I_o}{p}}{V_g}$$

$$(86) \quad \dots \text{ (au lieu de 41) } \dots \quad I_{po} \approx p V_g \frac{\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o}{\pi}$$

Et l'on retrouve l'essentiel des conclusions de la triode, en particulier la diminution du « gain en tension » a lorsque θ_o diminue, c'est-à-dire que y augmente ; ce gain varie en outre, comme p , avec la région considérée des caractéristiques.

PENTODE AMPLIFICAT



Cette figure permet d'étudier le fonctionnement d'une pentode, en amplificatrice.

Soient :

- p , la pente de la pentode ;
- W_d , la puissance maximum dissipée sur la plaque ;
- V_{p0} , la tension continue de plaque ;
- R_p , l'impédance de charge de plaque ;
- γ le coefficient d'excitation de grille ($= \frac{V_{gM}}{V_{g0}}$)

RICE à pleine excitation

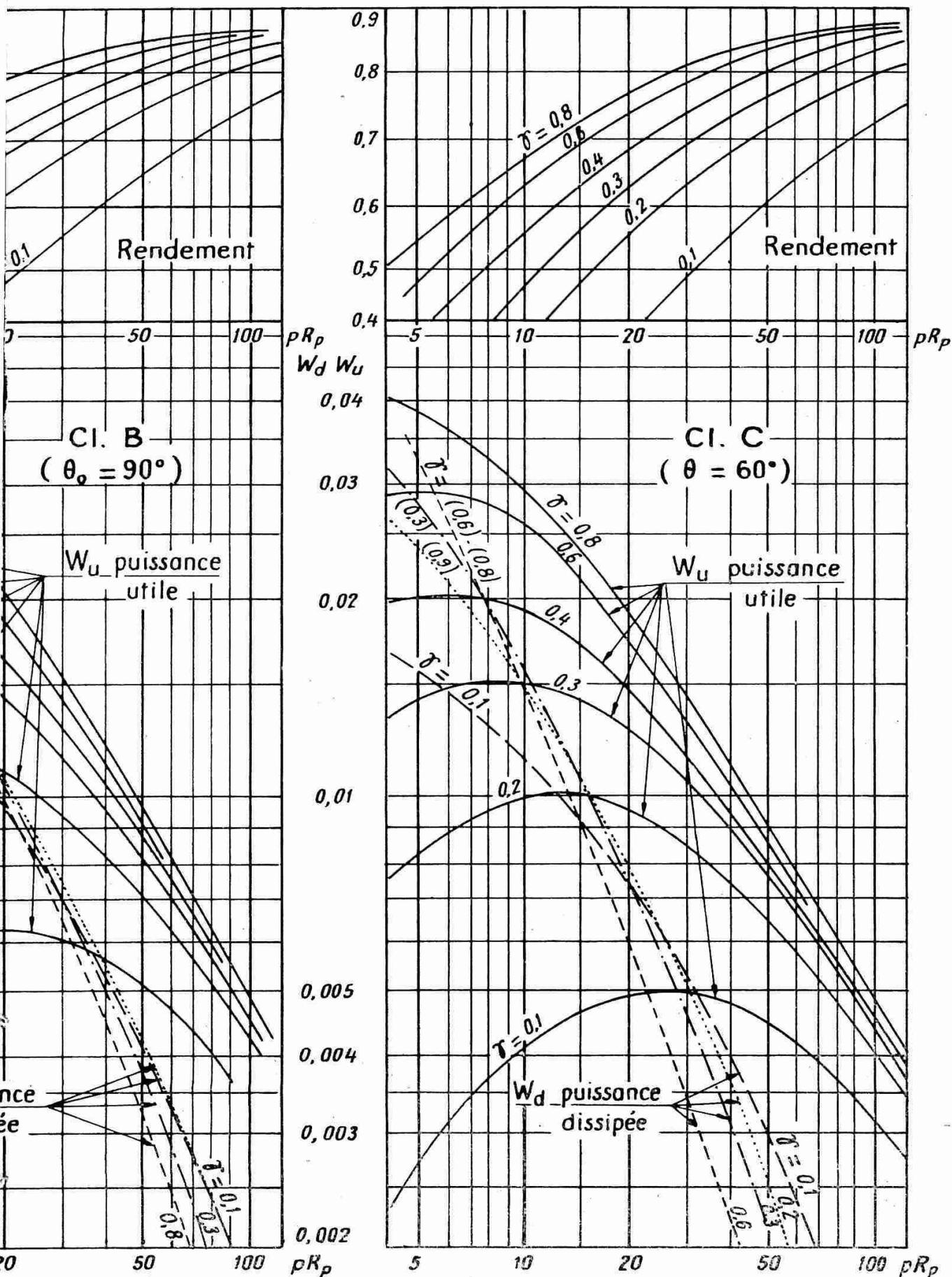


Fig. 49.

« puissance dissipée » $w_d = \frac{W_d}{W}$. Porter ce dernier en ordonnées sur le graphique inférieur ; l'abscisse correspondante des courbes *pointillées* donne la valeur approximative du produit pR_p , c'est-à-dire de l'impédance de plaque R_p à utiliser. Cette même abscisse donne, avec les courbes en *trait plein*, la variation du « coefficient de puissance utile » w_u en fonction de l'excitation de grille γ (par l'intermédiaire du paramètre $1 + \gamma\mu$). On en déduit la puissance utile $W_u = w_u \times W$. Si l'on préfère, la figure supérieure, donne directement le rendement :

$$W_u$$

Limitation par le courant-grille. Pentode « à pleine excitation ».

4.444. — Si l'on suppose, comme au § 4.435.3, que l'excitation de grille n'est pas donnée en valeur absolue, mais simplement limitée par la condition que la tension maximum instantanée de grille ($-V_{g0} + V_g$), demeure la fraction γ de la tension minimum instantanée de plaque ($V_{p0} - V_p$) on a, en reprenant le raisonnement du § 4.435.3 :

Pour une excitation
sans aucun débit-grille

$$\gamma = 0$$

Avec débit-grille $\gamma > 0$, mais
sans surexcitation :

$$0 < \gamma < 1$$

et, vu l'énormité de μ , le terme
 $1 \ll \gamma\mu$

$$\frac{1 + \gamma\mu}{R_i} = \gamma p.$$

Donc, la relation (57) du courant à l'instant $t = 0$, devient :

$$MR_i I_p = V_{p0} + U_o \quad | \quad (\gamma p R_p + M) I_p = \gamma p V_{p0} + I_o.$$

Or, les exemples donnés ci-dessus montrent que si U_o est généralement prépondérant par rapport à V_{p0} (5 à 10 fois plus grand), par contre, I_o (c'est-à-dire U_o/R_i) est généralement petit devant $p \cdot V_{p0}$ (c'est-à-dire $\mu V_{p0}/R_i$) : cela résulte encore de l'énormité de μ .

Donc, en négligeant V_{p0} devant U_o :

$$MR_i I_p = U_o$$

$$\begin{aligned} \text{d'où (88)} \quad V_p &= R_p I_p \\ &= R_p \frac{U_o}{MR_i} = R_p \frac{I_o}{M} \end{aligned}$$

On sait que le maximum possible pour V_p est voisin de V_{p0} , il faut donc prendre l'impédance de plaque voisine de :

$$R_p = M \frac{V_{p0}}{I_o}$$

c'est-à-dire, avec la valeur normale de M (classes A à C, θ_o compris entre 180° et 60°).

$$(91) \quad R_p = (2 \text{ à } 2,5) \frac{V_{p0}}{I_o}$$

Donc, dès que y atteint quelques dixièmes, I_o est négligeable au 2^e membre :

$$V_{ph} = R_p I_{ph} = \frac{V_{p0}}{1 + \frac{M}{\gamma p R_p}}$$

On voit que si on remplace (59) par

$$(89) \quad R'_i = \frac{M}{\gamma p}$$

on retombe exactement sur la formule (60) :

$$(90) \quad V_p = \frac{V_{p0}}{1 + \frac{R'_i}{R_p}}$$

d'où, comme au § 4.435.3 le rendement :

D'où la puissance utile :

$$(92) \quad W_u = (0,20 \text{ à } 0,25) V_{po} I_o.$$

$$(93) \quad \rho = \frac{r}{2} \times \frac{1}{1 + \frac{R'_i}{R_p}}$$

et la puissance utile W_u que l'on peut écrire :

$$\begin{aligned} W_u &= \frac{V_p^2}{2R_p} = \frac{V_{po}^2}{2R_p} \times \frac{1}{\left(1 + \frac{R'_i}{R_p}\right)^2} \\ &= p \cdot V_{po}^2 \times \frac{1}{2 \left[\sqrt{pR_p} + \frac{M}{\gamma \sqrt{pR_p}} \right]^2} \end{aligned}$$

D'où enfin, si l'on veut, la puissance dissipée sur la plaque W_d , par la formule générale (63) ;

Ces formules permettent d'avoir une première valeur — évidemment grossière, mais commode par sa simplicité — du fonctionnement de la pentode *sans débit-grille*.

De même qu'au § 4.435.1, ces formules permettent de discuter les meilleures valeurs de γ et de R_p , et leur « compensation » mutuelle.

C'est dans ce but que sont tracés les graphiques, figure 49 (voir pages 136-137) : en abscisses le produit $p \cdot R_p$ (analogue au $\frac{R_p}{R'_i}$ du § 4.435.1), en ordonnées le rapport

$$w_u = \frac{W_u}{p \cdot V_{po}^2} \quad \text{ou} \quad w_d = \frac{W_d}{p V_{po}^2}$$

Si, par exemple, V_{po} et W_d sont donnés, on en tire le rapport w_d , c'est-à-dire l'ordonnée de la courbe pointillée ; l'abscisse donne donc le R_p convenable, et l'ordonnée correspondante sur la courbe en trait plein, donne le coefficient de puissance utile w_u .

Comme p vaut quelques 10^{-3} et R_p quelques 10^3 la région moyenne des courbes correspond à $p \cdot R_p$, vers 10 à 20 : on voit donc qu'en général, les valeurs $\gamma = 0,1$ ou $0,2$ sont *insuffisantes*, $0,4$ *normale* ; il est rarement utile de dépasser $0,6$.

Enfin, il est évident que les limitations par échauffement, courant de saturation, les problèmes de rendement interne et externe, ceux du régime impulsif, l'étude graphique sur le réseau des caractéristiques, se traitent avec les pentodes exactement de la même manière qu'avec les triodes. Nous n'y revenons donc pas davantage.

Applications et exemples : 1) Tube EL 3, classe A, sans débit grille.

4.445. — Voici quelques exemples : D'abord une pentode « de sortie » de récepteur dans son fonctionnement classique, régime A, sans débit-grille ($\gamma = 0$) : le tube EL3N, dont les caractéristiques ont été données fig. 8 (bas) — le catalogue indique une pente $p = 9 \text{ mA/V}$, une puissance dissipée sur l'anode $W_p \leq 9 \text{ w}$, sous la tension plaque $V_{po} = 250\text{v}$. D'après le réseau des caractéristiques, avec une tension de grille-écran de 250v également, on a sensiblement $I_o = 0,09 \text{ amp}$. Il suffit d'appliquer la formule (91) ci-dessus pour trouver l'ordre de grandeur de la charge de plaque à adopter :

$$R_p = 2 \frac{V_{po}}{I_o} = 2 \cdot \frac{250}{0,09} = 5\,600 \text{ ohms.}$$

Et la formule (92) donne la puissance utile maximum :

$$W_u = 0,20 \times V_{po} I_o = 0,2 \times 250 \times 0,09 = 4,5 \text{ watts.}$$

De ces deux valeurs on déduit :

$$I_p = \sqrt{\frac{2 W_u}{R_p}} = \sqrt{\frac{2 \times 4,5}{5\,000}} = 0,04 \text{ amp.}$$

Le courant I_{po} devant forcément, en classe A, être un peu supérieur à I_p , on aurait donc la puissance absorbée :

$$W_{abs} = V_{po} I_{po} \geq 250 \times 0,04 = 10 \text{ watts.}$$

Lorsque la pentode est excitée normalement, la fraction $W_u = 4,5 \text{ watts}$ est transmise au circuit d'utilisation, et il reste donc 6 watts environ dissipés sur la plaque, ce qui est acceptable. Mais dans un étage de sortie de récepteur, l'excitation de grille disparaît lors des silences de la modulation ; la lampe doit dissiper alors la totalité de la puissance absorbée à la source, donc ici $W_d = W_{abs} = 10 \text{ watts}$, ce qui est excessif. Il faut donc diminuer légèrement la consommation I_{po} , donc aussi I_p , par exemple en augmentant un peu R_p ; et diminuer aussi un peu V_p par rapport à V_{po} . Par exemple pour dissiper $W_d = 9 \text{ watts}$ sous $V_{po} = 250$, on limitera I_{po} à $0,036 \text{ amp}$; on prendra $V_p = 225\text{v}$ et $I_p = 0,033 \text{ amp}$; d'où $R_p = \frac{V_p}{I_p} = 6\,800 \text{ ohms}$.

La puissance utile sera :

$$W_u = \frac{1}{2} V_p I_p = 3,7 \text{ watts.}$$

D'autre part le gain (en tension) de l'étage sera :

$$a = p R_p = 9 \cdot 10^{-3} \times 6,8 \cdot 10^3 = 61.$$

La tension d'excitation nécessaire sur la grille sera donc

$$V_g = \frac{V_p}{a} = \frac{225}{61} = 3,7 \text{ volts.}$$

Le catalogue donne pour « conditions nominales d'emploi » :

$$I_{po} = 36 \text{ mA.}$$

$$R_p = 7\,000 \text{ ohms}$$

$$W_u = 4,5 \text{ watts}$$

$$V_g = 4,2 \times \sqrt{2} = 5,9^v$$

avec une distorsion de 10 %.

Il y a donc bonne concordance pour I_{po} , R_p ; la valeur annoncée de W_u semble optimiste, surtout avec une distorsion de 10 %, si l'on examine le réseau des caractéristiques ; enfin l'augmentation de V_g est due, d'abord à ce que notre formule $a = p R_p$ est sim-

plifiée (en réalité c'est $a = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_p}}$; comme $R_i = 50\,000$ ohms,

il faut réduire a d'environ 15 %) ; d'autre part, la pente p varie notablement dans l'étendue des caractéristiques (voir fig. 8, § 4.121) ; la valeur $p = 9$ mA/V est correcte aux environs du point M ; mais dans la région au-dessus, elle augmente un peu ; tandis que dans la région au-dessous, elle diminue rapidement (D'où la distorsion !). Sa valeur moyenne dans la région PQ parcourue, est donc assez incertaine et probablement inférieure à 9 mA/V.

Second exemple : tétrode 6QE 06/40 classes B et C.

4.446. — Ce tube est recommandé par son constructeur pour les postes mobiles ; nous le retrouverons plus loin. Il est *double* pour montage symétrique ; nous raisonnons ici sur chaque moitié.

Le catalogue indique :

$$p = 4,5 \text{ mA/v}$$

$$W_d \leq 20 \text{ watts}$$

$$V_{po} = 600^v$$

Mais l'examen du réseau des caractéristiques (fig. 50) montre que la valeur $p = 4,5$ mA/V s'applique à la région où $I_{po} = 30$ mA,

c'est-à-dire dans le coude inférieur des caractéristiques. Pour la zone intéressante en classes B et C, ($i_p = 200$ à 400 mA) la pente est manifestement supérieure et monte jusqu'à 14 mA/V. Nous prendrons la valeur moyenne approchée ⁽¹⁾ :

$$p = 8 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$

Le facteur donnant l'échelle des puissances est donc

$$p V_{po}^2 = 8 \cdot 10^{-3} \times (600)^2 = 2880$$

donc

$$w_d = \frac{W_d}{p V_{po}^2} \leq \frac{20}{2880} = 0,007.$$

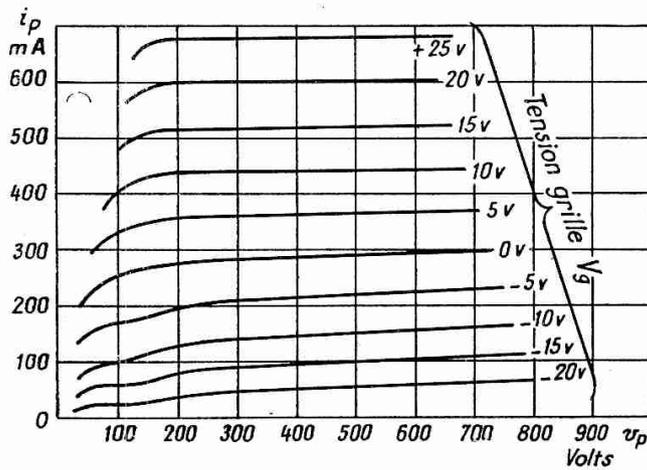


Fig. 50. — Caractéristiques de la tétrode QQE 06-40 (pour chaque moitié) — $V_{ge} = 250$ v.

On acceptera un débit modéré de la grille, par exemple $\gamma = 0,2$ à $0,4$.

Considérons d'abord la classe B.

Le graphique du milieu, fig. 49, montre que l'ordonnée $w_d = 0,007$ est atteinte pour des abscisses de $p R_p \geq 28$ à 30 suivant les valeurs de γ . Pour avoir une petite marge de sécurité, prenons par exemple $p R_p = 30$, c'est-à-dire

$$R_p = \frac{30}{8 \cdot 10^{-3}} = 3750 \Omega.$$

Le coefficient de puissance utile augmente avec γ jusque vers $w_u = 0,0125$ avec $\gamma = 0,4$. D'où $W_u = 0,0125 \times 2880 = 36$ watts. D'après le graphique supérieur, le rendement $\rho = 0,66$. Sur la charge $R_p = 3750$ ohms, la puissance $W_u = 36$ w correspond à la tension $V_p = \sqrt{2 R_p W_u} = 520$ volts : le gain étant $g = \frac{p R_p}{y} = \frac{30}{2} = 15$, la tension d'excitation grille doit être d'environ $V_g = \frac{V_p}{g} = \frac{520}{15} = 34$ v.

Le catalogue du constructeur mentionne un fonctionnement en classe B symétrique, avec

(1) On vérifiera facilement qu'une valeur différente, par exemple 6 ou 10 mA/v, conduit à des résultats voisins, moyennant petites retouches sur γ et R_p .

$$\text{pour chaque tube} \left\{ \begin{array}{l} R_p = 4\,000 \text{ ohms} \\ W_d = 14 \text{ watts} \\ W_u = 36,5 \text{ watts} \\ \varphi = 0,72 \\ V_g = 28 \text{ volts} \end{array} \right. \quad (\gamma \text{ inconnu})$$

c'est-à-dire dans l'ensemble, légèrement meilleur que celui calculé (la puissance d'excitation nécessaire sur la grille est annoncée de 0,015 w, c'est-à-dire vraiment très petite).

Un calcul analogue est facile pour la *classe C* ; on pourrait prendre $pR_p = 22$ $R_p = 2\,750 \Omega$, avec $\varphi = 0,70$ pour $\gamma = 0,4$; d'où $W_u = 0,014$ $W_u = 40 \text{ w}$ $V_p = 374 \text{ v}$

$$\text{Mais } g = \frac{p R_p}{y} = \frac{22}{5} = 4,4 \quad V_g = 85 \text{ V.}$$

Le constructeur mentionne un fonctionnement possible avec $W_u = 40 \text{ w}$, $\eta = 0,67$, $V_g = 100 \text{ v}$, R_p et γ inconnus) ; la concordance est encore acceptable (puissance d'excitation grille 0,1 w, donc nettement accrue).

Troisième exemple : Pentode à grande puissance SFR P 1806.

4.447. — C'est une des pentodes les plus puissantes du marché. Grâce au refroidissement par eau, elle peut dissiper sur sa plaque jusqu'à 20 kilowatts.

La pente dans la région centrale des caractéristiques ($i_p = 1 \text{ Amp}$) est indiquée comme de valeur $p = 9,5 \frac{\text{mA}}{\text{v}}$, suffisamment confirmée par le réseau des caractéristiques. Le constructeur considère comme normal un fonctionnement « télégraphique classe C » avec une puissance dissipée de $W_d = 13 \text{ Kw}$ sous la tension d'alimentation plaque $V_{po} = 18\,000 \text{ volts}$.

Appliquons notre calcul simplifié.

Le produit donnant l'échelle des puissances est :

$$p V_{po}^2 = 9,5 \cdot 10^{-3} \times (18 \cdot 10^3)^2 = 3\,100 \text{ Kw.}$$

Donc le coefficient de puissance dissipée est

$$w_d = \frac{3\,100}{13} = 0,0042.$$

On admet une puissance modérée pour l'excitation de grille, c'est-à-dire $\gamma = 0,4$ à $0,6$.

Les graphiques (fig. 49) montrent que pour l'ordonnée $w_d = 0,0042$, la différence entre $\gamma = 0,4$ et $\gamma = 0,6$ est très faible, aussi bien pour l'abscisse pR_p que pour la puissance utile w_u ;

pour ne pas dissiper sur la grille une énergie superflue, tenons-nous en donc à $\gamma = 0,4$.

	classe B	classe C
On lit alors sur les graphiques :	$pR_p = 46$ $w_u = 0,0092$ $\varphi = 0,72$	30 $0,012$ $0,73$
On en déduit :	$R_p = \frac{pR_p}{p} = 4\ 800 \text{ ohms}$ $W_u = w_u \times pV_{p0}^2 = 28,5 \text{ Kw}$ $V_p \sqrt{2R_p w_u} = 16\ 500\text{v}$ $g = \frac{pR_p}{g} = 23$ $V_g = \frac{V_p}{g} = 720\text{v}$	$3\ 150 \text{ ohms}$ 37 Kw $15\ 200\text{v}$ $6,0$ $2\ 500\text{v}$

Le catalogue du constructeur donne comme éléments du fonctionnement-type :

$$\left\{ \begin{array}{l} W_v = 27 \text{ Kw} \\ \varphi = 0,68 \\ V_g = 1\ 100\text{v} \end{array} \right.$$

sans préciser R_p , ni θ_0 , V_p et g . On peut en conclure qu'il s'agit d'un régime C assez voisin du régime B ⁽¹⁾, avec tension d'excitation grille modérée. En acceptant une tension grille V_g supérieure, on augmenterait assez nettement la puissance et le rendement.

Résumé sur les pentodes amplificatrices.

4.448. — Les tétrodes et pentodes fonctionnent donc en amplificatrices de la même manière que les triodes, sous les réserves suivantes :

1° *Capacité grille-plaque réduite* (au 1/20 ou 1/100 environ), ce qui diminue beaucoup l'influence nuisible du circuit de charge sur le circuit d'entrée : pas de réaction, pas d'accrochages parasites, pas de modification de la fréquence du « pilote » par l'amplificateur, etc.

2° *Coefficient d'amplification μ très augmenté* (20 à 100 fois), ce qui permet *toujours* d'augmenter l'amplification effective, donc de travailler avec une excitation-grille moindre.

3° Par contre, *la résistance interne R_i est augmentée* dans la même proportion, ce qui conduirait à utiliser des impédances de

(1) On se rappelle que notre « régime C » est calculé avec $\theta_0 = 60^\circ$, mais qu'on peut très bien avoir des régimes C avec $\theta_0 = 70$ à 80° .

plaque énormes ou — ces impédances étant irréalisables — ce qui diminue l'avantage précédent, et rend l'amplification pratiquement proportionnelle à la *pente* p et à la charge R_p .

4° L'examen des réseaux, montre aussi que les caractéristiques sont moins régulièrement espacées, et plus serrées vers le bas : la *distorsion est augmentée*.

5° Enfin, les pentodes sont, surtout pour les puissances élevées, *plus coûteuses* et *plus délicates* que les triodes. Actuellement, la puissance utile est ordinairement limitée à 20 kw environ.

Les avantages 1° et 2° étant essentiels à *la réception*, expliquent le terrain continuellement gagné par les pentodes dans les amplificateurs de tension et leur emploi quasi universel dans les récepteurs.

Par contre, dès qu'il s'agit d'amplification de *puissance*, la limitation de R_p à quelques milliers d'ohms (pour conserver un bon rendement externe) atténue beaucoup les avantages de la tétrode ou pentode : l'amplification n'est guère supérieure et le rendement point du tout ⁽¹⁾. (C'est pourquoi, dans les étages de sortie des récepteurs, dans les émetteurs auto-oscillateurs, ou à ondes très courtes, enfin dans les très grandes puissances, on trouve encore des triodes fort bien employées).

Mais les seuls avantages subsistant d'une *excitation de grille un peu plus faible*, et d'une *absence de réaction entre les circuits d'entrée et de sortie*, facilitent tout de même beaucoup la tâche du constructeur dans les chaînes d'amplification d'un émetteur piloté, surtout s'il faut couvrir une grande gamme. Le nombre d'étages, donc de réglages, diminue ; la stabilité augmente ; d'où, quoique moins absolue, la même tendance à généraliser les lampes à grille-écran.

LE TRANSISTOR AMPLIFICATEUR

4.45. — Les considérations précédentes peuvent être transposées aux transistors, moyennant une adaptation à leurs paramètres. On retrouve la possibilité de plusieurs montages, suivant l'électrode attaquée, et des régimes A, B, C. Mais les formules et les résultats peuvent être assez différents de ceux des tubes.

Examinons d'abord les schémas possibles. Comme avec les triodes, on peut mettre « à la masse » l'une quelconque des trois électrodes ; — ou, du moins, la rendre « commune » aux circuits d'entrée et de sortie, car la mise à la masse est facultative, et ne

(1) Surtout en tenant compte de la puissance dissipée sur la grille-écran.

joue pas le même rôle qu'avec les lampes : ici, les capacités des électrodes, par rapport à la masse, sont du même ordre, très faible.

Base commune.

4.451. — La disposition est celle de la fig. 51. Les bornes d'entrée AA' sont l'émetteur et la base ; on peut y supposer appliqué un générateur de f.é.m. E et d'impédance interne Z_E ; les bornes de sortie BB' sont le collecteur et la base ; on y connecte une impédance de charge Z_s . Le courant d'entrée i_o n'est autre que i_c ; celui de sortie, i_1 , est (avec les sens choisis précédemment) ⁽¹⁾, ($-i_c$). Tenant compte des paramètres du transistor dans son fonctionnement linéaire, on a donc :

$$\begin{aligned} \text{(a)} \quad & i_o = i_e = i_b - i_c = i_b + i_1 \\ \text{(b)} \quad & U_o = r_e i_e + r_b i_b = (r_e + r_b) i_o - r_b i_1 \\ \text{(c)} \quad & U_1 = r_m i_e + r_c i_c + r_b i_b = (r_m + r_b) i_o - (r_b + r_c) i_1 \\ \text{(d)} \quad & U_1 = Z_s i_1. \end{aligned}$$

Eliminant U_1 entre les deux dernières, on obtient le rapport i_1/i_o qui est le *gain en courant* α :

$$\text{(e)} \quad \alpha = \frac{i_1}{i_o} = \frac{r_b + r_m}{r_b + r_c + Z_s}$$

Tirant de ceci i_1 et le portant dans (b), on obtient le rapport U_o/i_o , c'est-à-dire *l'impédance apparente d'entrée* :

$$\text{(f)} \quad Z_o = \frac{U_o}{i_o} = r_e + r_b \frac{r_c - r_m + Z_s}{r_b + r_c + Z_s}$$

On en déduit le *gain en tension* :

$$\text{(g)} \quad g_v = \frac{U_1}{U_o} = \frac{Z_s i_1}{Z_o i_o} = \frac{(r_b + r_m) Z_s}{r_b r_c + r_b r_e + r_c r_e - r_b r_m + (r_b + r_e) Z_s}$$

et le *gain en puissance*, sur charge réelle $Z_s = R_s$

$$\text{(h)} \quad G = \frac{R_s i_1^2}{R_o i_o^2} = \frac{(r_b + r_m)^2 R_s}{(r_b + r_c + r_s) [r_b r_c + r_b r_e + r_c r_e - r_b r_m + (r_b + r_e) R_s]}$$

Enfin, on notera que *l'impédance entre les bornes de sortie BB'* dépend de l'impédance du générateur d'entrée, Z_E ; on a en faisant provisoirement $E = 0$:

$$U_o = Z_E (-i_o)$$

(1) Sens habituels, mais assez mal choisis pour i_c , car les polarisations étant en sens inverse sur l'émetteur et le collecteur, i_b et i_c sont en fait de sens contraires. Donc i_b est physiquement leur différence et non leur somme.

d'où en combinant avec la relation (b) :

$$i_o = \frac{r_b}{r_b + r_e + Z_E} i_1$$

que l'on porte dans (c) pour obtenir :

$$(i) \quad Z_1 = \frac{U_1}{(-i_1)} = r_c + r_b \frac{r_e - r_m + Z_E}{r_b + r_e + Z_E}$$

Ces diverses relations appellent quelques commentaires.

L'expérience montre que r_b et r_c sont toujours beaucoup plus petits que r_e et r_m ; et de plus r_c est légèrement supérieur à r_m dans les transistors à jonction, inférieur dans les transistors à pointes. On vérifie donc aussitôt d'après la formule (e), que le gain maximum en courant (pour Z_s petit) est légèrement inférieur à l'unité dans le premier cas, supérieur dans le second.

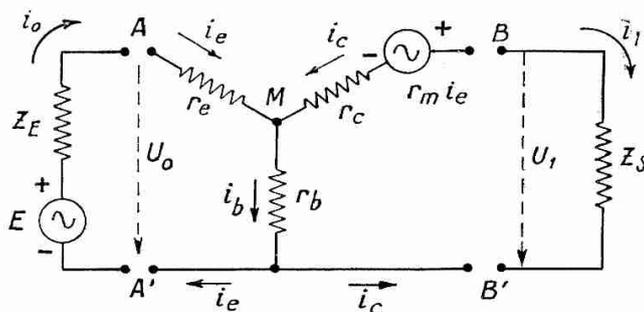


Fig. 51. — Schéma du transistor « base commune ».

Le gain en tension est au contraire maximum lorsque Z_s est grand, et il tend alors vers la limite :

$$(j) \quad g_M = \frac{r_b + r_m}{r_b + r_e} \approx \frac{r_m}{r_b + r_e}$$

qui peut être considérable, surtout dans le type à jonction.

Par ailleurs, on sait que le gain en puissance sera maximum si l'adaptation se fait sur des impédances-images réelles, c'est-à-dire si :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_E = Z_o = R_E \\ Z_s = Z_1 = R_s \end{array} \right.$$

dans ce cas on peut achever de résoudre le système et l'on trouve :

$$(k) \quad \left\{ \begin{array}{l} R_E = (r_b + r_e) \sqrt{1 - \delta} \\ R_s = (r_b + r_c) \sqrt{1 - \delta} \end{array} \right\} \quad \text{avec } \delta = \frac{r_b (r_b + r_m)}{(r_b + r_e) (r_b + r_c)}$$

Enfin, la remarque la plus importante est que, dans les expressions (f), (i), et leur analogue (k), il existe des termes *negatifs*, et par suite les impédances Z_o , Z_1 peuvent avoir une partie réelle négative, tandis que R_E , R_s deviennent imaginaires, ce qui est contre l'hypothèse. Ceci signifie que la réaction interne du

transistor peut suffire à en faire un *oscillateur*, ce qui est tantôt désastreux, tantôt utile, mais dont on doit soigneusement tenir compte (voir plus loin § 4.55).

L'examen des valeurs numériques montre d'ailleurs que ce risque d'accrochage est très faible avec les transistors à jonction, mais peut être sérieux avec ceux à pointes. En effet, pour les premiers, on a vu que r_c et r_m ($r_c > r_m$) sont de beaucoup plus grands que r_b et r_e , et l'on voit alors aisément que, même si les impédances externes Z_s , Z_E s'annulent, le second terme de Z_0 reste positif, et le second terme de Z_1 , quoique négatif, est moins grand (en valeur absolue) que le premier. Au contraire, pour les transistors à pointes, r_m peut être plus grand que r_c , et alors, si Z_E ou Z_s sont petits, les expressions (f) et (i) peuvent effectivement changer de signe.

En particulier, si $Z_s = 0$ et si l'on admet que r_c est petit devant r_b , on voit que (f) se réduit à :

$$Z_o = r_b \frac{r_c - r_m}{r_b + r_c}$$

qu'on peut écrire en tenant compte de (e) :

$$(1) \quad Z_o = -r_b (\alpha - 1)$$

qui est bien négative si $\alpha > 1$.

Ceci est facile à comprendre ; en effet si on néglige r_e la tension d'entrée U_o (fig. 51) est sensiblement égale à celle entre M et A', c'est-à-dire à $r_b \times i_b = r_b (i_e + i_c) = r_b (i_e - i_1) = r_b i_c (1 - \alpha)$; l'impédance d'entrée est donc bien sensiblement :

$$\frac{U_o}{i_o} = \frac{U_o}{i_c} = -r_b (\alpha - 1).$$

Emetteur commun (dit « à la masse »).

4.452. — Rien n'obligeant à prendre pour connexion commune

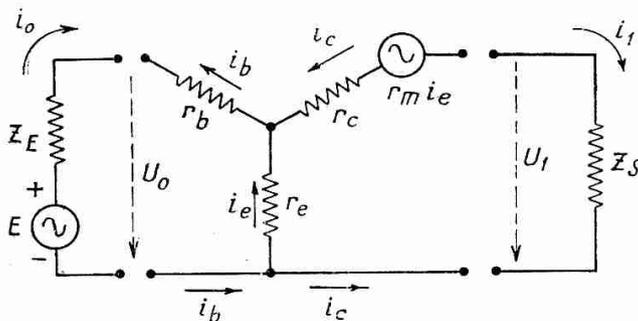


Fig. 52. — Schéma de transistor « émetteur commun ».

la masse, supposons maintenant que c'est l'émetteur : disposition fig. 52. Si l'on ne change ni les notations, ni les sens du courant, on voit que le courant d'entrée i_o est maintenant égal à $(-i_b)$; c'est donc $(i_e = i_1 - i_o)$ qu'il faut éliminer dans U_o et U_1 ; par suite (b) et (c) deviennent :

$$(m) \quad U_o = r_b i_o - r_e i_e = (r_b + r_e) i_o - r_e i_1$$

$$(n) \quad U_1 = r_m i_e + r_c i_c - r_e i_e = (r_c - r_m) i_o - (r_c - r_m + r_e) i_1.$$

Par rapport au système précédent, on a donc les changements :

- intervertir r_b et r_e ;
- remplacer r_m par $(-r_m)$;
- remplacer r_c par $r_c - r_m$.

On aboutit donc aux nouvelles valeurs :

$$(o) \text{ gain en courant : } \alpha = \frac{r_m - r_e}{(r_c - r_m) + r_e + Z_s}$$

$$(p) \text{ gain en tension : } g_v = \frac{(r_c - r_m) Z_s}{r_b r_c + r_b r_e + r_c r_e - r_b r_m + (r_b + r_e) Z_s}$$

(q) gain maximum en puissance : sur charge R_s

$$G = \frac{(r_m - r_e)^2 R_s}{(r_c - r_m + r_e + R_s) [r_b r_c + r_b r_e + r_c r_e - r_b r_m + (r_b + r_e) Z_s]}$$

$$(r) \text{ impédance d'entrée : } Z_o = r_b + r_e \frac{r_c + Z_s}{r_c - r_m + r_c + Z_s}$$

$$(s) \text{ impédance de sortie : } Z_1 = (r_c - r_m) + r_e \frac{r_b + r_m + Z_L}{r_b + r_e + Z_E}$$

Comparant les valeurs numériques ainsi obtenues, avec les précédentes on voit que le gain maximum en puissance n'est pas notablement modifié ; par contre :

- le gain maximum en tension est nettement augmenté ;
- le gain en courant peut dépasser l'unité dans les transistors à jonction (car au dénominateur, $r_c - r_m$ est bien plus petit que n'était r_c). ;

— l'impédance d'entrée est notablement augmentée, pour la même raison (tout en restant très inférieure à celle d'une grille négative de lampe) ;

— l'impédance de sortie est, au contraire, diminuée, et peut très facilement devenir négative si $r_m > r_c$, ce qui arrive avec les transistors à pointes ; le risque d'accrochage est donc *accru* et souvent prohibitif pour ce type.

Au contraire, avec le transistor à jonction, les premiers avantages font souvent préférer ce schéma au précédent. Dans ce cas, on peut retracer le réseau des caractéristiques en prenant comme paramètre (fig. 53) non plus le courant « émetteur » i_e , mais le courant d'entrée « base » i_b (qui est beaucoup plus petit, puisque i_c qui s'ajoute algébriquement à i_e , est en réalité de sens inverse et du même ordre ; c'est pourquoi l'impédance d'entrée

est augmentée. Cela est si vrai que certains transistors peuvent travailler avec un courant de base nul, c'est-à-dire la connexion de base coupée par un condensateur).

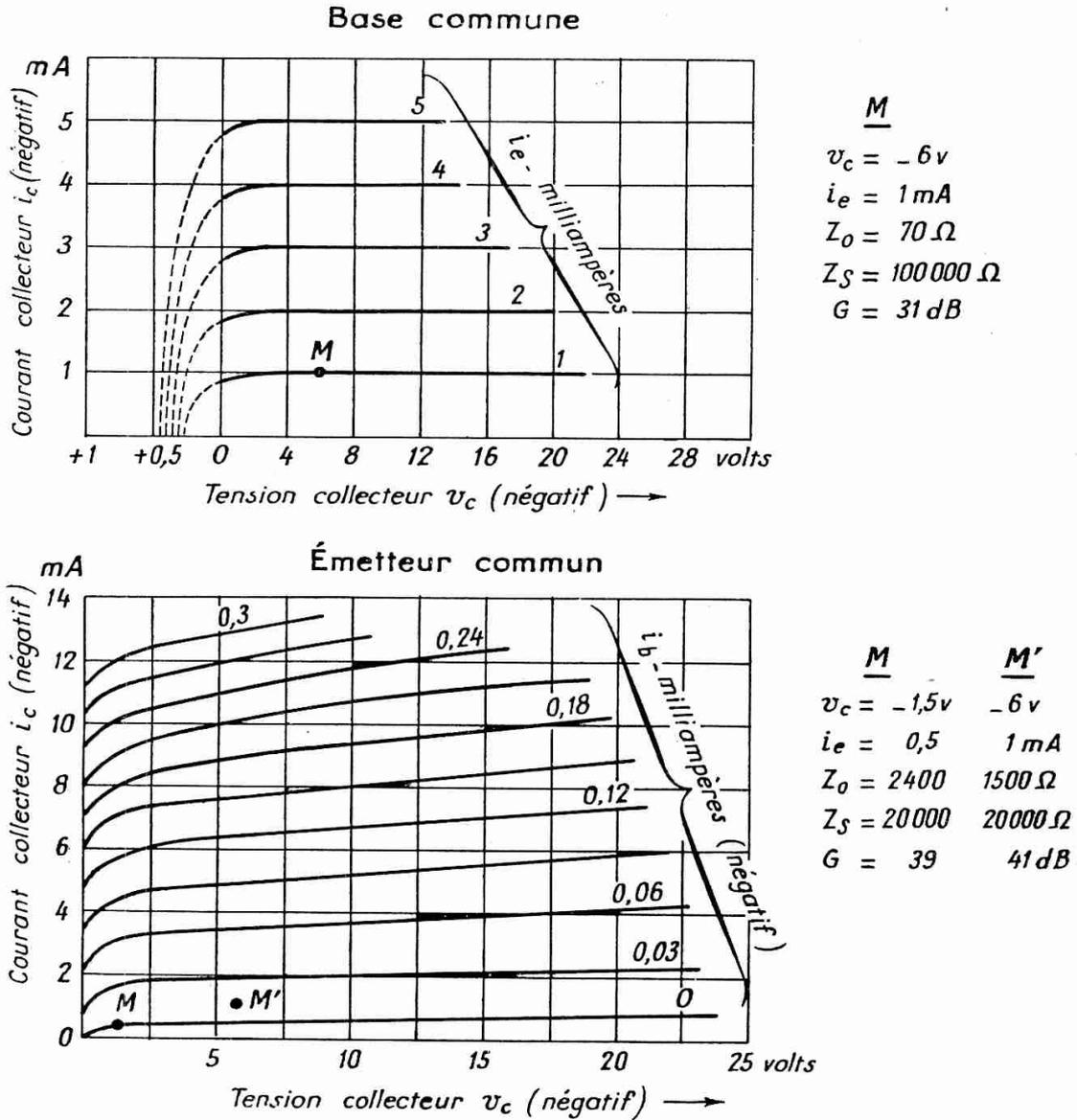


Fig. 53. — Caractéristiques comparées du transistor RAYTHÉON 2N64 (jonction *pn*p) avec *Base commune* et *Émetteur commun*.
 $r_b = 700\ \Omega$; $r_c = 25\ \Omega$; $r_e = 2\text{ mégohms}$; $w, f_s = 0,033\text{ w.}$

Collecteur commun.

4.453. — Il peut paraître paradoxal de prendre comme borne commune celle du collecteur, c'est-à-dire d'inclure l'électrode de sortie dans le circuit d'entrée ; il est clair que le gain sera très

mauvais. Cependant rien n'empêche d'essayer une disposition comme celle de la fig. 54 (1). Un calcul analogue conduit aux valeurs suivantes :

$$(t) \text{ gain en courant : } a = \frac{r_c}{r_c - r_m + r_e + Z_s}$$

$$(u) \text{ gain en tension : } g_v = \frac{r_c Z_s}{r_b r_c + r_b r_e + r_c r_e - r_b r_m + (r_b + r_c) Z_s}$$

(v) gain maximum en puissance sur charge R_s

$$G = \frac{r_c^2 R_s}{(r_c - r_m + r_e + R_s) [r_b r_c + r_b r_e + r_c r_e - r_b r_m + (r_b + r_c) R_s]}$$

$$(w) \text{ impédance d'entrée } Z_o = r_b + r_c \frac{r_e + Z_s}{r_c - r_m + r_e + Z_s}$$

$$(x) \text{ impédance de sortie } Z_1 = r_e + (r_c - r_m) \frac{r_b + Z_E}{r_b + r_c + Z_E}$$

En introduisant les valeurs numériques, on voit que le gain en courant peut rester du même ordre, mais le gain en tension et celui en puissance sont faibles ; l'impédance de sortie est également très faible, et facilement négative dans le type à pointes ; par contre, l'impédance d'entrée se trouve considérablement augmentée : c'est le principal intérêt de ce schéma ; grâce à lui, un transistor à jonction peut être employé comme étage « abaisseur d'impédance » pour une adaptation, tout en donnant un certain gain ; par exemple, une quinzaine de dB avec une impédance d'entrée de 150 000 ohms et une charge de 3 000 ohms ;

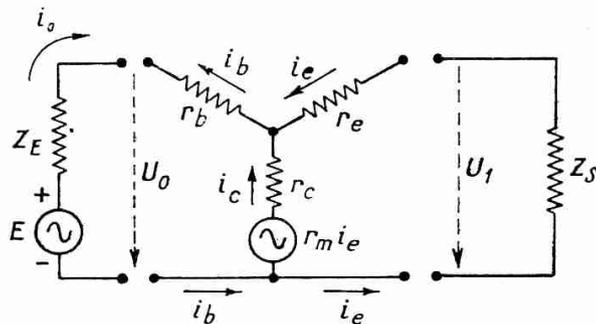


Fig. 54. — Schéma de transistor « collecteur commun ».

— ou comme amplificateur fonctionnant dans les deux sens (réversible) ;

— ou comme oscillateur à fréquence très stable (2).

Tous ces résultats sont résumés dans le tableau et la fig. 55 ci-après :

(1) Avec entrée sur la base. On peut aussi entrer sur l'émetteur, mais cette variante semble moins avantageuse et n'est guère employée.

(2) LOLANDER, etc. IRE Transactions, mai 1955, TRC, n° 2, p. 20-24.

TABLEAU TRANSISTORS
 Caractéristiques moyennes dans la région linéaire
 (faibles amplitudes)

	A JONCTION		A POINTES
	normal	« de puissance »	
r_c r_b r_c r_m	15-30 200-500 10^6 à 10^7 10^6 à 10^7		150-200 Ω 120-200 15 000-30 000 20 000-35 000
Tension normale collecteur (v)	≤ 30	≤ 50	10 à 30
Puissance maximum dissipée (mW)	100	1 000	10
Courant normal émetteur (mA)	1	100	5
Fréquence maximum d'emploi (Mc/s)	1 à 2	0,1 à 0,2	3 à 50
Facteur de bruit (dB)	3 à 30		40 à 70
Montage : électrode (à la masse) commune	base	émetteur	collecteur
	0,96-0,99	20-30	20-30
Gain maximum en :	200-1 000	≤ 1	≤ 1
courant α			
tension g_r	30-40 dB	15 dB	16-30 dB
puissance G (dB)	100/200	10^4 à 10^6	200/700 } 5 000- 30 000
Impédances (ohms)	50 000-500 000	100/400	10 000 500/600
entrée Z_o			
sortie Z_i			
Puissance utile w (watt)	0,015 - 1 watt		0,02 watt
Impédance de charge Z_s (ohms)	100 000	40 000	20 000

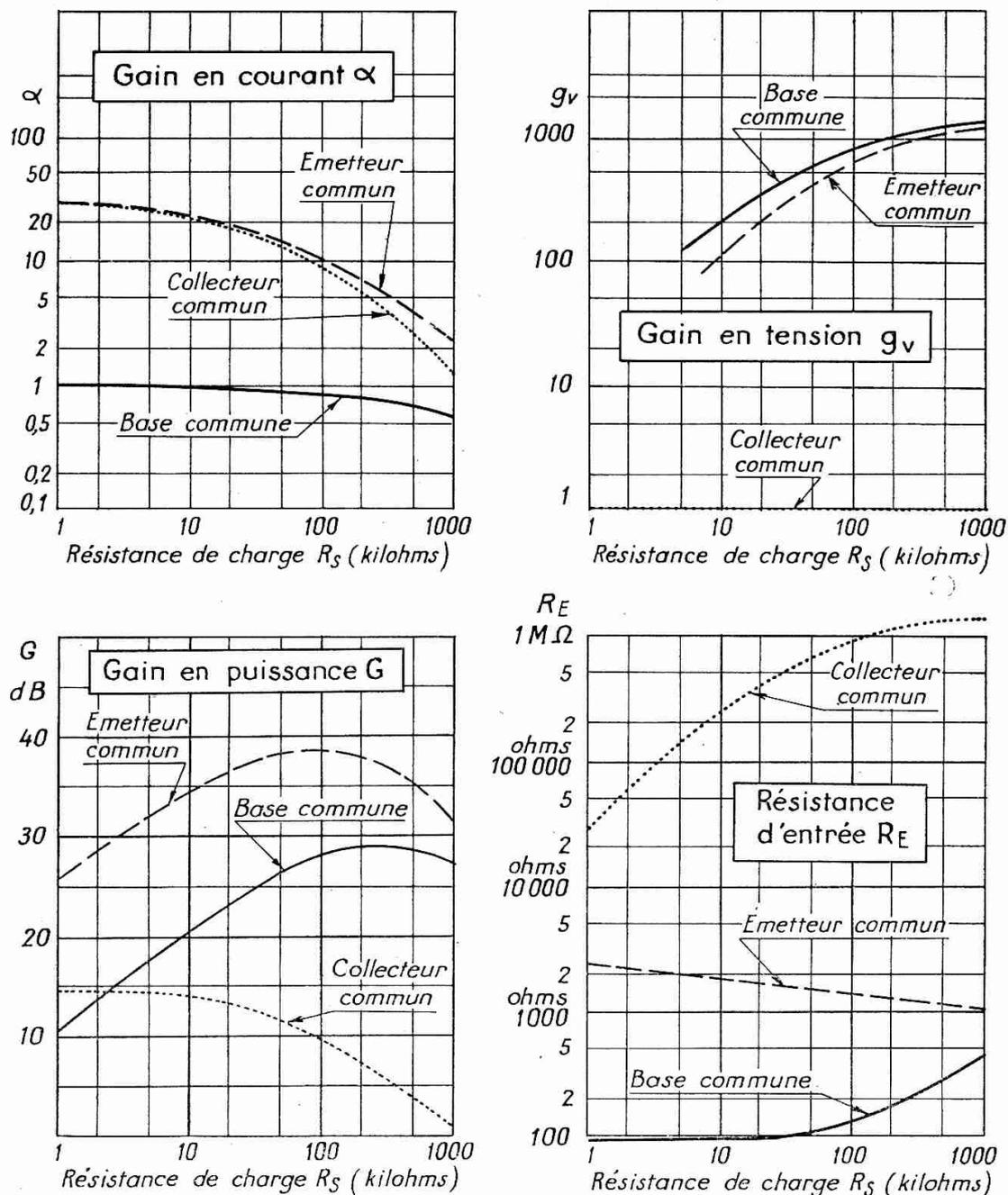


Fig. 55. — Variation des éléments de fonctionnement d'un transistor jonction suivant le montage et la charge. (Type OC 70. Documentation La Radiotechnique) (pour $V_c = -2\text{v}$, $i_c = 0,5\text{ mA}$, $\theta = 25^\circ$).

Comportement des transistors aux fréquences élevées.

4.454. — Comme il a été indiqué, la méthode précédente est applicable seulement aux fréquences suffisamment basses pour que tout effet de capacité ou de temps de transit soit négligeable.

Naturellement, des corrections sont nécessaires, et les performances vont en diminuant, lorsque la fréquence augmente indéfiniment. On retrouve ici les mêmes effets nuisibles que dans les lampes à vide, mais avec de nouvelles circonstances aggravantes.

Tout d'abord la *capacité parasite* entre électrodes, du fait qu'elles sont séparées par une barrière de potentiel ; évidemment les surfaces en contact ne sont pas très étendues, surtout dans les transistors à pointes ; mais l'épaisseur des couches de séparation est extrêmement faible ; de sorte que les capacités parasites sont plus fortes que dans les lampes : par exemple de 12 à 30 pF ; cependant comme ces capacités shuntent des résistances internes plus faibles, leur rôle est moins néfaste. C'est, en général, seulement celle du *collecteur* qui intervient ; celle de l'émetteur est entièrement masquée par les influences ci-après.

En second lieu, comme dans les lampes, le *temps de transit* des porteurs de charges d'une électrode à l'autre, et ses variations, qui introduisent un déphasage supplémentaire irrégulier.

Mais surtout, le fonctionnement même du transistor implique la création de charges dans la base à partir de l'émetteur, puis leur disparition. Ces phénomènes ne sont pas instantanés. Si l'on travaille en impulsions, il faut même distinguer les deux sens de variations : le passage de « coupé » à « conducteur » se produit par l'apport d'énergie extérieure ; le passage inverse « conducteur » - « coupé » résulte seulement de la diffusion et de la recombinaison des charges à l'intérieur de la base ; le second phénomène est plus lent que le premier ; il peut durer *plusieurs microsecondes* dans les types normaux à jonction ⁽¹¹⁾. Dans certains modèles spéciaux et les types à pointes, on peut réduire ce temps à une fraction de microseconde ⁽³⁾. Si l'on traduit cette inertie par l'existence d'une capacité apparente γ_e en shunt sur l'émetteur, il faut admettre qu'elle varie proportionnellement au courant d'entrée et qu'elle présente une valeur considérable : par exemple pour $i_e = 1$ mA, elle serait de 10 000 picofarads dans un transistor normal à jonction, et encore 1 000 pF dans un type spécial pour haute fréquence.

Mais la représentation de ces effets par de simples capacités n'est qu'une première approximation, et dès que la fréquence augmente un peu plus, il faut simuler l'ensemble par un schéma plus complexe tel qu'une ligne à retard, ce qui rend les calculs très fastidieux.

On trouve cependant un premier résultat simple : chaque transistor peut être caractérisé par la fréquence f_c , dite (assez mal à propos) « de coupure » pour laquelle le gain maximum diminue de 3 db. Cette fréquence est uniquement fonction de l'épaisseur de la base, et du montage employé ; avec le schéma

(11) (3) Voir bibliographie, p. 156.

« base commune », elle est ordinairement comprise entre 0,2 et 10 Mc/s ; avec celui « émetteur commun », elle est plus faible, ce qui ramène la préférence au premier pour les fréquences élevées ; elle est un peu plus grande dans certains modèles spéciaux.

Les impédances d'entrée et de sortie sont perturbées de façon sérieuse et compliquée, et comprennent naturellement des composantes réactives : en particulier celle d'entrée devient inductive pour le schéma « base commune », capacitive pour celui « émetteur commun ».

La fréquence dite « de coupure » n'est d'ailleurs pas la fréquence limite pour laquelle le transistor cesse d'être utilisable. D'abord parce que, même sans corrections, une chute de 3 db ne met pas forcément hors d'usage un étage amplificateur ou oscillateur. Ensuite parce que l'artifice du « neutrodyne », bien connu pour les lampes, permet de compenser jusqu'à un certain point l'effet nuisible de la capacité γ_c , en faisant passer un courant convenable égal et opposé dans une capacité égale γ_n alimentée par

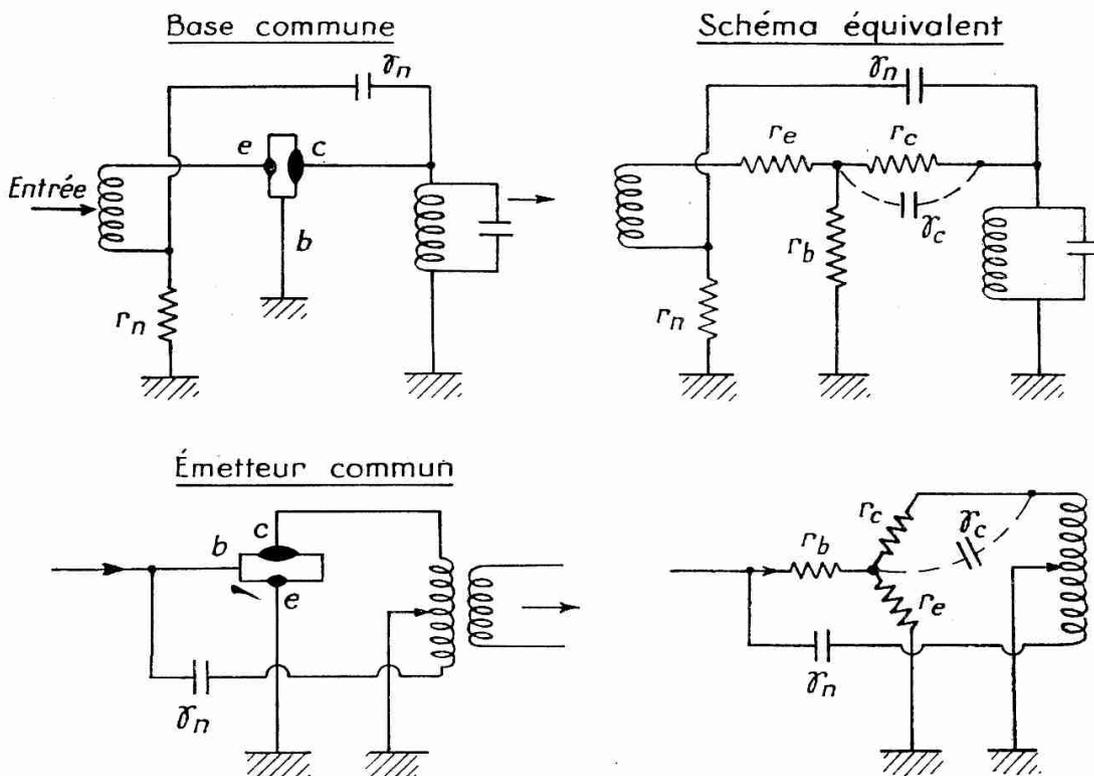


Fig. 56. — « Neutrodyne » de la capacité parasite γ_c d'un transistor.

un enroulement spécial donnant une tension inverse à celle du collecteur (ou, plus généralement, en fabriquant avec γ_c et γ_n un pont équilibré). La figure 56 donne deux exemples de schémas de

ce genre pour les deux montages « base commune » et « émetteur commun ».

On peut ainsi faire fonctionner des amplificateurs à transistors jusque vers 50 Mc/s des mélangeurs et des oscillateurs jusque vers 400 Mc/s, au moins dans les laboratoires (1), (2), (4), (5), (6), (7), (8), (9).

Stabilisation et alimentation des montages à transistors.

4.455. — Comme il a été dit, un montage à transistors présente généralement un défaut de stabilité, dans les deux sens de ce mot en électronique, c'est-à-dire que :

— les courants et les résistances dans le transistor, variant très vite avec les tensions de polarisation, avec la température, ou éventuellement le changement du transistor, les performances du montage manquent de fixité ;

— les impédances d'entrée et de sortie pouvant devenir négatives, un amplificateur est susceptible de se muer en oscillateur ; si cela se produit sous l'effet des variations précédentes, il y a brusque discontinuité du fonctionnement, l'appareil devient inutilisable pour le but proposé, et peut même être détérioré définitivement.

Ces inconvénients peuvent être très graves ; dans bon nombre de cas, l'appareil doit supporter de grands écarts de température (par exemple téléguidage d'engins) ; dans d'autres, les piles d'alimentation doivent pouvoir être utilisées jusqu'au bout (par exemple appareils de prothèse auditive). Il faut donc, même au prix de certains inconvénients, *stabiliser* le gain obtenu.

L'un des procédés possibles est d'ajouter, en série dans les alimentations, des résistances convenables.

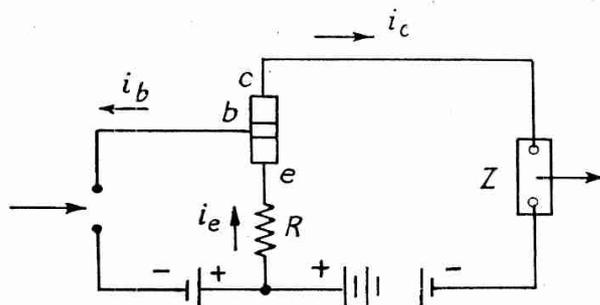


Fig. 57. — Rôle stabilisateur d'une résistance R en série dans l'émetteur.

Supposons, par exemple (fig. 57), que dans un montage

Bibliographie :

1. ROSE, SLADE, *Electronics*, novembre 1952, 116/118.
2. STANSEL, *Pr. Inst. Rad. Eng.* septembre 1953, 1096/1102.
3. CHOW, SURAN, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, septembre 1953, 1125/1129.
4. CHOW, SURAN, *Electronics*, novembre 1953, 189/191.
5. BRADLEY, *Pr. Inst. El. Eng.* part III, décembre 1953.
6. ZAWELS, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mars 1954, 542/548.
7. HUNTER, SLADE, *R.C.A. Rev.*, mars 1954, 121/134.
8. KINGSTON, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1954, 829/834.
9. PRITCHARD, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1954, 786/799.
10. GIACOLETTO, *R.C.A. Rev.*, mars 1955, 34/42.
11. FIRLE, etc., *Pr. Inst. Rad. Eng.*, mai 1955, 603/607.

« émetteur commun » on ajoute, en série avec la borne commune, une résistance fixe R . Il est évident :

— que les variations de la résistance apparente R_o entre émetteur et base, ne produiront plus que des variations de courant i_e atténuées dans le rapport de R_o à $(R_o + R)$;

— que, s'il y a une variation accidentelle du courant collecteur i_c (qui circule dans le sens de la flèche), la fraction de cette variation qui passe dans R produit sur l'émetteur une variation de tension en sens contraire, ce qui tend à modifier i_e dans le sens qui atténue la variation (1).

Si, dans le même montage, on place une résistance élevée R' (fig. 58) en série dans la base, les variations de i_e ne peuvent plus passer de ce côté, et donc passent presque entièrement dans l'émetteur, ce qui augmente le second effet correcteur ci-dessus.

Ces montages supposaient deux sources distinctes, une pour l'émetteur, l'autre pour le collecteur ; mais comme ces sources ont un point commun, on peut les remplacer par une seule, avec une prise intermédiaire :

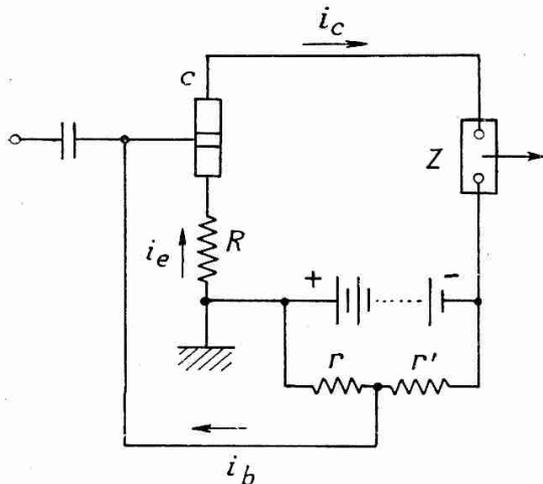


Fig. 58 bis. — Stabilisation avec batterie unique d'alimentation et potentiomètre.

Le schéma normal stabilisé est donc celui de la fig. 58 bis

(1) C'est un cas particulier de la contre-réaction qui sera étudié au chap. Réception.

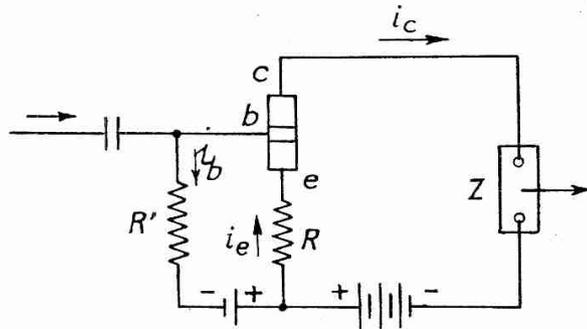


Fig. 58. — Rôle stabilisateur d'une résistance R' en série dans la base.

prise intermédiaire : soit sur un élément de pile, ce qui n'est pas toujours possible ; soit sur un potentiomètre (fig. 58 bis). Dans ce dernier cas, il faut noter que le potentiomètre en question doit avoir un débit relativement grand par rapport au courant de base i_b ; sinon une augmentation de i_c , par exemple, entraînant aussi une augmentation de i_b , produirait une augmentation de la chute de tension dans r ; la tension de la base baisserait, ce qui ferait croître i_e et par suite aggraverait la variation initiale de i_c .

avec R de l'ordre de 0,5 à 1 kilohm ; il est évident que la chute de tension dans cette résistance, et la dissipation dans le potentiomètre, diminuent sensiblement le gain et le rendement de l'étage.

Avec les montages « base commune » il semble que les compensations soient encore plus difficiles, parce que les courants i_e et i_c sont de même ordre, et peuvent varier notablement tous deux sans que le courant différentiel i_b soit affecté : il est donc illusoire de chercher à maintenir celui-ci constant.

Un autre procédé est possible lorsqu'il y a plusieurs transistors en cascade : utiliser l'un pour alimenter le suivant à tension constante, ou rechercher des compensations mutuelles (voir § suivants).

Une autre méthode encore consiste à utiliser en certains points des résistances à coefficient de température élevé (thermistances) (1).

Amplificateurs à transistors à plusieurs étages.

4.456. — On vient de voir les possibilités d'emploi d'un étage à transistor isolé ; on en a vu aussi les difficultés : adaptation d'impédances, stabilisation. Ceci fait prévoir que la mise en cascade, groupant plusieurs étages dans un amplificateur à gain élevé, va soulever un problème beaucoup plus grave qu'avec les lampes ; en effet, les impédances des étages d'un même type s'adaptent mal les unes aux autres ; en particulier, les impédances d'entrée des schémas « base commune » et « émetteur commun » sont beaucoup trop faibles pour constituer une charge convenable à l'étage précédent ; inversement, c'est l'impédance de sortie du schéma « collecteur commun » qui devient extrêmement faible. D'autre part, pour stabiliser les tensions continues de polarisations, il faut essayer des compensations un peu plus ingénieuses que l'interposition de résistances élevées à chaque étage. D'où mise au point de quelques schémas originaux, spécialement adaptés à un certain nombre de cas particuliers intéressants.

Prenons d'abord le cas simple d'un amplificateur *basse fréquence* pour prothèse auditive, répéteurs téléphoniques, modulation d'émetteurs portatifs, renforcement des signaux sur lignes à retard, calculateurs, etc. Aucune difficulté pour la fréquence « de coupure », on pourra prendre des transistors à jonction ordinaires. Avec le montage « émetteur commun », on a vu (fig. 55) que l'impédance d'entrée sera de l'ordre de 1 000 à 2 000 ohms ; si l'on couple directement en prenant cette impédance comme charge de l'étage précédent, le gain (par étage) sera encore de 25 à 28 dB ; ce qui est très honorable. Le schéma le plus simple possible sera donc celui de la fig. 59 a, utilisant une seule source

(1) Par exemple KEDNJIAN, Pr. Inst. Rad. Eng., avril 1954, p. 661/671.

(par exemple pile 3 v) ; pour avoir les polarisations continues convenables ; le couplage entre étages est fait par un condensateur Γ de forte capacité (par exemple 2 microfarads) ; les collecteurs sont reliés au pôle — de la batterie par des résistances R_c de quelques kilohms (par exemple 5), ne produisant ni chute de tension excessive, ni réduction sensible d'une impédance de charge déjà trop faible ; les bases sont reliées à des points convenables de potentiomètres shuntant la pile, comme indiqué fig. 59 a.

Le gain sera supérieur (35-40 dB par étage) si l'on couple par transformateurs-abaisseurs, ayant à leurs primaires des impédances apparentes de 10 à 100 kilohms quand leur secondaire est fermé sur l'étage suivant (1 à 2 kilohms) (fig. 59 b) ; mais de tels transformateurs sont beaucoup plus lourds et coûteux que les transistors eux-mêmes. On peut aussi essayer de revenir à la première solution, mais en associant trois étages « non-récurrents », le premier et le troisième « émetteur commun », le second « collecteur commun » ; ce dernier étant chargé par 2 kilohms par exemple, son gain sera de 14 dB (fig. 55) et son impédance d'entrée de l'ordre de 50 kilohms : l'étage précédent travaillera donc dans d'excellentes conditions en donnant un gain de 39 dB ; au total, pour ces deux 53 dB, soit du même ordre que la première combinaison (fig. 59 c).

Sous cette forme simple, ces montages seraient extrêmement sensibles aux variations de tension et de température ; il faut en général consentir, pour les stabiliser, un sacrifice sur le gain, en introduisant des résistances ou des couplages qui corrigeront une variation, en ramenant à l'entrée une variation en sens contraire (voir Réception, Contre-réaction). Par exemple on ajoutera des résistances RR' (ordre de 0,5 kilohm) en série avec les émetteurs (fig. 59 d) ; ou on alimentera les bases par une résistance R_b reliée au collecteur (fig. 59 e) ⁽¹⁾ ; ou encore on ramènera sur la première base une fraction de la tension du second émetteur ⁽²⁾ (fig. 59 f). Ce dernier schéma (légèrement compliqué), utilisé dans un répéteur téléphonique ⁽³⁾, ramène le gain total (entre impédances de 800 ohms) de 7 népers = 60 dB à 4 népers = 35 dB en donnant toute sécurité aux utilisateurs. On peut encore faire la contre-réaction à partir du transformateur de sortie ⁽⁴⁾.

(1) Si le courant i_c augmente accidentellement, cela augmente la chute de tension dans R_c , ce qui (vu le sens du courant i_c) fait monter le potentiel v_c ; cette variation, transmise par R_b à la base, tend à diminuer i_c et donc i_c .

(2) Supposons que i_c du premier étage croisse accidentellement ; vu son sens, le potentiel de b' monte, ce qui tend à diminuer le courant émetteur i_c du second transistor, donc à faire monter le potentiel de e' ; cette variation transmise à la première base b , tend à diminuer le courant i_c donc aussi i_c .

(3) MOULON, Onde Electrique, mars 1955, p. 261.

(4) HANNISBERG, Onde Electrique, mars 1955, 264/277.

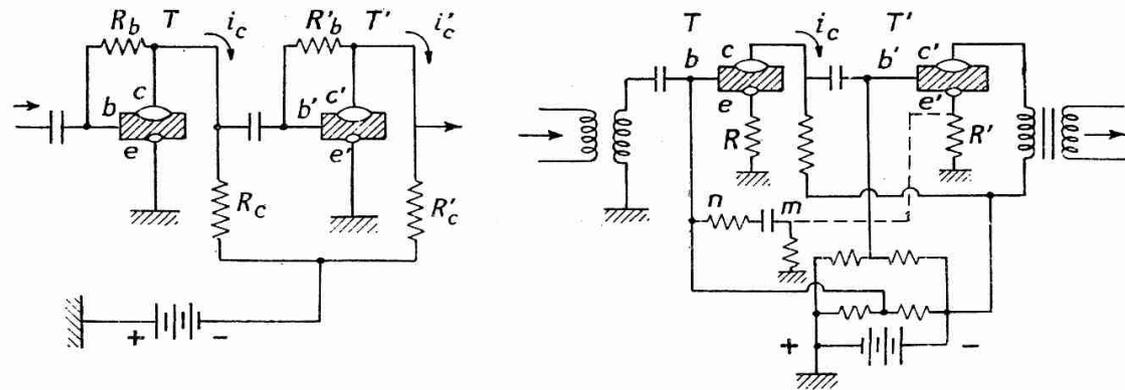
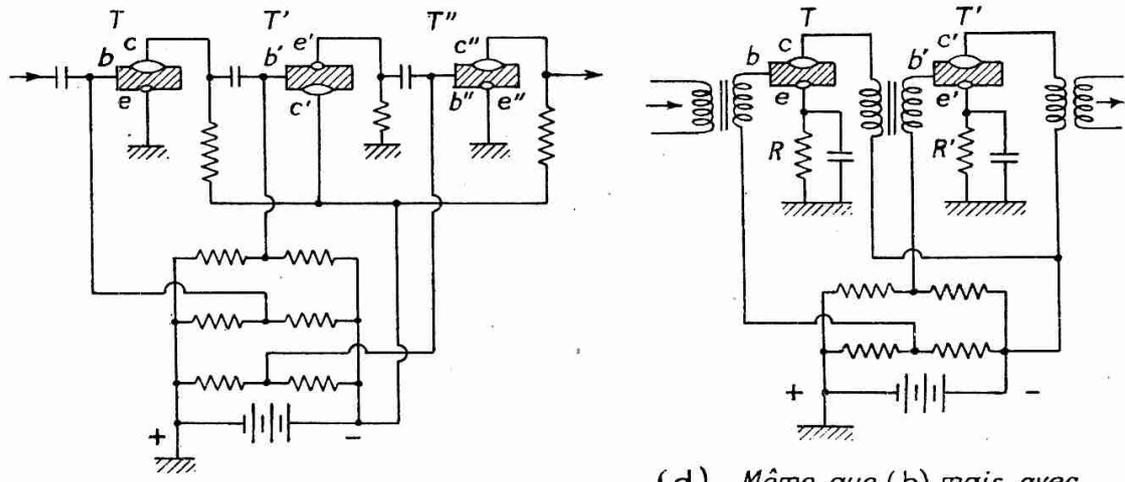
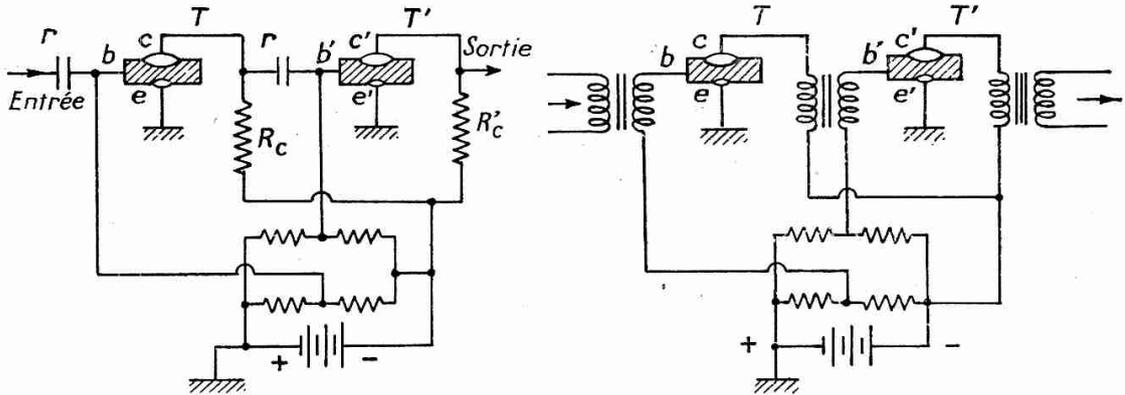


Fig. 59. — Amplificateurs à transistors.

Amplificateurs « à courant continu ».

4.457. — Lorsque l'amplificateur ne doit pas avoir de limite inférieure de fréquence transmise, c'est-à-dire de couplage par capacité, les liaisons directes entre étages sont très faciles avec les transistors, en raison de la petitesse des potentiels nécessaires ; on peut ainsi fabriquer, par exemple, de petits ensembles portatifs accroissant beaucoup la sensibilité d'un microampèremètre.

Si les impédances d'entrée et de sortie sont faibles, un seul étage peut donner un gain en courant de l'ordre de 20 ; si

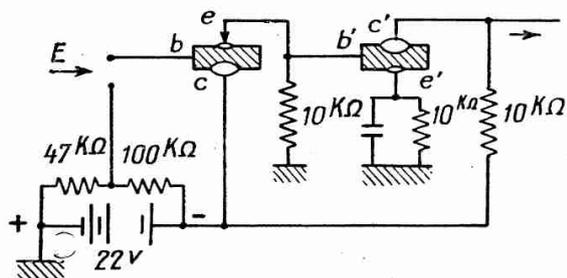


Fig. 60. — Amplificateur à courant continu (un étage collecteur commun + un étage émetteur commun).

un tel schéma (1) ; avec transistors jonction RAYTHEON CK 722, le gain en tension est de l'ordre de 100, et l'impédance d'entrée est portée de 1 600 ohms à 10 000 ohms (pour une tension batterie de 22 v.).

Mais avec ce montage, la dérive par variations de température ou de tension, est particulièrement à craindre. On a proposé pour la réduire divers artifices, tels que la résistance en série dans l'émetteur, déjà vue et représentée fig. 58 bis l'emploi d'un transistor *p-n-p* au premier étage (fig. 61) et d'un *n-p-n* au second (2), ou encore l'adjonction d'un shunt comprenant une diode au germanium dont la résistance varie avec la température, à peu près avec la même loi et la même inertie que celles des transistors (fig. 62). Pour un choix convenable du sens de cette diode et des valeurs des résistances de la dérivation, la correction est très bonne (2).

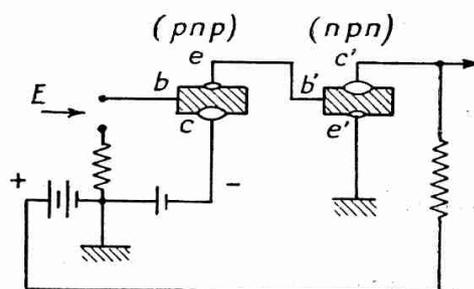


Fig. 61. — Amplificateur compensé par premier étage *pnp* et second *npn*.

(1) SULZER, *Electronics*, août 1953, p. 170/173.

(2) KEONJIAN, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, avril 1954, 661/671.

Amplificateurs haute fréquence à transistors.

4.458. — Nous groupons sous ce titre les amplificateurs accordés à haute et moyenne fréquence, à bande plus ou moins large, mais imposée. Dans ce cas, l'organe de couplage entre étages est ordinairement un système sélectif : résonateur simple, transformateur double, ou éventuellement réseau filtrant plus complexe (voir RÉCEPTION).

Les transistors se prêtent moins bien que les lampes à ce genre d'amplification. D'abord parce que leur fréquence de coupure est souvent trop basse (ordre du Mc/s, alors que les gammes « haute » et « moyenne » fréquence sont souvent bien au-delà) ; ensuite, parce que leurs impédances d'entrée et de sortie sont généralement trop faibles pour pouvoir être placées, comme celles des lampes, en shunt sur les bons résonateurs à haute surtension — tout en étant encore trop fortes pour pouvoir être mises en série. Aussi, bien que ces deux montages soient possibles, est-il préférable de coupler encore

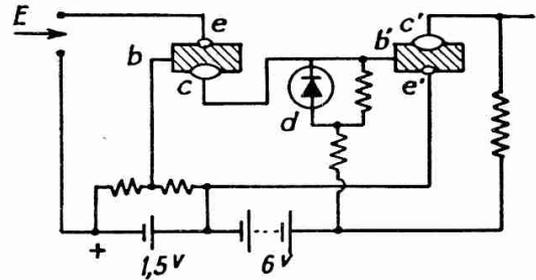


Fig. 62. — Amplificateur compensé par diode au germanium (*d*).

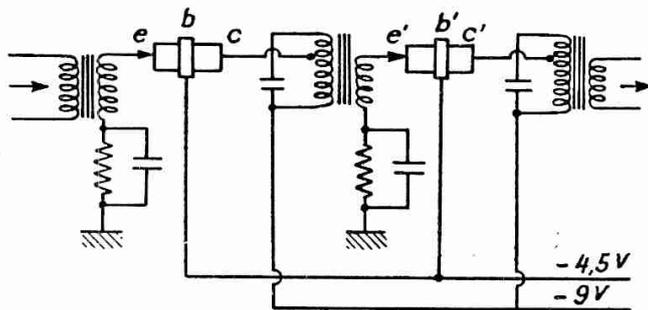


Fig. 63. — Schéma d'un amplificateur à fréquence « intermédiaire » 455 kc/s.

ici par transformateurs de rapports convenables pour assurer la meilleure adaptation, ce qui complique la construction, le réglage et la commutation.

La fig. 63 représente un schéma d'amplificateur à fréquence « intermédiaire » 455 kc/s, incorporé dans un récepteur de radiodiffusion (1). Les transistors sont des 2N34. Les transformateurs à noyaux ferrite ; le gain par étage est de 23 dB.

Amplification de puissance avec les transistors.

4.459. — Insistons sur le fait que dans tout ce qui précède, on supposait expressément que les variations alternatives appliquées au transistor, étaient suffisamment petites pour ne pas faire sortir le point de fonctionnement de la région linéaire des caractéristi-

(1) Voir détails et dispositif de réglage automatique de gain, BARTON, Pr. Inst. Rad. Eng., Juillet 1954, p. 1062.

ques, de part et d'autre du « point moyen » fixé par les polarisations. Etant donné la faible étendue de cette région, dans les transistors « normaux » habituels, cette limite est vraiment très stricte : de l'ordre du millivolt ou du centième de volt à l'entrée. Dès qu'on dépasse un tel niveau, les questions habituelles de distorsion, puis d'échauffement, doivent être considérées ; et l'on peut être amené à rechercher des types de transistors « de puissance ».

La distorsion dans le circuit de sortie (collecteur) peut être étudiée comme pour une lampe, sur le réseau des caractéristiques

(v_c , i_c) ; on porte le point moyen (déterminé par les polarisations initiales), la droite de charge R_s et on examine, pour diverses valeurs de i_e (paramètre), la variation de v_c et de i_c (fig. 64). Naturellement il existe des limites au-delà desquelles la distorsion croît très vite ; ni v_c , ni i_c ne doivent changer de signe (car on ne peut faire passer dans la diode d'entrée, émetteur, un courant négatif appréciable) ; mais ces limites sont situées sur les axes ou très près de

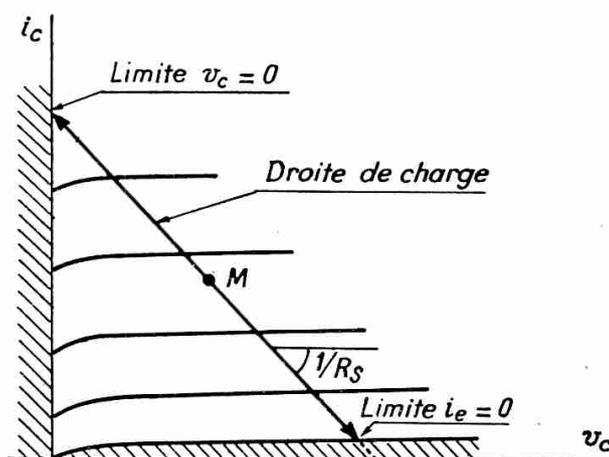


Fig. 64. — Etude graphique de la distorsion et de la limite de puissance d'un transistor.

ceux-ci, et les caractéristiques n'ont guère de courbure avant d'y arriver, de sorte qu'au total, le domaine permis est relativement plus étendu qu'avec les lampes, et que le rendement en classe A peut atteindre 45 à 49 % (sans compter la puissance perdue pour la polarisation et la stabilisation).

Mais il peut également se produire une distorsion dans le circuit d'entrée. En effet, la relation entre la tension v_e et le courant i_e n'est nullement linéaire. D'abord parce qu'il s'agit d'une diode, où, comme on l'a vu (§ 4.32) cette relation est plutôt exponentielle ; ensuite parce qu'il se produit, à travers la base, une réaction du courant de collecteur sur l'impédance d'entrée, qui modifie celle-ci jusqu'à pouvoir rendre négatif son terme réel (§ 4.451). Ces deux effets se combinent, suivant les valeurs de v_e , i_e , pour donner une caractéristique ayant l'allure de la fig. 65 :

— à gauche, les i_e négatifs sont les courants inverses (très petits) de la diode bloquée, et il n'y a aucune amplification dans le transistor, donc aucune réaction de i_c sur v_e . L'impédance est une résistance positive élevée (ordre de 100 000 ohms) ;

— à droite de l'axe, le courant direct commence à passer,

donc la première jonction seule aurait une résistance positive faible (courbe pointillée) ; mais le courant i_c passe aussi dans le collecteur et vient dans la base produire une tension inverse (§ 4.451) ; pour la même valeur de i_c , la tension v_c est donc diminuée, et peut même devenir négative :

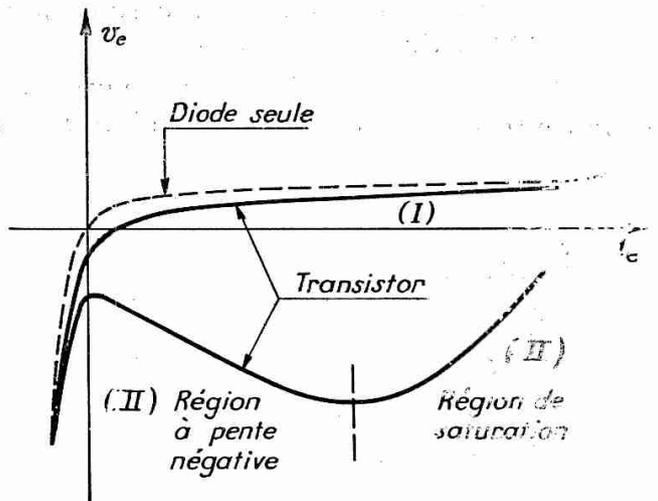


Fig. 65. — Caractéristique d'entrée d'un transistor (la courbe II présente une région à résistance négative).

— même devenir négative : la caractéristique présente un crochet et prend les formes I ou II — résistance donnée par la formule (1), positive ou négative suivant α .

— pour des amplitudes croissantes, cependant, il arrive un moment où le courant collecteur cesse d'augmenter (par perte de tension dans la charge, saturation, etc...) ; la réaction produite par ce courant dans la base, et le crochet correspondant de la caractéristique vers

le bas, vont donc en s'atténuant, et la courbe se rapproche de celle relative à la jonction seule ; la résistance redevient positive.

Nous verrons plus loin toute l'importance de cette forme (1) dans les « basculeurs ». Mais il est déjà évident que cette variation considérable d'impédance d'entrée, peut altérer la fidélité des amplificateurs ; en effet, si la source de tension alternative à amplifier présente une résistance interne faible, ou même égale à celle d'entrée au repos (condition normale d'adaptation), les amplitudes des courants de commande ne sont nullement proportionnelles aux tensions alternatives fournies, et la distorsion devient vite notable. Pour y parer, il faut que la source soit désadaptée en ayant une résistance trop élevée (ce qui est naturellement mauvais pour le gain et le rendement en énergie) ; il est consolant que cet état de choses ait tendance à s'établir de lui-même du fait de la faible impédance d'entrée des transistors.

Lorsque la puissance est limitée par l'échauffement du transistor, il va de soi que l'on retrouve, comme pour les lampes, la possibilité de fonctionnements en « classe B » ou « classe C », le courant ne passant que pendant une fraction — θ_c à $+\theta_c$ de la période. En particulier le fonctionnement « classe B » symétrique

(1) Pour la souligner, mentionnons qu'on ne trouve pas moins de 49 figures la comportant, dans le N° spécial, consacré aux Transistors, des Proc. Inst. Rad. Eng., novembre 1952.

est très employé pour l'amplification basse fréquence fidèle ; pour les mêmes raisons qu'en classe A, on pourra approcher de très près le rendement théorique maximum, ici 0,78. Le montage pourra aussi bien être réalisé « base commune », ce qui donnera le minimum de distorsion — ou « émetteur commun » pour avoir le maximum de gain — ou enfin « collecteur commun », si l'on veut le maximum de puissance.

L'inversion de phase nécessaire à l'excitation du montage symétrique peut s'obtenir avec un étage préalable, comme avec une lampe (fig. 66) ; mais on

peut s'en dispenser par l'artifice très élégant qui consiste à mettre en parallèle (fig. 67) deux transistors de polarités inverses, c'est-à-dire un *n-p-n* et un *p-n-p*, dont chacun travaille exclusivement sur l'alternance de polarité qui lui convient (à supposer que l'on puisse trouver deux transistors suffisamment identiques de ces deux types).

Ces divers artifices permettent d'obtenir 50 à 100 milliwatts avec des transistors de modèles normaux, ce qui est déjà honorable pour du « petit haut-parleur ». Au-delà, il faut recourir aux « transistors de puissance », à refroidissement forcé, encore très rares sur le marché — et très coûteux. Les derniers modèles figurant sur les catalogues font état d'une puissance utile maximum de quelques watts (pour l'étage double classe B), mais avec des résistances d'entrée et de sortie très faibles (quelques ohms) ⁽¹⁾ et une capacité parasite considérable (400 pF au collecteur pour le 2N84). Leur emploi appelle donc encore quelques réserves. Des puissances encore supérieures sont peut-être possibles

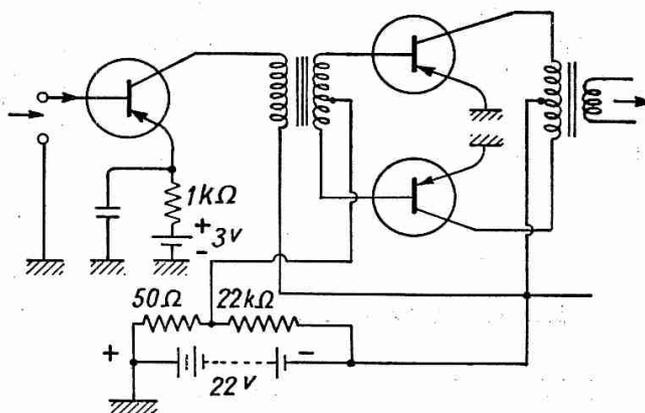


Fig. 66. — Amplificateur B.F. à transistors avec étage de sortie symétrique, classe B.

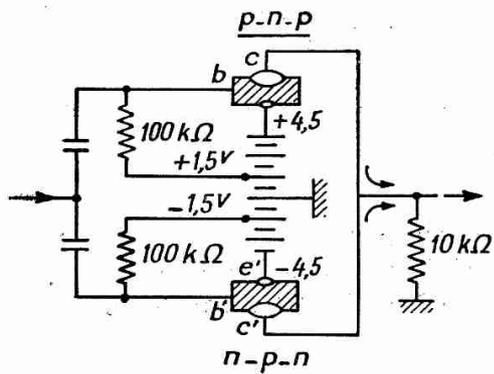


Fig. 67. — Montage symétrique à deux transistors de polarités opposées.

(1) La diminution de la résistance de sortie a pour conséquence heureuse que l'on peut parfois économiser le transformateur de sortie et attaquer directement la bobine mobile d'un haut-parleur, ou la bobine de déviation d'un oscilloscope (télévision).

dans l'avenir, mais avec de nouveaux matériaux, puisque dans la fabrication actuelle, la tension et le courant sont tous deux limités.

EMPLOI DES THYRATRONS COMME AMPLIFICATEURS

4.46. — A première vue, les thyratrons peuvent fonctionner en « interrupteurs » ou « relais », mais non comme amplificateurs proprement dits, puisque leur action n'est pas progressive, mais au contraire résulte d'un amorçage brutal et irréversible.

On peut cependant obtenir des effets progressifs si on alimente grille et plaque en alternatif et si l'on joue sur la *phase* relative de ces deux tensions, de manière à régler l'instant d'allumage. Mais le courant plaque étant toujours de même sens, il y a *redressement* : nous étudierons ce montage au § 4.66.

LE « BRUIT DE FOND » DES AMPLIFICATEURS

4.47. — Lorsque, dans un amplificateur, le gain est poussé à des valeurs importantes — ordre de 10^5 —, on observe invariablement que l'appareil n'est plus silencieux. On entend toujours, à sa sortie, un certain bruit spécial, caractéristique, appelé « souffle » ou « bruit de fond » et qui limite la sensibilité, en masquant les signaux faibles.

Ce bruit est d'origine interne, et ne doit pas être confondu avec les parasites venus de l'extérieur (perturbations électriques aux environs, atmosphériques, etc.) ; il subsiste en effet lorsque l'amplificateur est isolé, blindé, mis sous écran.

Il s'explique par la nature « granuleuse » de l'électricité, et l'agitation thermique des électrons, dans les circuits et les lampes ou semi-conducteurs.

Nous reviendrons au chapitre RÉCEPTION sur le bruit de fond des circuits ; nous verrons qu'une *résistance* quelconque R produit, à la température normale, dans une bande ΔF , une « tension efficace de bruit » :

$$v_b = 4 \sqrt{R} \times \Delta F$$

(microvolts) (mégohms) (kilo-cycles)

Bruit de fond des tubes à vide.

4.471. — Le bruit de fond des lampes est plus difficile à calculer ; nous ne résumerons pas ici les théories faites à ce sujet ; donnons-en simplement le résultat : pour permettre la comparai-

son avec les résistances habituelles, il est d'usage d'évaluer le souffle des lampes en l'attribuant à une « résistance de souffle » fictive placée en série dans la grille ; cette résistance est de la forme :

$$R_b = K \frac{i_p}{p^2}$$

c'est-à-dire qu'il est avantageux pour réduire le bruit, d'augmenter la pente tout en diminuant le courant plaque (c'est ce qu'on a toujours cherché à faire pour réaliser une amplification économique).

Mais le coefficient de proportionnalité K dépend du type de tube et du rapport du courant effectif i_p au courant de saturation I_s .

Si $i_p = I_s$, c'est-à-dire si le tube est « saturé », le coefficient K est facile à calculer et l'expérience le confirme. Si $i_p < I_s$, *cas normal des tubes non saturés*, les résultats sont différents et, dans des sens contraires suivant qu'il s'agit de diodes et triodes, ou de multi-grilles.

Pour les *diodes et triodes (non saturées)*, la « résistance de souffle » trouvée — sensiblement $R_b = 2,5/p$, soit l'ordre de 1 000 ohms en moyenne, au minimum 200 ohms (6J4) est assez notablement *inférieure* à la valeur théorique. C'est facile à expliquer, en faisant intervenir le rôle « régulateur » de la « charge d'espace » qui subsiste alors entre cathode et anode. Si $i_p < I_s$, c'est que dans le vide, autour de la cathode, existe un nuage électronique repoussant les électrons qui tendent à sortir de la cathode. Il est bien évident que cette charge tend à stabiliser le courant i_p ; car si, à un instant donné, il y a fluctuation par *excès* d'électrons émis, la densité du nuage s'en trouve augmentée, donc aussi la répulsion vis-à-vis des nouveaux venus. Si, au contraire, l'émission électronique baisse un instant, le nuage forme « réservoir » et sa densité baisse ; l'émission tend donc à augmenter.

La charge d'espace *atténue donc la fluctuation* (1).

Au contraire, dans les *multigrilles*, la résistance de souffle *est très notablement supérieure* à la valeur théorique : on atteint par exemple l'ordre de 10 000 ohms dans les pentodes H.F. et 200 000 ohms dans les heptodes changeuses de fréquence.

Une augmentation aussi énorme et fâcheuse n'est pas facile à expliquer. On l'attribue actuellement à la prépondérance des « effets de bord » dus aux fils très minces des grilles successives. On conçoit que ces fils, portés à des potentiels variés, perturbent

(1) Rôle bien connu d'un « accumulateur-tampon » pour stabiliser une tension.

localement d'une façon intense la distribution des champs et des charges ; par suite, il peut suffire de très faibles accélérations ou déviations des électrons, pour qu'une fraction importante de ceux-ci *soit* ou ne *soit pas* captée par telle ou telle grille.

Les fluctuations d'émission cathodique se transforment ainsi en irrégularités, relativement plus grandes, dans la *répartition* des électrons entre les grilles — et finalement, par différence, dans l'intensité i_p .

Cette explication conduit aux formules approximatives suivantes, sensiblement d'accord avec l'expérience (1) :

Pentode (courant-plaque i_p , courant-écran i_e)

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{amplificatrice pente } p : R = \frac{i_p}{i_p + i_e} \left(\frac{2,5}{p} + \frac{20i_e}{p^2} \right) \\ \text{mélangeuse, pente de conversion } p_c : R' = \frac{ip'}{i_p + i_e} \left(\frac{4}{p_e} + \frac{20i'_e}{p_c^2} \right) \end{array} \right.$$

Hexode, heptode, etc., mélangeuses (courant total de cathode i_k pente de conversion p_c) $R'' = \frac{20i_p (i_k - i_p)}{i_k \times p_c^2}$.

Ces formules montrent encore une fois l'intérêt d'*augmenter la pente* (p ou p_c) et de réduire les courants de grille-écrans (i_e, i_k, i_p) ; ainsi la pentode 6 AC.7/1852 revendique une résistance de souffle de 700 ohms seulement en amplificatrice, 3 000 ohms environ en mélangeuse (2).

Remarque. — Ces valeurs de bruit des lampes s'appliquent aux fréquences assez élevées (radio) ; aux fréquences basses (audibles et sub-audibles), le bruit augmente assez sensiblement, sans doute en raison d'irrégularités dans l'émission cathodique (« scintillation »), certaines zones superficielles changeant de composition chimique.

Bruit de fond des transistors.

4.472. — Comme les lampes, les semi-conducteurs sont soumis à des fluctuations électroniques et par conséquent produisent un certain bruit de fond. Mais les lois de variation de ce bruit sont différentes, et encore bien mal connues.

Tout d'abord, ce bruit augmente aux basses fréquences, encore plus qu'avec les lampes. Au-dessous d'une certaine fréquence limite (f_b), son énergie est proportionnelle à $1/f$; de sorte qu'elle n'est plus, dans une bande donnée proportionnelle à sa largeur ($f_2 - f_1$),

(1) D'après une série d'articles dans *R. C. A. Review*, 1940-1941.

(2) On trouvera d'autres exemples dans un tableau du chapitre RÉCEPTION.

mais au logarithme du rapport f_2/f_1 (1). On ne peut donc le définir que dans une bande étroite centrée sur une fréquence donnée.

D'autre part, s'il ne dépend pas du schéma d'emploi du transistor (base ou émetteur communs), il dépend des conditions de fonctionnement : tension collecteur i_c , courant émetteur i_e , résistance du générateur R_E ; il faut donc préciser ces valeurs.

Enfin l'énergie de bruit à la sortie du transistor W_B , dépend du gain qu'il fournit ; une certaine fraction W'_B est inévitable, parce qu'elle provient du souffle de la résistance du générateur R_E , amplifié par le transistor ; on l'aurait même avec un étage idéal sans bruit, de même gain. On définit donc le bruit par rapport $N = \frac{W_B}{W'_B}$ (souvent évalué en décibels) que l'on appelle le « *facteur de bruit* » (Noise Factor) (2).

Les constructeurs se bornent généralement à donner ce facteur pour $f = 1$ Kc/s et les valeurs normalisées suivantes, pour lesquelles il est minimum :

$$\begin{aligned} v_c &= 1,0 \text{ à } 1,5 \text{ volt} \\ i_e &= 0,5 \text{ à } 1 \text{ mA} \\ R_E &= 500 \text{ ohms.} \end{aligned}$$

Ce facteur de bruit décroît de 80 dB (chiffre très élevé) pour certains transistors à pointes, jusque vers 10 et même 5 dB pour les meilleurs transistors à jonction ; on rejoint alors les performances des lampes.

Valable pour $f = 1$ Kc/s, il détermine pratiquement la valeur du transistor dans la gamme audible. Pour d'autres fréquences, il se modifie, comme il a été dit, en sens inverse de f , tant qu'on n'atteint pas la limite f_b ; c'est le cas habituel pour les transistors à pointes, dans lesquels f_b est du même ordre que la frontière de coupure des hautes fréquences f_c . Mais dans les derniers transistors à jonction, on a réussi à baisser cette limite f_b jusque vers quelques Kc/s, de sorte qu'il existe entre f_b et f_c une *gamme où le bruit est faible et uniforme* (« blanc ») donc proportionnel à la largeur de bande ($f_2 - f_1$), comme dans les lampes. Toutefois, quand la fréquence atteint la coupure f_c , le facteur de bruit recommence à croître, à cause de la baisse du gain. Les données dans cette zone sont tout à fait rares (3).

(1) En effet, si l'énergie de bruit dans la bande élémentaire est : $dB = B_0 \frac{df}{f}$ elle est dans la bande $f_1 - f_2$: $B = \int_{f_1}^{f_2} B_0 \frac{df}{f} = B_0 \text{ Log } \frac{f_2}{f_1}$

(2) On retrouvera cette définition pour les récepteurs.

(3) *Bibliographie (bruit)* :

Ouvrages et articles généraux cités ; et, en outre :

KEONJEAIN, Pr. Inst. Rad. Eng., novembre 1952, p.

MONTGOMERY, Pr. Inst. Rad. Eng., novembre 1952, p.

PETRITZ, Pr. Inst. Rad. Eng., novembre 1952, p. 1440.

WALLACE, Pr. Inst. Rad. Eng., juillet 1951, p. 753.

CHAPITRE V

LA FONCTION OSCILLATRICE

4.5. — La seconde fonction essentielle que peuvent remplir les tubes et leurs succédanés, est sans doute *l'entretien d'oscillations périodiques* soit *sinusoïdales*, soit en forme de créneaux, dents de scie, etc. (dites alors « *de relaxation* »).

Les montages permettant cet entretien sont en nombre illimité ; mais on peut les ramener à l'application d'un principe commun : grâce à la fourniture d'énergie externe par la source haute tension, le tube introduit, dans les circuits associés, un terme de tension en opposition avec la chute ($- Ri$) que provoque la résistance ; c'est-à-dire une *résistance négative*. L'amortissement habituel des oscillations propres fait alors place à un entretien ou même (dans certaines limites) à un accroissement de leur amplitude.

Nous préciserons d'abord cette notion de « résistance négative » et nous montrerons comment elle se combine avec la non-linéarité du tube pour déterminer la forme et l'amplitude des oscillations. Nous verrons ensuite les divers schémas qui permettent sa réalisation ; nous étendrons les conclusions au cas des oscillations non-périodiques, c'est-à-dire qui passent d'une position d'équilibre à une autre (« *basculateurs* »).

PRINCIPE DE LA « RESISTANCE NEGATIVE »

4.51. — Nous raisonnerons sur le circuit de la figure 68 comprenant self-induction L , capacité C et résistance R_p en *parallèle*, parce que le calcul y est un peu plus simple. Mais on passerait aisément au cas de la résistance R_s en série avec L , si c'était nécessaire.

Soit v la tension instantanée commune aux bornes du système i_L, i_c, i_R les courants dans les trois branches, tous comptés positivement, dans le sens indiqué par la figure.

On a :

$$L \frac{di_L}{dt} = v \quad R_p \cdot i_R = v \quad i_C = C \cdot \frac{dv}{dt}$$

Si le système est isolé, la somme i_t des trois courants est nulle, donc aussi sa dérivée, ce qui donne l'équation différentielle :

$$(1) \quad \frac{di_t}{dt} = C \frac{d^2v}{dt^2} + \frac{1}{R_p} \frac{dv}{dt} + \frac{L}{1} v = 0$$

On sait, en effet, que la solution générale de cette équation (différentielle linéaire à coefficients constants) est de la forme :

$$(2) \quad v = A \cdot e^{x't} + B \cdot e^{x''t}$$

A et B étant des constantes, et x' et x'' les racines de l'équation « caractéristique » :

$$(3) \quad x^2 + \frac{1}{CR_p} x + \frac{1}{LC} = 0$$

donc, en posant :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{coefficient} \\ \text{d'amortissement} \\ \text{pulsation propre : } \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \end{array} \right. a = \frac{1}{2R_p \cdot C} \left\{ \begin{array}{l} \text{on a :} \\ x = -a \mp \sqrt{a^2 - \omega_0^2} \end{array} \right.$$

L'hypothèse essentielle faite dans les résonateurs radioélectriques est celle d'un amortissement faible, de telle sorte que a^2 est négligeable devant ω_0^2 et qu'il reste :

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} x = -a \pm j \cdot \omega_0 \\ v = A \cdot e^{-at} \left(e^{j\omega_0 t} + \frac{B}{A} \cdot e^{-j\omega_0 t} \right) \end{array} \right.$$

dans lequel la partie entre parenthèses représente une oscillation sinusoïdale, et le terme exponentiel qui précède, *habituellement décroissant* avec le temps puisque R_p et a sont positifs, représente la loi d'extinction progressive, relativement lente, des oscillations libres.

On connaît aussi la signification physique : l'énergie va-et-vient entre la capacité (sous forme potentielle) et la self-induction (sous forme cinétique) ; lorsque le condensateur est déchargé,

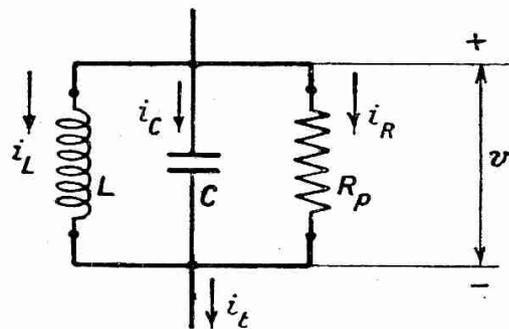
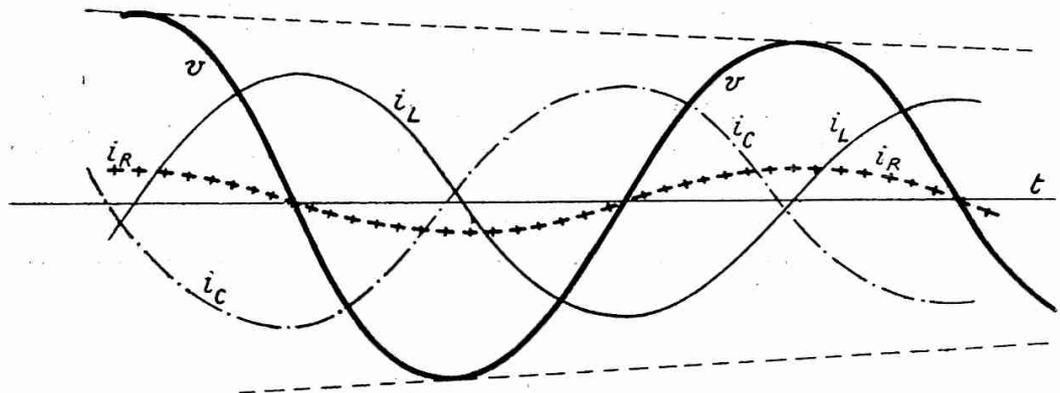


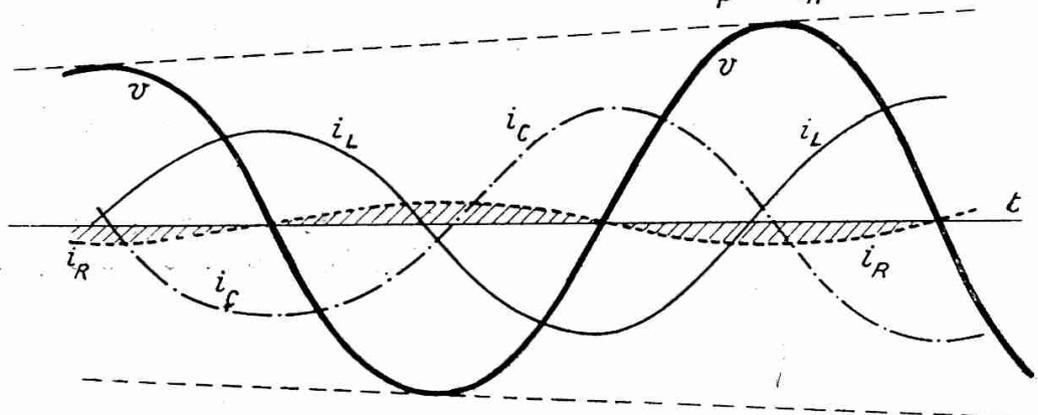
Fig. 68

$v = 0$, mais le courant dans L étant maximum, ne s'arrête pas instantanément et continue à passer en rechargeant le condensateur en sens inverse. S'il n'y avait pas de résistance R_p en shunt, il n'y

1^o Résistance positive fixe $a = \frac{1}{R_p}$



2^o Résistance négative fixe $a = \left(\frac{1}{R_p} + \frac{1}{R_n} \right)$



3^e Résistance négative fonction de l'amplitude

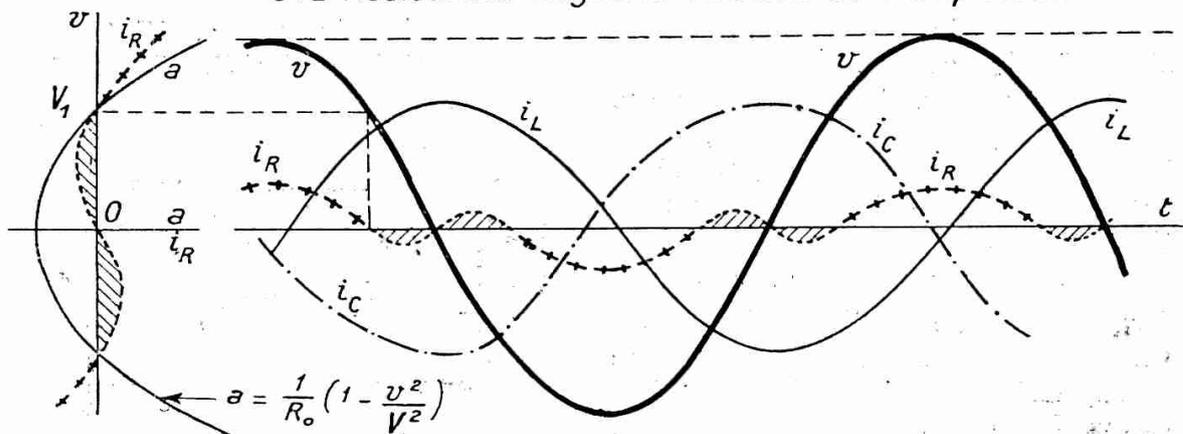


Fig. 69. — Oscillations quasi sinusoïdales dans un résonateur.

aurait, dans cet échange, aucune dissipation, et les oscillations s'entretiendraient toutes seules indéfiniment ($a = 0$) ; la présence de R_p dérive un courant (supposé petit) qui dissipe chaque fois un peu d'énergie, d'où l'amortissement progressif. C'est ce que représente la fig. 69 (1°) ; si l'amortissement était plus grand, $d > \omega$, le terme x deviendrait réel (et négatif) ; le courant s'éteindrait donc suivant une loi exponentielle sans oscillations.

Maintenant, supposons que *par un moyen quelconque*, nous ajoutons aux trois composantes i_c , i_L , i_R du courant, une quatrième, de la forme :

$$i'_R = - \frac{v}{R_n}$$

c'est-à-dire exactement en opposition de phase avec i_R ; nous introduirons dans l'équation (1) un nouveau terme qui s'additionnera avec le second, le coefficient devenant :

$$\frac{1}{R_t} = \frac{1}{R_p} - \frac{1}{R_n}$$

la résistance totale « apparente » R_t étant alors modifiée par la présence de la nouvelle résistance « négative » R_n ; et pouvant devenir négative.

Ce changement de signe ne modifie pas la forme analytique de l'équation (1) ni de ses solutions.

Donc, si le terme a^2 reste négligeable devant ω_0^2 , on a toujours une oscillation et un va-et-vient de l'énergie entre L et C, mais l'enveloppe de cette oscillation a une amplitude croissante avec le temps ; ce qui s'explique (fig. 69, 2°) par le fait que la composante de courant passant dans R_t est maintenant en opposition avec la tension, donc constitue un *apport d'énergie*, renforçant la décharge de C dans L, puis la recharge de C par L.

D'après (5) cette croissance devrait aller jusqu'à l'infini (1), mais ici intervient la différence essentielle entre les résistances « positive » naturelle, et « négative » artificielle : tandis que la première est sensiblement constante en fonction de l'amplitude, la seconde ne l'est pas et ne peut pas l'être : provoquée par un tube à vide, elle n'est valable que dans un intervalle limité ; tôt ou tard, le point de fonctionnement pénètre dans les régions coudées des caractéristiques (seuil ou saturation) ; le terme de « désamortissement » $\left(\frac{1}{R_n}\right)$ diminue de grandeur, et quand il devient juste égal à $\frac{1}{R_p}$, la conductance totale $\frac{1}{R_t}$ s'annule et l'amplitude se stabilise.

(1) Il faudrait en principe un temps infini ; mais la croissance exponentielle est si rapide qu'il suffit pratiquement d'un temps très court pour dépasser toutes valeurs raisonnables.

Si le terme a^2 devient supérieur à ω^2 , la racine x est encore réelle et donne une croissance exponentielle avec le temps, voisine de $v = V_0 \cdot e^{-at}$. Mais de nouveau, quand l'amplitude atteint une certaine valeur, elle se trouve limitée par les coudes des caractéristiques et un équilibre s'établit (stable ou instable, suivant le montage, comme on va le voir).

REALISATION DIRECTE D'UNE RESISTANCE NEGATIVE PAR EMISSION SECONDAIRE OU GRILLE D'ARRET D'UNE PENTODE

4.52. — Examinons maintenant quelques montages produisant cette résistance négative.

Il est d'abord possible de trouver, dans les tubes à vide, des combinaisons d'électrodes, telles que certain courant diminue quand la tension augmente, ce qui est bien l'effet cherché.

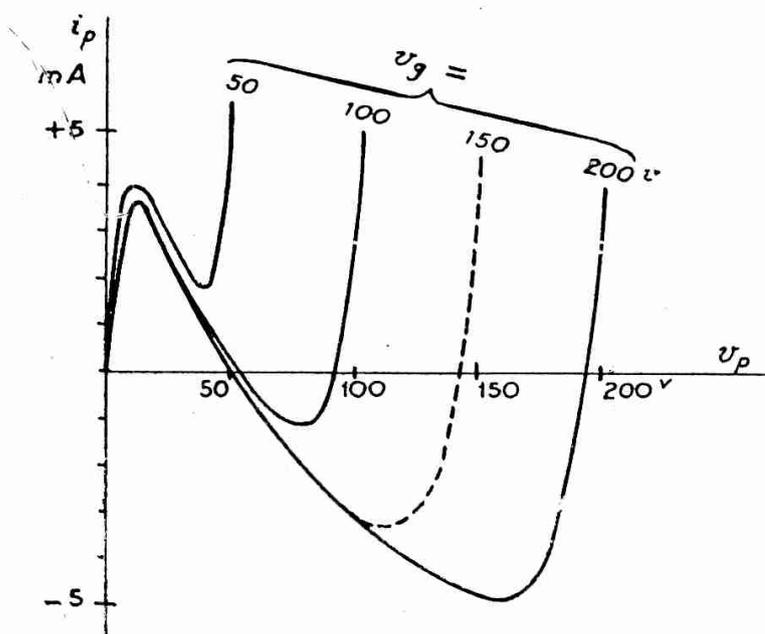


Fig. 70. — Résistance négative par dynatron (cathode à oxydes, émission : 20 mA).

plaque, provoque le départ de plusieurs électrons secondaires retournant à la grille, de sorte que plus v_p croît, plus i_p diminue (fig. 70).

Cet effet de « multiplication » peut être assez notable pour que la « résistance négative » ainsi introduite dans le circuit de plaque soit de l'ordre de la centaine d'ohms.

Par exemple, Hull a signalé dès 1918 que l'on peut obtenir cette propriété avec une triode, en portant la grille à un potentiel positif plus élevé que celui de la plaque, afin d'exagérer le phénomène d'émission secondaire, mentionné déjà à propos de la tétrode et considéré alors comme perturbateur (§ 4.132). C'est le montage « en dynatron ».

Il existe, en effet, un intervalle de tensions dans lequel chaque électron primaire, atteignant la

Par contre sa limitation en fonction de l'amplitude est évidemment très brutale ; on voit sur la figure que, par exemple pour $v_g = 100v$, la résistance sera négative tant que v_p sera compris entre 10 et 90 volts environ, mais sera redevenue positive (en moyenne) dès que v_p variera entre 0 et 105 v.

Le même effet peut s'obtenir avec des tubes pentodes, en profitant du fait que la grille d'arrêt règle la répartition du courant électronique entre la grille écran et la plaque. Si son potentiel monte, i_p augmente, et par contre-coup (leur somme étant presque constante), i_{ge} diminue. Donc si on relie ensemble ces deux grilles (par un condensateur, pour les variations alternatives) elles peuvent se comporter comme une seule électrode à résistance négative et entretenir les oscillations dans un résonateur (fig. 71).

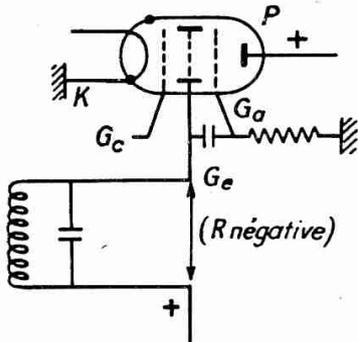


Fig. 71. — Résistance négative par pentode.

Mais ici encore, l'amplitude est limitée, car cette propriété n'existe que dans une certaine région du réseau des caractéristiques ; au-delà, les courants i_p , i_{ge} ne varieront plus en sens inverse.

REALISATION DE RESISTANCE NEGATIVE PAR REACTION DANS UN AMPLIFICATEUR

4.53. — Une méthode plus générale pour se procurer une résistance négative, est de prélever la tension aux bornes d'un élément de circuit (résonateur-bouchon ou simple résistance), de l'amplifier et de ramener à ces bornes tout ou partie de la tension de sortie de cet amplificateur : le tout est d'assurer le déphasage convenable entre la composante prélevée et la composante ramenée.

Par exemple, une solution très simple, employée dans les oscillateurs de laboratoire et de changement de fréquence des récepteurs, consiste à prélever la tension dans

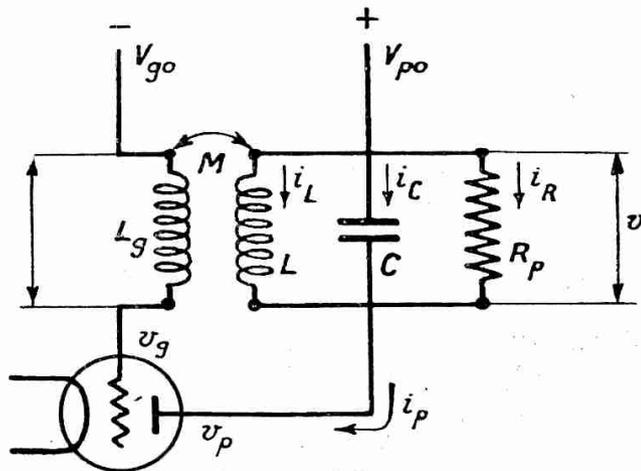


Fig. 72.

un résonateur, LC, au moyen d'une bobine L_g ayant avec L_p la mutuelle induction M ; à placer cette bobine sur la grille d'un tube amplificateur, et à intercaler le résonateur dans sa plaque (fig. 72).

Pour établir la formule du système, il est d'usage de négliger le courant de grille, supposé faible en première approximation. Dès lors, i_L n'est pas modifiée, et l'on a sur la grille la tension :

$$(6) \quad v_g = -V_{g0} - M \frac{di_L}{dt} = -V_{g0} - \frac{M}{L} v_p.$$

Supposons d'abord la lampe dans la région rectiligne de ses caractéristiques, en permanence ; on a :

$$(7) \quad R_i \cdot i_p = v_p + \mu \cdot v_g + U_o$$

d'où ici :

$$(8) \quad \frac{di_p}{dt} = -\frac{1}{R_i} \times \frac{dv}{dt} - \frac{\mu}{R_i} \times \frac{M}{L} \times \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{R_i} \left(1 + \frac{\mu M}{L}\right) \frac{dv}{dt}$$

Or, la composante i_p est devenue la somme des courants dans les branches du résonateur

$$(9) \quad i_p = i_i = i_L + i_c + i_r.$$

Donc l'équation du résonateur [(1) du § 4.51] devient :

$$\frac{di_p}{dt} = -\frac{1}{R_i} \left(1 + \frac{\mu M}{L}\right) \frac{dv}{dt} = C \frac{d^2v}{dt^2} + \frac{1}{R_p} \frac{dv}{dt} + \frac{1}{L} v,$$

ou :

$$(10) \quad C \frac{d^2v}{dt^2} + \left[\frac{1}{R_p} + \frac{1}{R_i} \left(1 + \frac{\mu M}{L}\right) \right] \frac{dv}{dt} + \frac{1}{L} v = 0$$

semblable à (1) mais où la résistance apparente est donnée par :

$$(11) \quad \frac{1}{R_i} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{R_i} \left(1 + \mu \frac{M}{L}\right) = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{R_n}$$

Or, le terme ajouté :

$$(12) \quad \frac{1}{R_n} = \frac{1}{R_i} \left(1 + \mu \frac{M}{L}\right)$$

peut (en dépit des apparences) avoir un signe quelconque, même négatif, car la mutuelle M peut être négative ; il suffit que les deux enroulements L et L_g soient en sens contraire (en allant des sources vers la lampe). Il est même possible que le rapport M/L soit inférieur à -1 , si le couplage est serré et la self L_g plus grande que L . Donc on peut imaginer que le terme $1/R_n$ soit de l'ordre de $(1 - \mu)/R_i$, c'est-à-dire pour peu que μ soit grand, de l'ordre de $-\mu/R_i$: avec les chiffres normaux de la pente des tubes, cela équivaut donc à une résistance négative R_n de quelques centaines d'ohms en parallèle sur le résonateur.

On observera que cette valeur de résistance négative est indépendante de l'amplitude. Cela tient à notre hypothèse, que l'on utilise exclusivement la partie rectiligne des caractéristiques ; alors, en effet, on est dans les conditions du « régime A » et l'amplitude n'influe pas sur le fonctionnement (§ 4.431).

Mais nous avons déjà vu que cette hypothèse restrictive s'applique seulement aux faibles amplitudes avec rendement médiocre ; pour utiliser pleinement la lampe, *on est conduit à augmenter l'amplitude* jusqu'à ce que le point de fonctionnement sorte de la région rectiligne, et en particulier se déplace de part et d'autre du coude inférieur (régimes B et C) ; le courant ne passe plus alors que par pointes, dans un certain intervalle $-\theta_0$ à $+\theta_0$, et l'amplification s'en trouve diminuée (§ 4.435.1).

C'est ce qui se produira lorsque l'amplitude croîtra d'elle-même sous l'effet d'un excès de résistance négative ; le courant de grille apparaîtra et augmentera ; la polarisation automatique de grille (par résistance intercalée, non représentée sur la figure) ⁽¹⁾ augmentera, l'angle θ_0 diminuera, donc aussi la composante fondamentale I_{2p} ; il suffit d'ailleurs d'examiner les caractéristiques (fig. 73) pour voir que la pente moyenne lors d'une variation A'B' de grande amplitude, est moindre que celle lors d'une faible amplitude AB dans la région centrale.

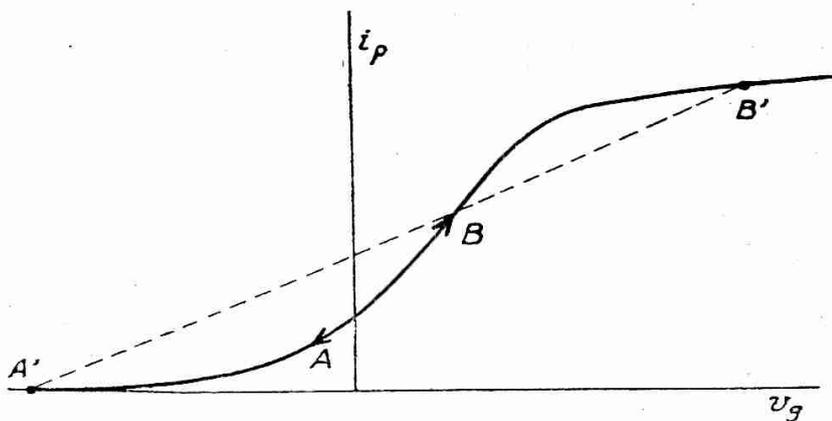


Fig. 73. — La pente moyenne pour de grandes amplitudes A'B' est moindre que pour l'amplitude faible AB.

De telle sorte que si nous partons, pour de faibles amplitudes, avec la valeur négative $\frac{1}{R_n}$ donnée par (12) nous pouvons être certains que le module de ce terme $\left(\frac{1}{R_n}\right)$ se mettra à diminuer à partir

(1) Voir § 4.627.

d'une certaine amplitude ⁽¹⁾ et par suite le terme total $\frac{1}{R_t}$ dans l'équation (10), d'abord négatif, diminuera, s'annulera pour une certaine amplitude, et redeviendra ensuite positif (allure de la fig. 74).

L'avantage de ce procédé consiste en ce que l'on peut utiliser le tube dans toute l'étendue de ses caractéristiques, et donc en

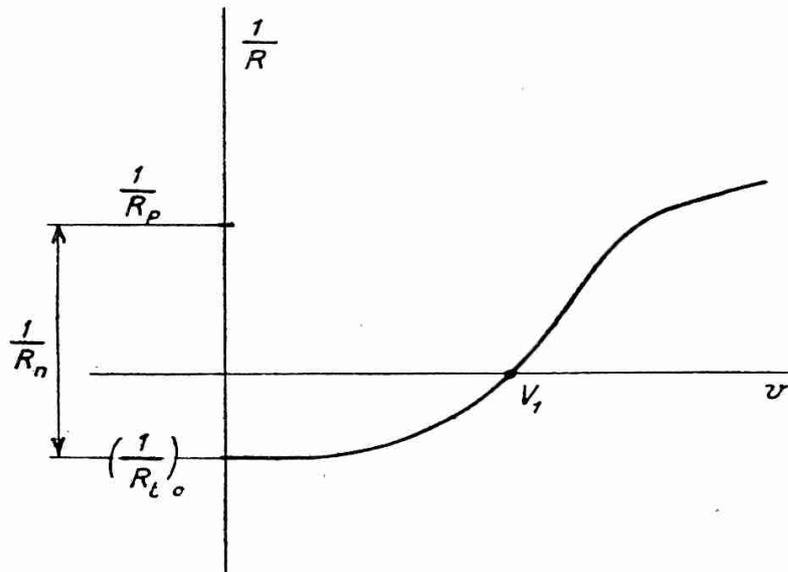


Fig. 74. — Le coefficient de résistance totale $\frac{1}{R_t}$ est rendu négatif aux petites amplitudes, par l'addition du terme négatif $\frac{1}{R}$ au terme normal $\frac{1}{R_p}$; mais quand l'amplitude augmente, il diminue, s'annule (pour $v = V_1$) et redevient positif.

tirer la même puissance qu'en amplificateur classe C (sous réserve de celle dépensée sur la grille pour l'auto-excitation, mais qui n'est généralement qu'une petite fraction — 1/20 à 1/100 — de la puissance utile).

Le schéma comporte d'ailleurs de nombreuses variantes que nous ne pouvons mentionner ici et qui seront étudiées au chapitre EMISSION.

En effet, on obtiendrait le même résultat en ramenant, par tout autre moyen, une composante i_p de phase convenable, en parallèle sur i_L , i_c et i : en particulier l'inversion de phase, produite ici par la mutuelle négative M , peut aussi être obtenue par l'adjonction d'un étage (ou d'un nombre impair d'étages).

(1) On peut même penser que $\frac{1}{R_t}$ deviendra positif, $\mu M/L$ devenant inférieur à l'unité, et, en outre, pour des raisons dont nous n'avons pas tenu compte, comme l'existence du courant de grille qui finit par absorber une puissance notable.

Reprenons par exemple le schéma précédent en supposant (fig. 75) que le résonateur Z_p est toujours embroché dans la plaque d'un tube T, mais que, cette fois, la tension de la grille G est obtenue par l'intermédiaire d'un second tube T'. Pour réaliser un couplage indépendant de la fréquence (dit « à courant continu », (§ 4.457) on peut, par exemple, relier chaque plaque à la grille suivante par un potentiomètre R_c , R'_c et R'_g aboutissant à une tension négative ($-V'_{g0}$) suffisante pour polariser cette grille à la valeur ($-V_{g0}$) convenable par rapport à sa cathode. Ce faisant, on réduit naturellement la variation de tension transmise à la

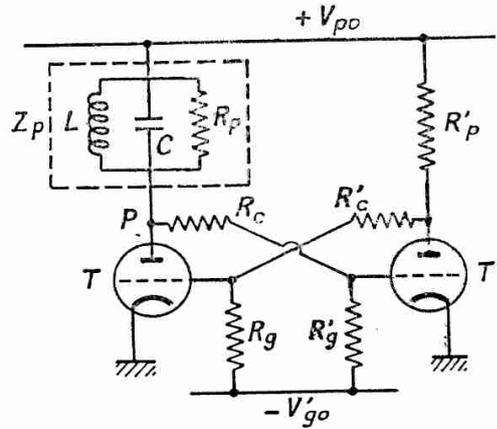


Fig. 75. — Principe des « Basculateurs »

fraction $k = \frac{R'_g}{R_c + R'_g}$, et $k' = \frac{R_g}{R'_c + R_g}$. Donc si la tension aux bornes du résonateur Z_p , est encore appelée v (comptée positivement de haut en bas sur la figure), une variation $\frac{dv}{dt}$ correspond sur la plaque à $\left(-\frac{dv}{dt}\right)$ dont la fraction k arrive sur la grille G'. Admettant que les tubes sont des pentodes de pentes p et p' , on a donc sur la plaque P' la variation :

$$(13) \quad \frac{dv'_p}{dt} = -p'R'_p \frac{dv'_g}{dt} - k p' R'_p \frac{dv}{dt}$$

dont la fraction k' est ramenée sur la grille G, produisant ainsi la variation de courant :

$$\frac{di_p}{dt} = +p \frac{dv_g}{dt} = +k'p \frac{dv'_p}{dt} = + (kk'pp'R'_p) \frac{dv}{dt}$$

qui correspond, comme ci-dessus, à une résistance négative (vu les sens choisis pour v et i_p) donnée par (1) (14) $-\frac{1}{R_n} = - (kk'pp'R'_p)$ qui se retranche de $\frac{1}{R_p}$ et qui peut être très importante (R_n parallèle petite) si pp' et R'_p sont grands.

Les couplages pour $R_c R'_g$ et $R'_c R_g$ peuvent être remplacés par un couplage cathodique ; par exemple le schéma fig. 76 représente

(1) Ne pas oublier que p et p' sont des conductances, donc la formule est bien homogène.

une telle variante (1). Il suffit de se représenter le premier tube T comme monté « plaque à la masse » avec charge cathodique R_k ,

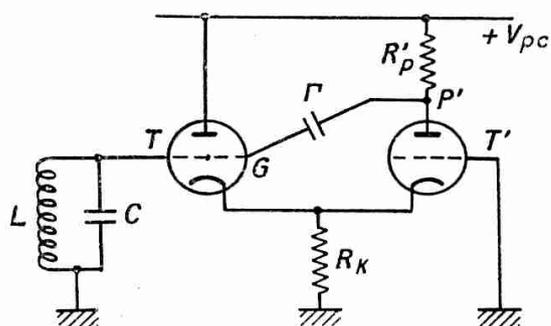


Fig. 76.
Oscillateur à couplage cathodique.

le second tube T' comme monté « grille à la masse » et attaqué sur sa cathode par la tension aux bornes de R_k . Les deux étages amplifient sans renversement de phase et la tension alternative de la plaque P' est renvoyée sur la grille G par le condensateur de couplage Γ (2); cette grille tend donc à s'amplifier dans le même sens, ce qui est la condition d'entretien.

REALISATION DE BASCULATEURS. OSCILLATIONS « DE RELAXATION »

4.54. — Dans ce qui précède, nous avons supposé que dans un résonateur L, C, à pulsation propre ω_0 , nous introduisons progressivement une résistance négative, capable de compenser sa résistance positive naturelle, et même peut-être un peu au-delà — mais pas beaucoup, c'est-à-dire que le coefficient d'amortissement α du paragr. 4.51 restait nettement inférieur à ω_0 . Dans ces conditions, le régime reste quasi-sinusoidal à la pulsation ω_0 , sous réserve d'une croissance progressive tant que le terme $1/R_n$ l'emporte sur celui $1/R_p$.

Mais si maintenant nous imaginons que la dose de résistance négative introduite, est suffisante pour que le coefficient d'amortissement α (devenu négatif) l'emporte sur ω_0 , les racines x de l'équation (3) ne contiennent plus de terme imaginaire, c'est-à-dire qu'il n'y a plus d'oscillation et la croissance de l'amplitude devient directement exponentielle — bien entendu, ici encore, tant que l'on est dans la région linéaire des caractéristiques, c'est-à-dire jusqu'à ce que l'on soit limité par un seuil ou un coude.

Cette nouvelle situation exige naturellement un effet de « résistance négative » plus marqué que la précédente; et comme la pulsation propre du résonateur, ω_0 , disparaît de la solution, le

(1) Etudiée par divers auteurs, et notamment SULZER, P.I.R.E., mai 1950, p. 540-543.

(2) Si l'on voulait entretenir de très basses fréquences, on remplacerait ce condensateur par un potentiomètre de résistances R'_c R_g .

produit LC n'intervient plus ; L et C peuvent se réduire à des valeurs « parasites » ; l'équilibre atteint peut être stable ou instable, et dans ce dernier cas, s'il y a oscillation, sa période n'a plus rien à voir avec ω_0 . Ce cas, très intéressant est susceptible d'un grand nombre de variantes. En voici les principaux exemples :

Basculateur bistable. « Flip-flop ».

4.541. — Reprenons le schéma de réaction à deux tubes T, T' du § 4.53, fig. 75. Supposons la résistance négative introduite assez grande pour que $a \gg \omega_0$: d'après le calcul, la croissance du régime libre se fait de façon exponentielle en un temps beaucoup plus court que la période propre du résonateur. C'est facile à comprendre en observant qu'une petite variation de tension en un point quelconque — par exemple sur la plaque P, est amplifiée par le 2^e tube T' avec changement de sens, puis de nouveau par le 1^{er} tube T avec second changement qui la ramène au sens primitif, de sorte qu'elle revient sur P en se renforçant, s'amplifie de nouveau et ainsi de suite. La croissance est donc très rapide tant que les deux tubes travaillent dans leurs régions linéaires.

Mais cette croissance a pour effet que le courant va en augmentant dans l'un des tubes, et en diminuant dans l'autre. Or aucune de ces variations ne peut continuer indéfiniment : l'une — par exemple dans T' — s'arrête à la saturation $i'_p = i_s$ (1), l'autre au coude inférieur $i_p = 0$. Dès que l'un de ces seuils est atteint (ou les deux à la fois, si le réglage des polarisations le veut), l'amplification disparaît, la réaction est coupée, l'amplitude cesse de croître ; par exemple v'_g sera très positif, i'_p maximum, donc v'_p très bas, entraînant v_g , d'où i_p très petit et v_p grand ; la première lampe T est « bloquée », la seconde T' « saturée ». Cet équilibre est-il stable ?

Il l'est si nous supposons Z_p réduit à R_p , sans inductance L ni capacité C ; en effet dans ce cas, la situation atteinte n'a aucune raison de se renverser sans action extérieure.

L'équilibre sera rompu si nous appliquons à l'une des électrodes une tension suffisante pour amorcer une variation en sens contraire de la précédente ; par exemple négative sur P, de manière à entraîner v'_g et à faire diminuer le courant de i'_p ; la lampe T' se « désature » et la tension de v'_p remonte ; ce faisant elle entraîne v_g , ce qui débloque la lampe T ; i_p repart en produisant une nouvelle baisse de v_p , qui aggrave la première variation. Le phénomène va s'accroissant jusqu'au basculement complet en sens inverse du précédent, T' bloqué (v'_g très bas) et T saturé (v'_g relativement haut), où l'on atteint un second équilibre aussi stable que le premier.

(1) Ou au maximum du courant qui peut passer dans R'_p c'est-à-dire $i'_p = \frac{V_{p0}}{R'_p}$

Un tel système est appelé « *basculeur* » (ou « *basculateur* ») *bistable* ; il est la base du *comptage* dans les calculateurs électroniques numériques.

Durée du basculement.

4.542. — Ce raisonnement conduit à un basculement « instantané », sans aucune constante de temps ; mais il suppose Z_p réduit à R_p seul, sans L ni C supposés enlevés. Si l'on réintroduit C , en parallèle sur R_p , la tension aux bornes de R_p ne pourra plus varier instantanément ; il faudra charger le condensateur C à travers le tube T , ou le décharger dans R_p . D'où apparition de « constantes de temps », la durée du basculement sera finie et proportionnelle à C . Cette limite existera d'ailleurs toujours, même en l'absence de condensateur additionnel C , à cause des *capacités parasites* qui en tiendront lieu ; ces capacités sont celles qui limitent l'amplification aux fréquences élevées (§ 4.123) ; en pratique elles rendent difficile la réalisation de basculeurs fonctionnant en moins de 10^{-7} seconde (record 10^{-9}).

Basculateur instable, « multivibrateur ».

4.543. — Le rôle de l'inductance L est différent : elle rend l'équilibre instable en amorçant, par une cause interne, le basculement inverse.

En effet, la seule position d'équilibre stable du résonateur comprenant L en parallèle, est $v = 0$. Si l'on s'en écarte en produisant le basculement rapide précédent, v monte brusquement à la valeur v_1 en un temps très court τ ; dans cette variation, le courant i_L , limité par la relation $L \frac{di_L}{dt} = v$, passe à la valeur i_1 , donnée sensiblement par :

$$L \frac{i_1}{\tau} = v_1$$

si τ est petit, il reste faible et ne joue aucun rôle. Mais si l'on atteint un équilibre et si le temps considéré se prolonge, i_L continue à croître proportionnellement et devient bientôt prépondérant ; il décharge donc le condensateur C et tend à ramener la valeur initiale $v = 0$, c'est-à-dire qu'il produit précisément la variation en sens inverse de la première, nécessaire pour amorcer le basculement inverse.

Un tel système *oscillera donc perpétuellement d'une position à l'autre*, par une oscillation dont la forme ne sera plus sinusoïdale, mais en arcs d'exponentielles, plus ou moins voisins de « créneaux » rectangulaires ou de « dents de scie » (fig. 77). Elle peut d'ailleurs être dissymétrique, si les éléments correspondants des

deux tubes T, T' le sont, et si par suite les durées des basculements sont inégales.

Le schéma de la fig. 77 est susceptible de nombreuses variantes ; en particulier, au lieu d'ajouter L en parallèle sur R_p , on peut remplacer les résistances de couplage R_c R'_c par deux capacités C C' (fig. 78). Pour les basculements rapides, ces capacités (en série) transmettent les charges, c'est-à-dire les variations de potentiel, comme si elles étaient des court-circuits ; mais si un équilibre prolongé tend à s'établir, les charges s'écoulent par R_p et R'_g et les deux armatures reprennent progressivement leurs potentiels de repos ; comme l'inductance L précédente, elles ramènent donc l'amorçage du mouvement en sens contraire. Ce schéma a été le premier inventé par Abraham et Bloch (1918) sous le nom de « multivibrateur » (parce que dans l'oscillation, riche en harmoniques, on peut mettre en évidence de nombreux multiples de la fréquence fondamentale).

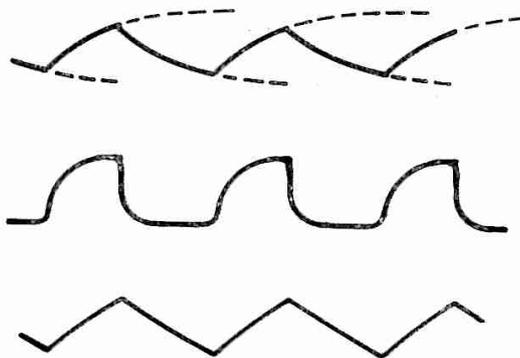


Fig. 77. — Forme des oscillations de relaxation.

Le schéma simple de la fig. 72 peut aussi donner lieu à des oscillations de ce type, si le couplage est beaucoup plus fort que celui calculé au § 4.53 (cas d'un transformateur à fer à circuit fermé) ; on l'appelle alors un *oscillateur de blocage* ou « *blocking* ». Toutes les oscillations de ce type ont leur fréquence déterminée, non par un produit LC de résonateur, mais à la fois par des *constantes de temps du type RC* (souvent nombreuses) et par *l'amplitude atteinte*. Cette fréquence est donc difficile à calculer et même souvent mal définie et peu stable ; c'est généralement un inconvénient ; cependant il en résulte une particularité souvent très avantageuse : c'est

qu'on peut les *synchroniser* en leur appliquant une f.é.m. d'excitation périodique, à fréquence un peu supérieure à la leur, ou multiple de celle-ci. D'où une foule d'applications pour les balayages d'oscilloscopes (mesure et télévision), les guidages, le radar, les calculateurs, etc.

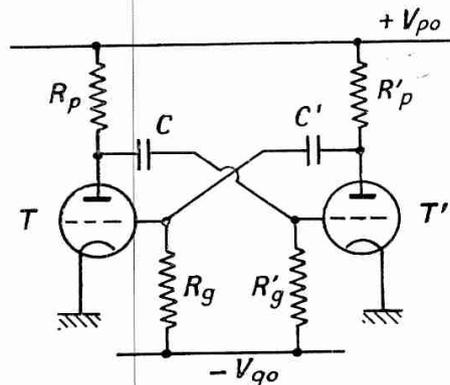


Fig. 78. — « Multivibrateur »

VAN DER POL, qui a spécialement étudié ce type d'oscillations et l'a baptisé « *de relaxation* », s'est plu à montrer leur très grande généralité, même en dehors de l'électronique : on les reconnaît dans certaines décharges électriques, dans divers phénomènes *hydrauliques* (coups de bélier, vidange périodique d'un réservoir par un siphon, etc.)..., — *acoustiques* (grincements des cordes sonores...), *mécaniques* (claquement d'un drapeau), et même *physiologiques* (battement du cœur) ou *biologiques* (migrations de certaines espèces animales...), etc.

Bien que très générales, ces oscillations font rarement l'objet de calculs précis sur leur fréquence, leur puissance et leur rendement. L'intervention des seuils non-linéaires et le nombre des paramètres intéressés, rendent le calcul de la fréquence à la fois compliqué et incertain. Pour la puissance, il est clair que si l'on fait basculer la lampe d'une extrémité à l'autre de ses caractéristiques, on en tirera une puissance relativement importante, et si l'on travaillait à des niveaux élevés, le calcul de l'échauffement et du rendement deviendrait nécessaire. Mais, en fait, on n'utilise généralement les « basculeurs » que pour des balayages nécessitant au plus quelques watts ; un calcul très grossier ou une expérience très simple suffisent alors à connaître l'ordre de grandeur des énergies mises en jeu et dissipées, et l'on n'en demande pas davantage.

Les efforts actuels tendent plutôt vers la « linéarisation » et la « stabilisation » des performances (voir plus loin § 4.55).

Basculateur monostable.

4.544. — Il est enfin possible de réaliser un dispositif intermédiaire entre les deux précédents, c'est-à-dire ayant une position

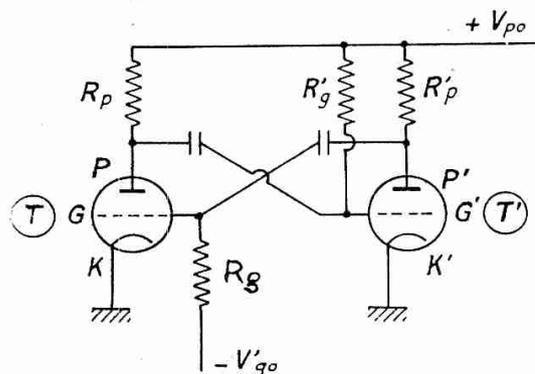


Fig. 79. — Basculateur dissymétrique monostable.

d'équilibre stable, et l'autre instable. Il est alors normalement dans la position 1 ; sous l'influence d'une excitation extérieure, il bascule jusqu'à la position 2, puis revient spontanément en 1 et y reste ; le paramètre essentiel de ce fonctionnement est la durée de l'aller et retour, que l'on peut rendre réglable ; d'où un procédé commode et souple pour se procurer des *intervalles de temps* (ou retards) arbitraires.

On obtient de tels « basculeurs monostables » en exagérant la dissymétrie d'un oscillateur du type précédent.

Par exemple, dans le schéma fig. 75, si au lieu de relier les deux résistances de grille $R_g R'_{gr}$ au même potentiel négatif modéré ($-V_{g0}$), on relie l'une R_g à un potentiel ($-V'_{g0}$) beaucoup plus négatif, l'autre R'_g à un potentiel positif, par exemple ($+V_{p0}$), (fig. 79), il est clair que la position « lampe T bloquée, lampe T' saturée », deviendra la position normale stable, dont le système ne s'écartera que moyennant une forte impulsion (par exemple positive sur la grille G), tandis que la position inverse « T saturée, T' bloquée » ne pourra subsister.

Parmi les innombrables variantes de ce type, certaines utilisent un seul tube multigrille, dont les électrodes successives fonctionnent comme deux tubes en cascade. La fig. 80 représente le populaire « phantastron » très employé dans certains dispositifs de guidage ; la cathode, la grille de commande G_1 et la grille-écran G_2 constituent la première triode ; la grille d'arrêt G_3 et la plaque constituent la seconde. La position stable de départ correspond à G_1 très positif (par résistance R_{g1} reliée à $+V_{p0}$) ; donc il passe beaucoup de courant électronique, la chute de tension dans R_k est grande et la cathode K positive par rapport à la masse. Donc la grille d'arrêt G_3 , reliée à cette masse, est relativement négative et, par suite, il y a peu de courant-plaque i_p , mais beaucoup de courant i_{g2} . Si l'on applique sur cette grille G_3 une impulsion positive, il en résulte un brusque passage du courant-plaque, donc une chute du potentiel v_p , laquelle est transmise par la capacité C à la grille G_1 ; ceci diminue le courant total ($i_{g2} + i_p$), donc la chute de tension dans la résistance R_k , donc la tension positive de cathode K ; c'est donc comme si la grille G_3 devenait encore plus positive par rapport à cette cathode, donc i_p continue à augmenter aux dépens de i_{g2} , et le basculement s'accélère jusqu'à ce que i_{g2} s'annule, i_p cesse de croître, v_p cesse de varier. Mais le condensateur C reprend alors son potentiel initial à travers R_{g1} , c'est-à-dire que v_{g1} commence à remonter et amorce la variation en sens contraire jusqu'au retour à l'état stable initial (1).

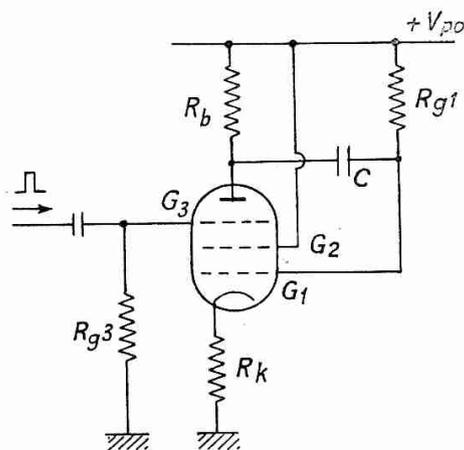


Fig. 80. — Principe du basculeur monostable « phantastron ».

(1) Ce schéma est un peu simplifié ; on emploie parfois une heptode 6SA7 montée en pentode. — Voir *Principles of Radar*, § 2.16.

OSCILLATEURS A TRANSISTORS

Oscillateurs sinusoïdaux.

4.551. — Il est particulièrement facile de se procurer une résistance négative avec des transistors, puisque, comme on l'a vu, leur impédance d'entrée ou de sortie peut comporter une telle résistance.

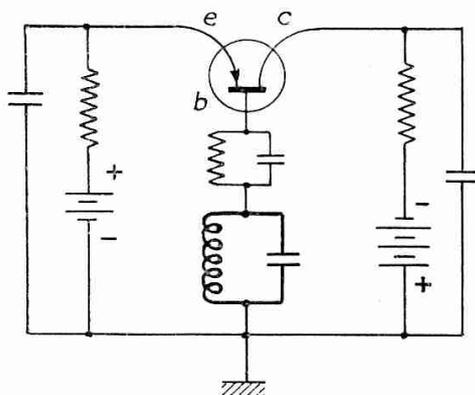


Fig. 81. — Oscillateur à transistor par « résistance négative ».

Cela peut arriver, même sans dispositions spéciales, avec les transistors à pointes. Avec ceux à jonction, il faut augmenter la résistance r_b du circuit de base, ce qui est toujours possible par l'adjonction d'une résistance extérieure ; on peut remplacer cette résistance par un circuit « bouchon » ; la condition d'amorçage sera alors remplie à la fréquence d'accord de ce circuit, et c'est cette fréquence qui sera entretenue. Les deux autres électrodes du transistor seront seulement reliées à des polarisations convenables ;

on ajoutera en général des résistances de stabilisation (§ 4.455) shuntées par des capacités suffisantes. La fig. 81 donne un exemple de tel schéma.

Il est également très facile, avec les transistors, d'entretenir des oscillations par réaction d'un amplificateur. Les problèmes d'adaptation d'impédances, et de fréquence limite, sont moins graves ici que dans les amplificateurs, parce que les résonateurs incorporés aux oscillateurs sont généralement chargés par un circuit d'utilisation (ou du moins, même dans le cas des lampes, par un débit notable de grille), de sorte que leur impédance n'est pas trop élevée pour s'adapter aux transistors ; d'autre part, un excès de réaction permet à l'oscillateur de fonctionner même avec une amplification réduite. Il est donc possible de trouver des oscillateurs à transistors jusqu'à des fréquences de 50 à 100 Mc/s ; naturellement leur puissance est très faible, mais elle peut suffire à des changeurs de fréquence, appareils de laboratoire (1) et de mesure, et même émetteurs miniature à portée réduite (par exemple pour permettre à un reporter radiophonique de transmettre sans fil à un poste relais voisin). Les « tensions de déchet » étant faibles, le rendement en classe C peut atteindre 80 à 90 %. Tous les

(1) Par exemple, avec adjonction d'un transformateur élévateur et d'un redresseur, production économique de tensions élevées (1 000 v) avec très faibles débits, pour les compteurs de Geïgor.

schémas habituels des lampes se transposent ici ; les mêmes artifices — et notamment l'emploi de quartz — sont applicables pour stabiliser la fréquence. Les transistors à pointes, avec « base commune », sont souvent plus commodes parce qu'ils fournissent un gain de courant supérieur à un , et sans inversion, ce qui simplifie les schémas. Le type à jonction, collecteur commun, revendique une meilleure stabilité de fréquence. La fig. 82 donne quelques exemples.

La stabilisation d'amplitude est assurée par le même mécanisme que pour les lampes : la résistance négative est ajustée pour être initialement *un peu* supérieure à la résistance positive totale du circuit, de manière à produire l'amorçage et l'accroissement des oscillations. Mais quand l'amplitude croît, la résistance négative ne peut garder sa valeur, car la région linéaire des caractéristiques n'est pas indéfinie ; comme on l'a vu au § 4.53 la région à pente négative est forcément encadrée entre deux régions à pente positive.

Donc quand le point de fonctionnement pénètre dans ces régions, la résistance redevient positive pendant une partie de la période, c'est-à-dire qu'en moyenne, la résistance négative diminue de grandeur, et lorsqu'elle redevient égale à la résistance positive du circuit, il y a compensation exacte des pertes et l'amplitude se stabilise.

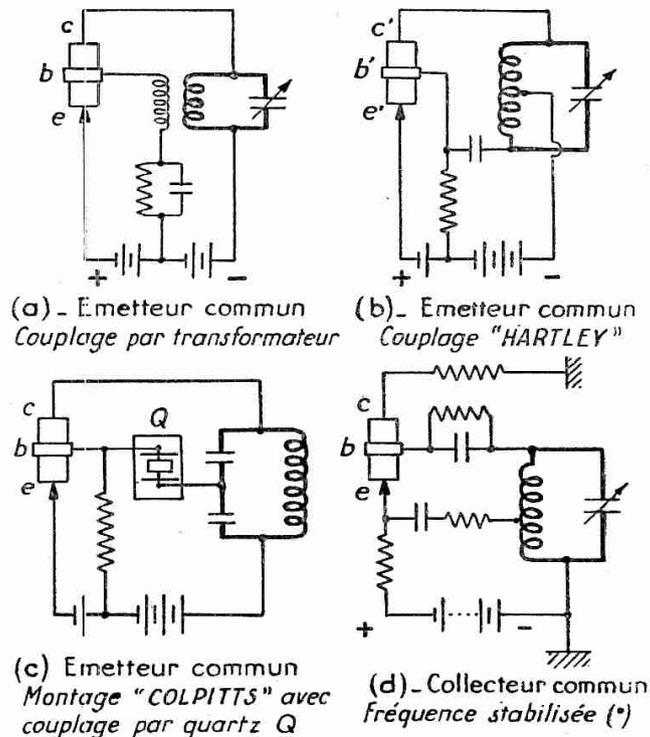


Fig. 82. — Quelques schémas d'oscillateurs sinusoidaux à transistors.

Oscillateurs « de relaxation » et basculeurs à transistors.

4.552. — Le basculement, commandé ou périodique, d'un amplificateur à résistances-capacités, par effet de réaction, avec ou sans impulsions d'excitation, est aussi facile à réaliser avec des transistors qu'avec des lampes.

(1) COLANDER I.R.E., Transactions, TRC 1, N° 2, mai 1955, p. 20/24.

En particulier, le schéma à deux étages se retrouve avec ses trois variantes (fig. 83) : avec liaisons par résistances seules, il est *bistable*, bascule sous l'effet d'impulsions de sens convenable, et demeure dans sa nouvelle position, l'un des transistors « conducteur » et l'autre « bloqué ».

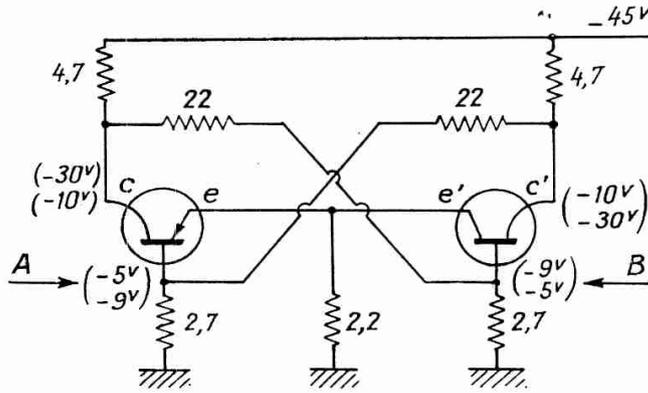


Fig. 83. — Basculateur bistable à deux transistors M 1689, utilisé comme compteur binaire. — Résistances en kilohms. — Les chiffres entre parenthèses indiquent les tensions dans les deux états stables. — Les impulsions de commande sont injectées en A ou B. — (HARRIS, Pr. Inst. Rad. Eng. novembre 1952, p. 1599).

est *bistable*, bascule sous l'effet d'impulsions de sens convenable, et demeure dans sa nouvelle position, l'un des transistors « conducteur » et l'autre « bloqué ». Si le schéma est très dissymétrique, par exemple si l'une des résistances de couplage est remplacée par un condensateur, la position qui correspond à sa charge devient instable, et le basculeur, après l'avoir atteinte, revient seul à l'autre, en une durée fonction de la constante de temps de ce circuit (fig. 84). Enfin, si les deux liaisons sont coupées par des condensateurs, elles sont toutes deux instables, et le système oscille spontanément de l'une à l'autre en donnant des tensions et courants en « dents de scie » ou en « créneaux » (« multivibrateur ») (fig. 85).

deux liaisons sont coupées par des condensateurs, elles sont toutes deux instables, et le système oscille spontanément de l'une à l'autre en donnant des tensions et courants en « dents de scie » ou en « créneaux » (« multivibrateur ») (fig. 85).

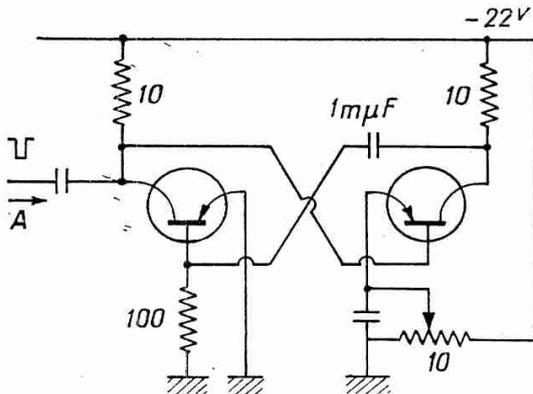


Fig. 84. — Basculateur monostable à deux transistors Ck 722, donnant des impulsions de 250 μ_s jusqu'à 1 000 fois par seconde.

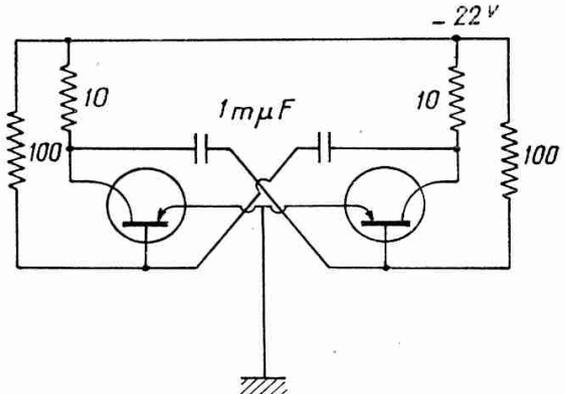


Fig. 85. — Multivibrateur oscillant à 10 kc/s, à deux transistors Ck 722.

(Résistances en kilohms. — D'après SULZER, Electronics, août 1953, p. 173).

De plus, il semble que le transistor à pointes soit particulièrement avantageux pour la réalisation de basculeurs sans circuit

de réaction externe, et par sa seule propriété de « résistance négative interne ». Il se prête alors à des montages simples et économiques, convenant à merveille aux appareils où l'on doit associer un grand nombre de ces basculeurs : c'est-à-dire aux compteurs et machines calculatrices électroniques.

En effet, on a vu (§ 4.459) que la caractéristique d'entrée $v_e = f(i_e)$ pouvait avoir l'allure de la fig. 65 avec une portion à pente négative entre deux portions à pente positive.

Imaginons qu'un tel système soit mis en série (fig. 86 a) avec une source de tension continue $-E_0$ et une résistance R , choisies de manière à ce que la droite de pente $-R$, passant par le point ($i_e = 0, v_e = E_0$) coupe trois fois la caractéristique, en des points M, N, P. Chacun de ces points représente un état d'équilibre possible, puisqu'étant sur la courbe, il satisfait à la relation $v_e = f(i_e)$ du transistor, et qu'étant aussi sur la droite, il satisfait à la relation : $v_e = (-E_0) - R \cdot i_e$.

Mais cet équilibre est stable en N et P, instable en M. C'est évident pour N, qui correspond à la résistance positive de la diode d'entrée. En P, le courant i_e est positif, bien que la tension $-E_0$ tende à le faire passer dans le sens négatif, parce que le passage du courant-collecteur i_c dans la base r_b rend le potentiel de D inférieur à celui de A (fig. 86 b) la batterie d'entrée E_0 se recharge aux dépens de la batterie alimentant le collecteur). Mais s'il se produit une variation, par exemple que i_e tende à augmenter dans le transistor, la caractéristique montre que v_e tend aussi à remonter, donc le potentiel de D se rapproche de celui de A, et la résistance R tend à diminuer i_e : il y a donc correction.

Enfin, au point M, l'équilibre s'établit par un mécanisme analogue, mais s'il vient à être rompu par une opération accidentelle de i_e , la caractéristique indique une diminution de la tension v_e

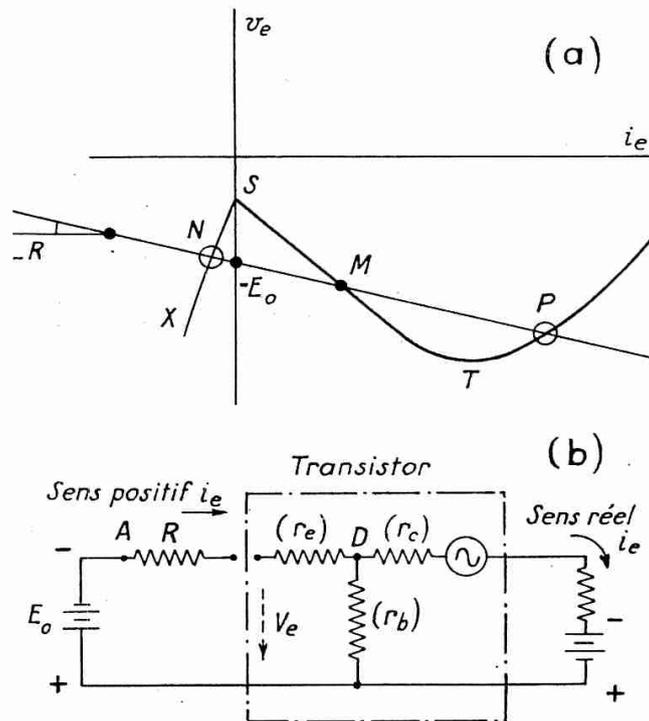


Fig. 86. — Principe du basculeur bistable (compteur binaire).

aux bornes du transistor, plus rapide que la baisse due à la chute $-R \cdot i_e$ (droite MP) ; la tension entre A et D s'accroît, d'où tendance à nouvelle augmentation de i_e . L'équilibre en M est donc instable, toute variation vers la droite ira en s'aggravant jusqu'à

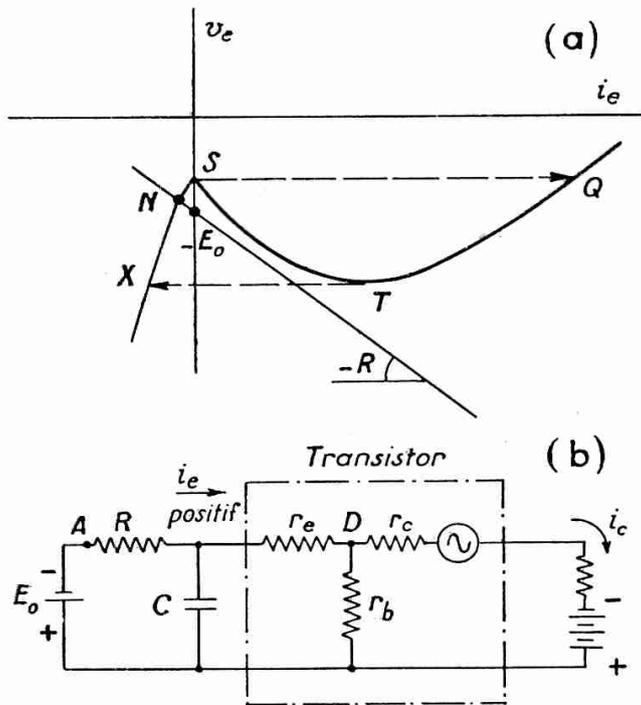


Fig. 87. — Principe du basculeur monostable.

— d'une part en élevant ($-E_0$) et R , de manière à n'avoir plus qu'une seule intersection N entre la droite et la courbe ;

— d'autre part en ajoutant, aux bornes du transistor, un condensateur C de capacité suffisante pour introduire une constante de temps appréciable.

Supposons le système en équilibre stable au point N, régime permanent atteint, et donc condensateur C chargé au potentiel V_e correspondant à ce point N. Appliquons une impulsion positive en série avec $-E_0$. Le point figuratif monte de N en S, mais à partir de cet instant, la tension v_e aux bornes du transistor refuse d'augmenter, parce que l'apparition du courant i_e rend de plus en plus négatif le point D. S'il n'y avait pas le condensateur C, on repartirait, comme ci-dessus, vers le point M. Mais ce condensateur étant chargé, le potentiel de D ne peut baisser sans que le condensateur se décharge en fournissant l'appoint de courant i_c (positif) nécessaire au transistor ; plus i_e croît, plus i_c en fait autant et D tend à baisser ; l'effet est cumulatif et très rapide jusqu'à ce qu'on arrive au point Q. En outre, l'impulsion finie, on ne peut rester en

ce qu'on arrive en P ; et de même, toute variation vers la gauche, jusqu'à ce qu'on arrive en N.

Le système est donc « bistable », à volonté aux deux points N et P. Pour le faire changer de position, il faut lui envoyer une impulsion (aussi brève qu'on veut, tant que les capacités parasites n'interviennent pas) avec le sens et l'amplitude convenables pour faire franchir au point de fonctionnement, la zone instable M ; alors il achève de basculer et reste de l'autre côté.

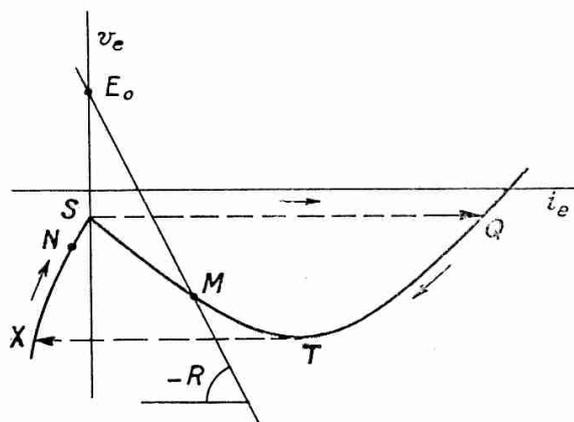
Imaginons maintenant que l'on modifie le montage (fig. 87) :

— d'une part en éle-

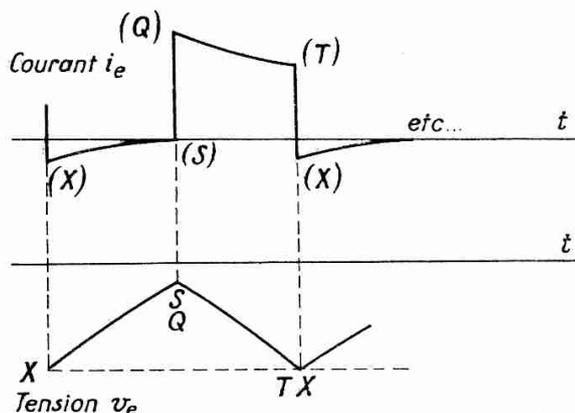
ce point, car la constante de temps du condensateur n'est pas infinie ; son potentiel se met à baisser par suite du débit i_e dans le transistor. Le point de fonctionnement rétrograde donc jusqu'au minimum T de la caractéristique ; à ce moment (au lieu de remonter vers M comme cela se produirait en l'absence de condensateur), le condensateur C fournit un courant inverse et le point de fonctionnement saute très rapidement en X ; puis la tension remonte lentement en rechargeant le condensateur à travers la résistance R, et l'on se retrouve au point N d'équilibre stable. On a donc un basculeur *monostable* (ou *flip-flop*) qui, écarté de sa position, y revient en un temps réglable par les valeurs des C, R et E_o .

Enfin, si l'on modifie encore une fois les valeurs E_o (maintenant positive) et R (augmenté) de manière à réaliser les conditions de la fig. 88 a, le montage devient « astable » et entretient des oscillations périodiques ; en effet, si on suppose d'abord le point de fonctionnement en N, il n'y a pas d'équilibre, et la tension positive E_c suffit à lui faire franchir le maximum S ; à ce moment se produira le même cycle que ci-dessus avec sauts SQ et TX, puis remontée en N et recommencement (sans qu'il soit besoin d'impulsions d'excitation). La fig. 88 b esquisse l'allure de variation de la tension et du courant en fonction du temps dans les diverses régions balayées.

On voit que le passage d'un type à l'autre est facile ; trop facile même, car il peut se produire spontanément par changements des tensions ou de la température. Aussi est-il nécessaire de stabiliser le montage ; les procédés du § 4.455 (résistances additionnelles, compensation entre étages, thermistances...) devenant ici difficiles ou même impossibles, on a imaginé d'adjoindre au basculeur



(a) - Caractéristique $v_e = f(i_e)$ et droite $v_e = E_o - Ri_e$



(b) - Variations de i_e, v_e en fonction du temps

Fig. 88. — Principe de l'entretien des oscillations « de relaxation » avec un transistor à résistance négative.

diverses diodes, convenablement polarisées, qui ont pour rôles, soit de maintenir constantes les tensions de certains points malgré les variations des sources, soit de modifier brusquement les valeurs de certaines résistances lorsque l'amplitude atteint une valeur déterminée. Par exemple, si l'on interpose (fig. 89) soit dans la base, soit dans le collecteur (ou aux deux points à la fois), des résistances additionnelles a'_b , r'_c shuntées par des diodes polarisées, on peut

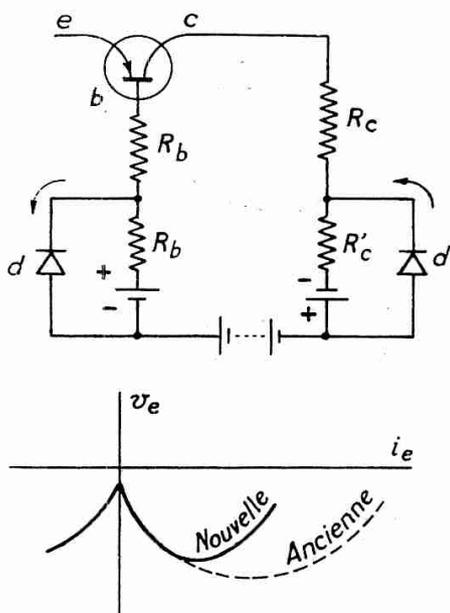


Fig. 89. — Modification de la caractéristique par résistances additionnelles et diodes polarisées d .

obtenir que ces résistances additionnelles soient pratiquement court-circuitées et n'interviennent pas, tant que la tension reste inférieure à une certaine valeur, mais au contraire soient effectivement en série pour limiter le courant i_c , quand la tension dépasse cette valeur ; le résultat est que la région « saturée » de la caractéristique remonte beaucoup plus vite, ce qui raccourcit et stabilise le cycle de basculement.

De tels montages ont été surabondamment étudiés, soit par des méthodes graphiques, soit par un calcul approché, en assimilant les trois portions de la caractéristique, à des droites. Nous ne pouvons y insister davantage (1).

On arrive ainsi à obtenir des basculements en des temps de l'ordre de quelques microsecondes (ou de la microseconde) se répétant quelques centaines de mille fois par seconde.

OSCILLATEURS A THYRATRONS

4.56. — Les tubes à gaz se prêtent mal à l'entretien d'oscillations sinusoïdales, en raison de leur irréversibilité et de leur inertie. Par contre, la discontinuité de leur fonctionnement convient très

(1) Voir, par exemple, outre les articles et ouvrages généraux déjà cités :
 — SCHULTHEISS, REICH, Pr. Inst. Rad. Eng., juin 1951, 627/632.
 — LO, p. 1531-1541 ; ANDERSON, p. 1541-1558 ; HUNTER, FLEISCHER, p. 1559-1562 ;
 — FELKER, 1584-1596 et autres, dans Pr. Inst. Rad. Eng. novembre 1952.
 — WILLIAMS, CHAPLIN, Pr. Inst. El. Eng. part. III, juillet 1953, 228/248.
 — REEVES, Onde Electrique, janvier 1954, p. 32/37.
 — BROCK, Electronics, juin 1954, 175/177.
 — BAKER, LEBOW, Pr. Inst. Rad. Eng., juillet 1954, 1152-1159.
 — KLEINPETER, Bull. Sté Fse. Electriciens, janvier 1955, 39-52.
 — FLOOD, Wir. Eng., mai 1955, 122/130.

bien à l'entretien d'oscillations de relaxation dissymétriques, notamment en forme de « dents de scie » avec *aller* lent et *retour* rapide, ce qui est le type des variations désirées pour l'observation de phénomènes périodiques à l'oscilloscope cathodique, et les balayages de télévision. Les montages employés sont du genre suivant (fig. 90) :

La tension V_{po} est appliquée à la plaque par l'intermédiaire d'une résistance R_1 et l'on place en dérivation une capacité C .

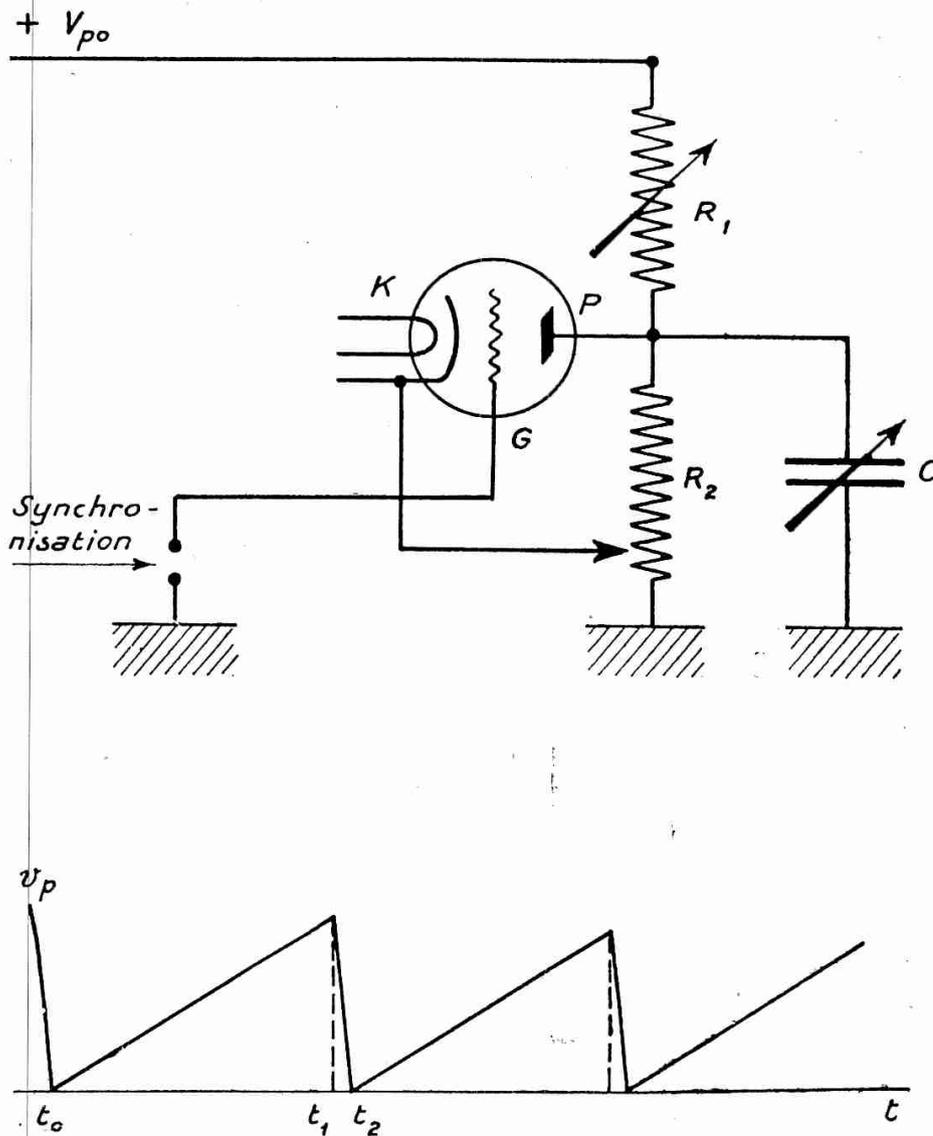


Fig. 90. — Oscillateur de relaxation à thyatron.

Supposons d'abord la grille à un potentiel fixe convenable. Au départ, le thyatron est éteint ; appliquons la tension de

plaque, le courant passe dans R_1 pour charger C et la tension monte progressivement sur la plaque : intervalle t_0-t_1 .

Vient un instant t_1 où l'on pénètre dans la région où le tube est conducteur, la décharge s'amorce et devient très rapidement intense ; le condensateur C se décharge en un temps t_1-t_2 très court, et la tension-plaque retombe à zéro. Le tube s'éteint, et le cycle recommence « en dents de scie ».

La disposition de la cathode sur un potentiomètre R_2 crée une « réaction » qui permet de régler l'amplitude ; la période, presque exactement égale à t_0-t_1 , dépend surtout de la constante de temps CR_1 de charge du condensateur à travers R_1 .

Si maintenant nous imaginons que des impulsions positives brusques sont envoyées sur la grille, à intervalles un peu plus courts que la période du système seul, elles vont déclencher la décharge un peu avant t_1 , et par conséquent *synchroniser* ces oscillations.

Ces oscillateurs sont généralement utilisés en liaison avec les oscilloscopes, c'est-à-dire à puissance faible. Mais rien ne s'oppose à l'augmentation de la puissance, dans la limite du courant et de la tension que peuvent supporter thyatron et condensateur. La possibilité d'une décharge rapide permet de mettre en jeu une énergie considérable, préalablement emmagasinée dans le condensateur, ce qui est très avantageux dans toute la technique des impulsions ; on retrouvera un montage analogue pour les « modulateurs » de radar (§ 4.74, fig. 120).

CHAPITRE VI

LE REDRESSEMENT

EMPLOI DES TUBES COMME REDRESSEURS

4.6. — Le « redressement » de l'alternatif pour obtenir du continu, est demandé dans un grand nombre de cas ; en particulier, par exemple, pour « détecter » la présence d'un signal faible de haute fréquence et en extraire la manipulation ou modulation ; également, pour se procurer, à partir d'un secteur alternatif, l'alimentation des plaques d'un amplificateur, récepteur, émetteur...

Cette opération est possible avec n'importe quel tube fonctionnant dans sa région non-linéaire ; en effet si l'on introduit une dissymétrie entre les alternances positives et négatives du signal, c'est-à-dire si l'on fait apparaître des harmoniques, il en résultera un courant moyen non nul, c'est-à-dire une composante continue. Mais le problème est de donner à cette composante la plus grande amplitude et la plus grande « pureté » possibles.

REDRESSEMENT PAR DIODE A VIDE. — PRINCIPE

4.61. — Le plus simple est d'employer une diode aux environs du « coude inférieur » de sa caractéristique (elle a d'ailleurs été imaginée pour cela).

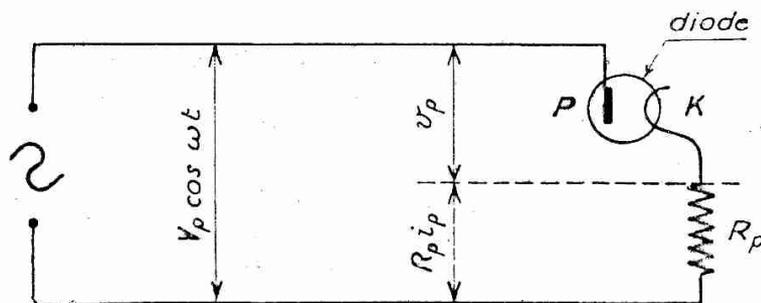


Fig. 91. — Redressement par diode.

Le principe est évident :

Considérons (fig. 91) une source alternative $V_p \cos \omega t$, alimentant la diode à travers une résistance R_p .

Pendant les alternances qui rendent v_p négatif, il ne passe aucun courant, $i_p = 0$.

Pendant celles qui rendent v_p positif, le courant passera, ayant à satisfaire à la fois aux deux relations :

- (1) $i_p = f(v_p)$ (diode)
- (2) $v_p = V_p \cos \omega t - R_p \cdot i_p$ (circuit extérieur).

Son allure est donc celle de la figure 92, courbe inférieure.

Ce courant est redressé, mais *pulsatoire* et très loin d'être continu : sa valeur moyenne est évidemment très inférieure à sa

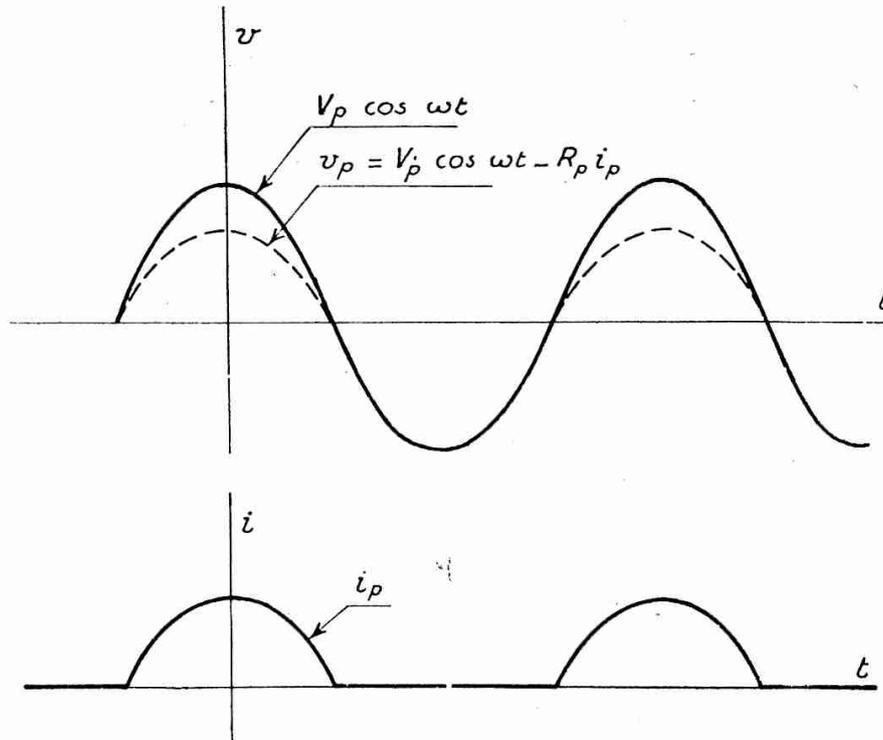


Fig. 92. — Courant et tension dans une diode avec résistance de charge R_p

valeur maximum. Aussi est-on amené à perfectionner ce montage, comme nous le verrons au paragraphe suivant, et c'est pourquoi nous ne nous y attarderons pas : examinons seulement en vue d'une comparaison ultérieure, le cas le plus simple où l'amplitude de la tension appliquée V_p est franchement supérieure à l'étendue de la région coudée sur la caractéristique ; de telle sorte que ce coude puisse être considéré comme réduit à un point, de chaque côté duquel se trouve une demi-droite : à gauche de pente zéro, à droite de pente $1/R_i$ (§ 4.11).

On a donc pendant les alternances négatives :

$$(3) \quad i_p = 0$$

et pendant les positives (en négligeant U_o) :

$$(4) \quad i_p = \frac{V_p}{R_i} = \frac{V_p \cos \omega t - R_p i_p}{R_i}$$

d'où

$$(5) \quad i_p = \frac{V_p \cos \omega t}{R_p + R_i}$$

Pour calculer les composantes moyenne I_{po} et fondamentale I_p du courant, d'après l'analyse de Fourier, les intégrales de $(-\pi)$ à $(+\pi)$ se réduiront donc à l'intervalle $(-\frac{\pi}{2})$ à $(+\frac{\pi}{2})$, en dehors duquel le courant sera nul. On aura :

$$(7) \quad I_{po} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_p \cdot d(\omega t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{V_p}{R_p + R_i} \cos \omega t \cdot d(\omega t) \\ = \frac{V_p}{\pi(R_p + R_i)}$$

$$(8) \quad I_p = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} i_p \cdot \cos \omega t \cdot d(\omega t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{V_p}{R_p + R_i} \cos^2 \omega t \cdot d(\omega t) \\ = \frac{V_p}{2(R_p + R_i)}$$

On voit que la « tension redressée » a pour valeur moyenne V_{po} :

$$(9) \quad V_{po} = R_p \cdot I_{po} = \frac{V_p}{\pi \left(1 + \frac{R_i}{R_p}\right)}$$

donnée en fonction de $\frac{R_p}{R_i}$ par la courbe pointillée $C = 0$ de la figure 99, haut.

Même dans le cas le plus favorable, où R_p est très supérieur à R_i , la tension redressée ne dépasse donc pas

$$\frac{V}{\pi} = 0,31 V_p$$

ce qui est vraiment bien peu.

Cela tient à ce que le courant redressé est nul pendant la moitié du temps.

D'où l'idée d'améliorer le résultat, d'accroître à la fois la régularité du courant et la valeur utile V_{po} , par deux moyens que nous allons examiner successivement :

- adjonction d'un « condensateur-réservoir »,
- association de plusieurs diodes à fonctionnement déphasé.

DIODE AVEC « CONDENSATEUR-RESERVOIR »

4.62. — Lorsque, dans une distribution d'eau, on part d'une pompe ou d'un béliet à débit intermittent, on commence toujours par alimenter un gros réservoir, qui régularise le niveau et donne aux robinets un courant plus important et continu.

De même, aux bornes de la résistance R_p , ajoutons une capacité relativement grande C (fig. 93). Elle va se charger pendant les alternances positives où la diode débite (fig. 94, portion AB) et

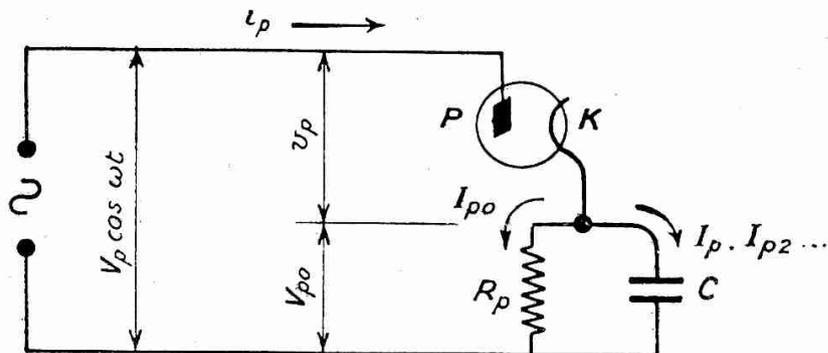


Fig. 93. — Redressement avec « condensateur-réservoir ».

absorber les pointes de courant ; par contre, pendant les alternances négatives, elle se déchargera (portion BD) en restituant la charge emmagasinée et en prolongeant le courant dans R_p . D'où régularisation et augmentation du débit, comme le « réservoir ».

On peut dire aussi que l'on change le rapport entre les composantes du courant i_p , en rendant *selective* l'impédance de charge : tandis que la composante moyenne I_{po} continue à s'écouler dans R_p seul, les composantes I_p et I_{p2} , I_{p3} , etc... (harmoniques) passent très librement, presque sans chute de tension, dans la capacité C . C'est pourquoi la tension aux bornes varie peu autour de la valeur moyenne.

$$V_{po} = R_p \cdot I_{po}.$$

Cet effet de « régulation » sera d'autant plus marqué que C sera plus grand — ou, plus précisément, que la constante de temps $C \cdot R_p$ sera plus grande devant la période $\frac{2\pi}{\omega}$.

D'après la loi de décharge exponentielle du condensateur C dans R_p , on calcule aisément que si, par exemple :

$$(10) \quad C\omega R_p \geq 30$$

la baisse de tension redressée dans l'intervalle BD (entre deux charges) n'atteint pas 15 % ; avec :

$$(10 \text{ bis}) \quad C\omega R_p \geq 50$$

elle n'atteint pas 10 %.

On pourra donc, en première approximation, envisager le cas limite où C étant infini, l'ondulation à ses bornes devient négligeable et la tension redressée V_{po} parfaitement « continue » (au sens de « constante »).

Il est alors facile de reprendre le calcul précédent ; la chute de

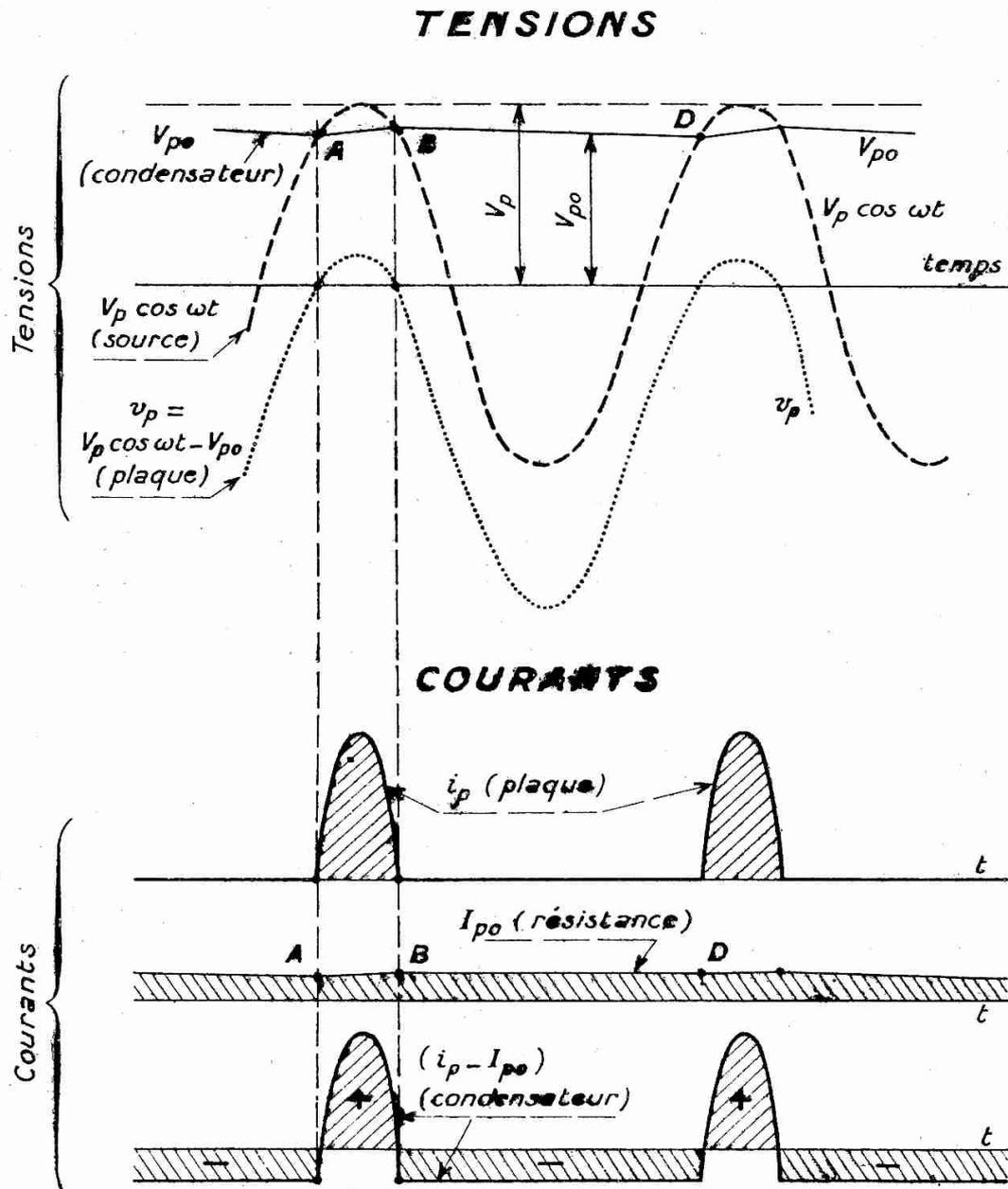


Fig. 94. — Redressement par diode avec condensateur-réservoir.

tension dans l'impédance de charge n'est plus ($- R_p i_p$) ; elle ne porte plus que sur la composante continue et devient :

$$(11) \quad -V_{po} = -R_p I_{po}$$

(puisque les composantes alternatives $I_p \cos \omega t$, $I_{p2} \cos 2 \omega t$, etc... s'écoulent à travers la forte capacité C, sans y produire de chute de tension appréciable). Donc (2) est remplacé par

$$(12) \quad v_p = V_p \cos \omega t - R_p I_{po} = V \cos \omega t - V_{po}$$

ce qui donne par combinaison avec l'équation fondamentale $i_p = f(v_p)$:

$$(13) \quad i_p = f(V_p \cos \omega t - R_p I_{po}) = f(V_p \cos \omega t - V_{po})$$

dont la valeur moyenne est :

$$(14) \quad I_{po} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} f(V_p \cos \omega t - V_{po}) d(\omega t).$$

Nous sommes donc en présence du système (11), (14), qui peut être résolu : — soit par le calcul si l'on connaît l'expression de f ; — soit graphiquement, sur le tracé de la caractéristique.

Voici d'abord la solution graphique.

Solution graphique.

4.621. — Sur la caractéristique $i_p = f(v_p)$ portons, sous l'échelle des abscisses, la variation (12) de v_p , pour la valeur donnée de V_p et une valeur arbitraire quelconque V'_{po} .

Construisons, point par point : $a'a AA'$, etc..., la courbe M'H'A'N' du courant plaque en fonction du temps.

Puis, planimétrons l'aire (hachurée) de cette courbe : c'est l'intégrale (14) et nous en déduisons I'_{po} que nous portons en ordonnées à l'abscisse — V'_{po} .

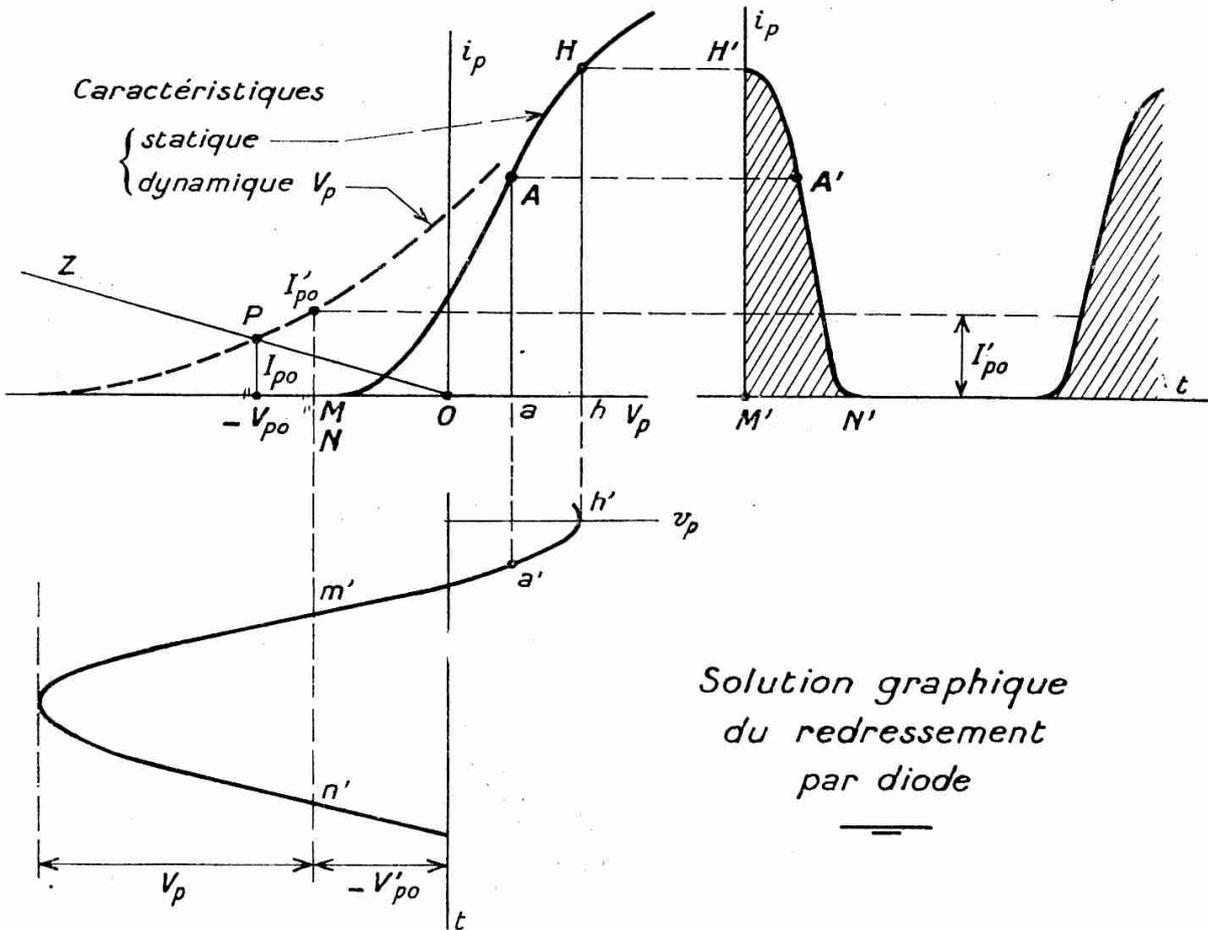
Recommençons pour une seconde valeur de V''_{po} , puis pour une troisième, etc..., toujours en gardant à V_p la valeur constante donnée : nous traçons ainsi, point par point, la caractéristique « dynamique » de la diode (courbe pointillée), représentant la solution de l'équation (14) pour la tension appliquée V_p .

Il suffit alors de chercher l'intersection de cette courbe avec celle qui représente l'équation (11); c'est-à-dire évidemment une simple droite Oz passant par l'origine ⁽¹⁾ et faisant avec l'axe des ($-x$) l'angle $\alpha = \text{arc tg } \frac{1}{R_p}$.

(1) Il arrive parfois que pour améliorer le redressement, on veut se placer dans une certaine région de la caractéristique, et pour cela on ajoute en série avec $V_p \cos \omega t$, une polarisation fixe $\pm V_o$. Alors on remplacera la droite Oz par la parallèle coupant l'axe des abscisses au point $\pm V_o$.

D'où le point P, dont l'abscisse et l'ordonnée sont respectivement la tension redressée — V_{po} et le courant redressé I_{po} .

L'avantage de cette méthode graphique est d'être exacte, quelle que soit la forme de la caractéristique $i_p = f(v_p)$



Solution graphique
du redressement
par diode

Fig. 95.

Son inconvénient est d'être longue et de requérir la possession d'un planimètre.

On a donc été amené à rechercher des solutions moins précises, mais plus rapides, généralement suffisantes.

Solution algébrique approchée. Cas des petites amplitudes.

4.622. — La solution algébrique est possible, dès lors que l'on assimile la caractéristique réelle à une courbe d'expression simple. Or, nous avons donné (§ 4.11) deux approximations de ce genre, que nous allons employer successivement (1).

Pour les amplitudes petites (par rapport au coude inférieur de

(1) On peut aussi assimiler la courbe à une exponentielle.

la caractéristique) (4) (§ 4.11) on peut confondre la courbe avec *une parabole* : c'est l'équation (3) qui, substituée dans (13) donne :

$$i_p = i_o + aV_p \cos \omega t - aV_{po} + bV_p^2 \cos^2 \omega t + bV_{po}^2 - 2bV_p V_{po} \cos \omega t.$$

La valeur moyenne (14) est donc :

$$(15) \quad I_{po} = (i_o + bV_{po}^2 - aV_{po}) + \frac{b}{2} V_p^2$$

(le terme entre parenthèses étant celui qu'on aurait avec V_{po} seulement), l'accroissement dû à V_p est :

$$(16) \quad \Delta I_{po} = \frac{b}{2} V_p^2$$

les caractéristiques dynamiques sont donc des *paraboles* semblables à la caractéristique statique, *mais déplacées vers le haut* de la quantité (16) ; hauteur PH (fig. 96).

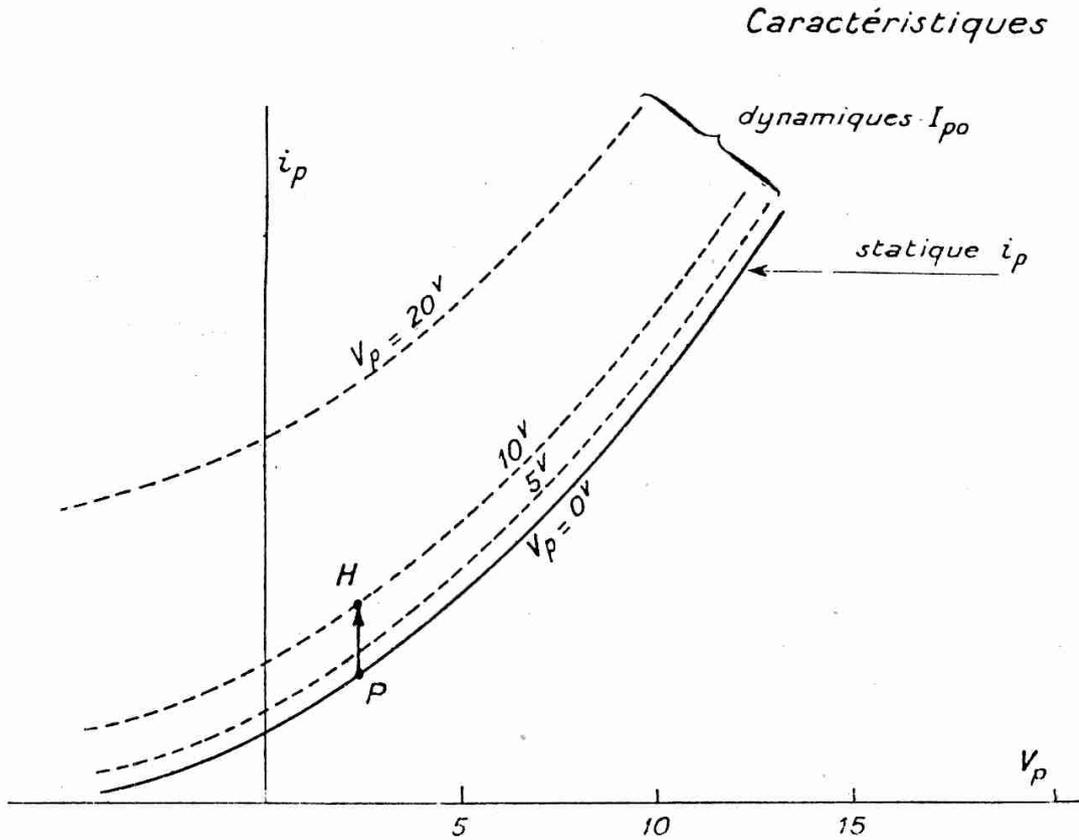


Fig. 96.

D'après le paragraphe précédent, ce glissement fait passer le point représentatif P (intersection de Oz) en P', d'où la variation de tension détectée :

$$pp' = \Delta V_{po} \quad (\text{fig. 97})$$

Or, on peut écrire

$$pp' = P'K$$

$$PH = PK + KH = P'K (\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta).$$

Donc

$$\Delta V_0 = pp' = \frac{PH}{\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta}$$

$$= \frac{\Delta I_{po}}{\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta} = \frac{\frac{b}{2} V_p}{\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta}$$

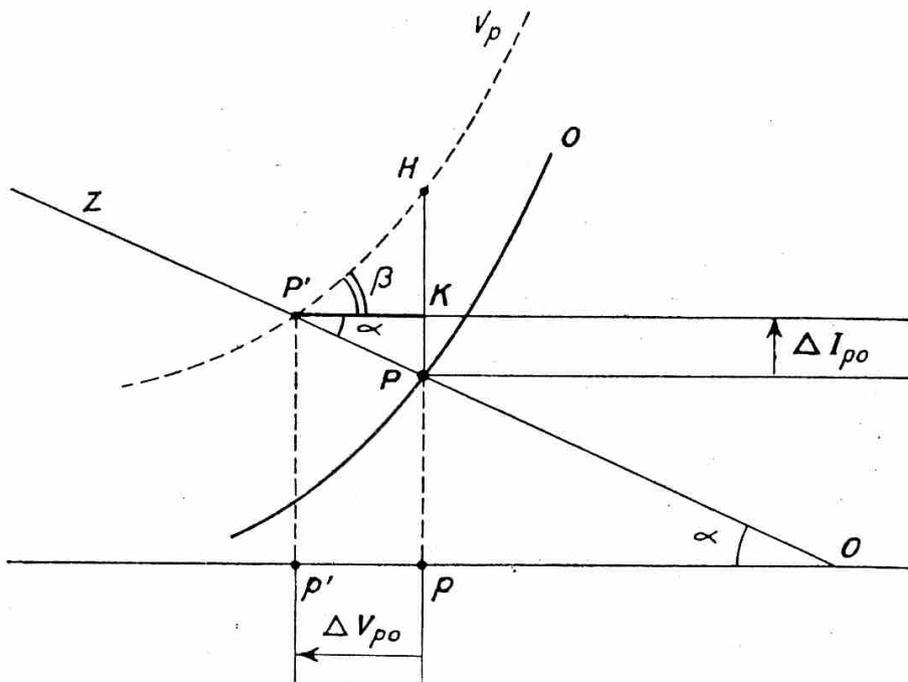


Fig. 97.

Or, $\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}$ c'est la résistance de charge R_p .

Par analogie, on peut dire que $\frac{1}{\operatorname{tg} \beta}$ est la *résistance interne apparente* de la diode, R'_d , au point de fonctionnement P' . Moyennant quoi :

$$(17) \quad \Delta V_{po} = \frac{\frac{b}{2} V_p^2}{\frac{1}{R_p} + \frac{1}{R'_d}}$$

comme si le courant redressé $\Delta I_{po} = \frac{b}{2} V_p^2$ passait dans les deux résistances R_p et R'_d en parallèle.

La valeur de R'_d (inverse de la pente) varie évidemment le long de la parabole, diminuant de gauche à droite pour rejoindre, dans la partie rectiligne, la valeur R_i de (4), § 4.11.

Comme, en général, R_p est très élevé, $\frac{1}{R_p}$ est petit au dénominateur devant $\frac{1}{R'_d}$ et les variations de R'_d se retrouvent dans ΔV_{po} qui varie plus vite que V_p .

Cependant, il est d'usage, tant que les *amplitudes sont très faibles*, de considérer que R'_d diffère peu de sa valeur R_d au point P, et de *tenir la variation de tension redressée V_{po} pour parabolique* (proportionnelle à V_p^2) comme la caractéristique statique elle-même.

Nous y reviendrons à propos de la détection (chap. V).

On notera enfin que, toujours dans l'hypothèse $R_p > R'_d$, R_p ne joue aucun rôle ; le rendement du redresseur ne dépend alors pas du circuit extérieur, mais seulement de ses constantes internes (coefficient $b \times R'_d$).

Solution algébrique. Cas des grandes amplitudes.

4.623. — Si les amplitudes V_p sont assez grandes pour dépasser franchement, de part et d'autre, la région coudée de la caractéristique, il est clair que l'approximation précédente devient inacceptable, et que *l'on a intérêt à confondre la courbe avec l'ensemble des deux segments rectilignes* (fig. 98) :

Ox' de pente nulle ($i_p = 0$)

OA de pente $\frac{1}{R_i}$ (équation 5 du § 4.11)

le coude étant supposé réduit à un point (comme pour la triode en classe B, § 4.435).

Le courant ne passe alors qu'entre les instants $\omega t = \pm \theta_o$ où v_p s'annule, c'est-à-dire :

$$(18) \quad v_p = V_p \cos \theta_o - V_{po} = 0$$

donc

$$\cos \theta_o = \frac{V_{po}}{V_p}$$

et, reprenant le même calcul que pour la triode en classes B et C, § 4.435, on aura :

pour $-\theta_o < \omega t < \theta_o$: $R_i i_p = V_p \cos \omega t - V_{po} = V_p (\cos \omega t - \cos \theta_o)$
 en dehors : $i_p = 0$

donc les coefficients de la série de Fourier se calculeront en prenant les limites d'intégration $-\theta_0, +\theta_0$:

$$I_{po} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} i_p \cdot d(\omega t) = \frac{V_p}{\pi R_i} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} (\cos \omega t - \cos \theta_0) d(\omega t).$$

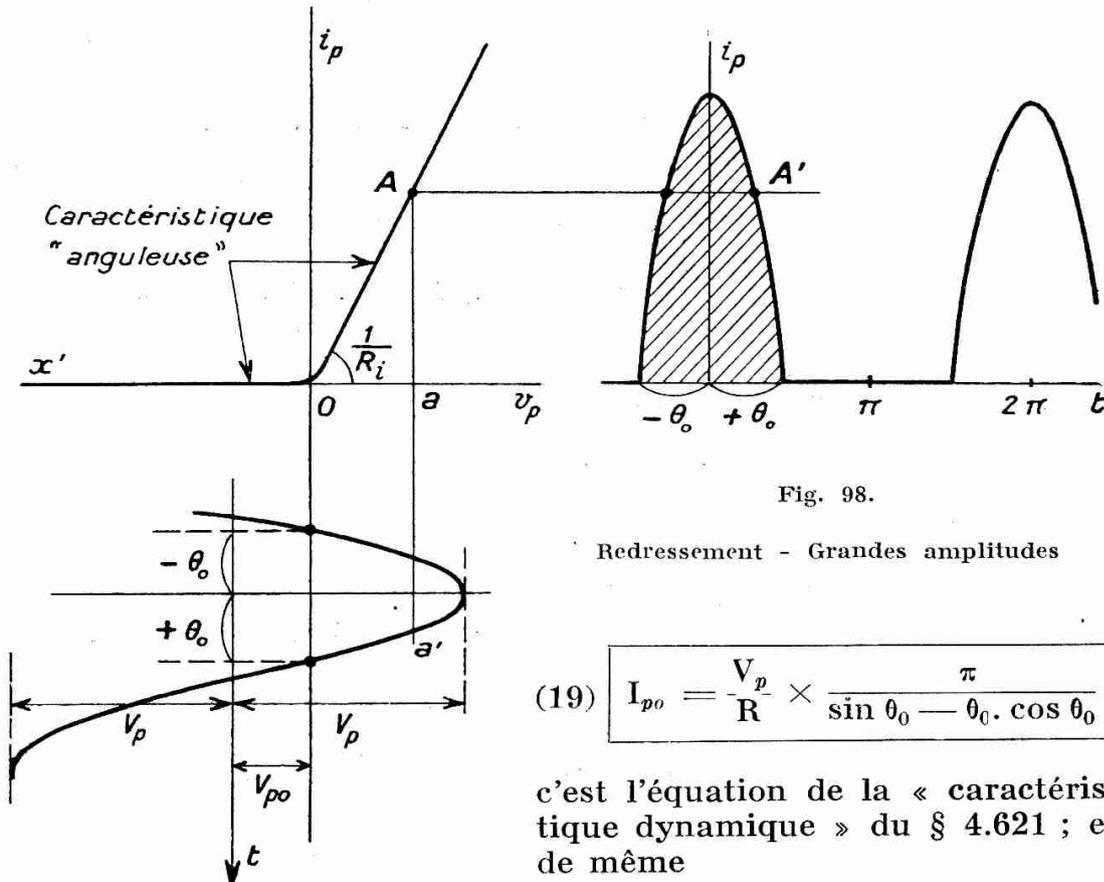


Fig. 98.

Redressement - Grandes amplitudes

$$(19) \quad I_{po} = \frac{V_p}{R} \times \frac{\pi}{\sin \theta_0 - \theta_0 \cdot \cos \theta_0}$$

c'est l'équation de la « caractéristique dynamique » du § 4.621 ; et de même

$$I_p = \frac{1}{\pi} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} i_p \cdot \cos \omega t \cdot d(\omega t)$$

$$= \frac{V_p}{\pi R_i} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} (\cos^2 \omega t - \cos \omega t \cdot \cos \theta_0) d(\omega t)$$

$$(20) \quad I_p = \frac{V_p}{R_i} \times \frac{\theta_0 - \sin \theta_0 \cos \theta_0}{\pi} = \frac{V_p}{y R_i}$$

en appelant y le paramètre auxiliaire :

$$y = \frac{\pi}{\theta_0 - \sin \theta_0 \cos \theta_0}$$

déjà vu à propos des triodes (éq. 44 et courbe de la fig. 36).

Combinant (18) (19) avec la relation $V_{po} = R_p I_{po}$, on a encore :

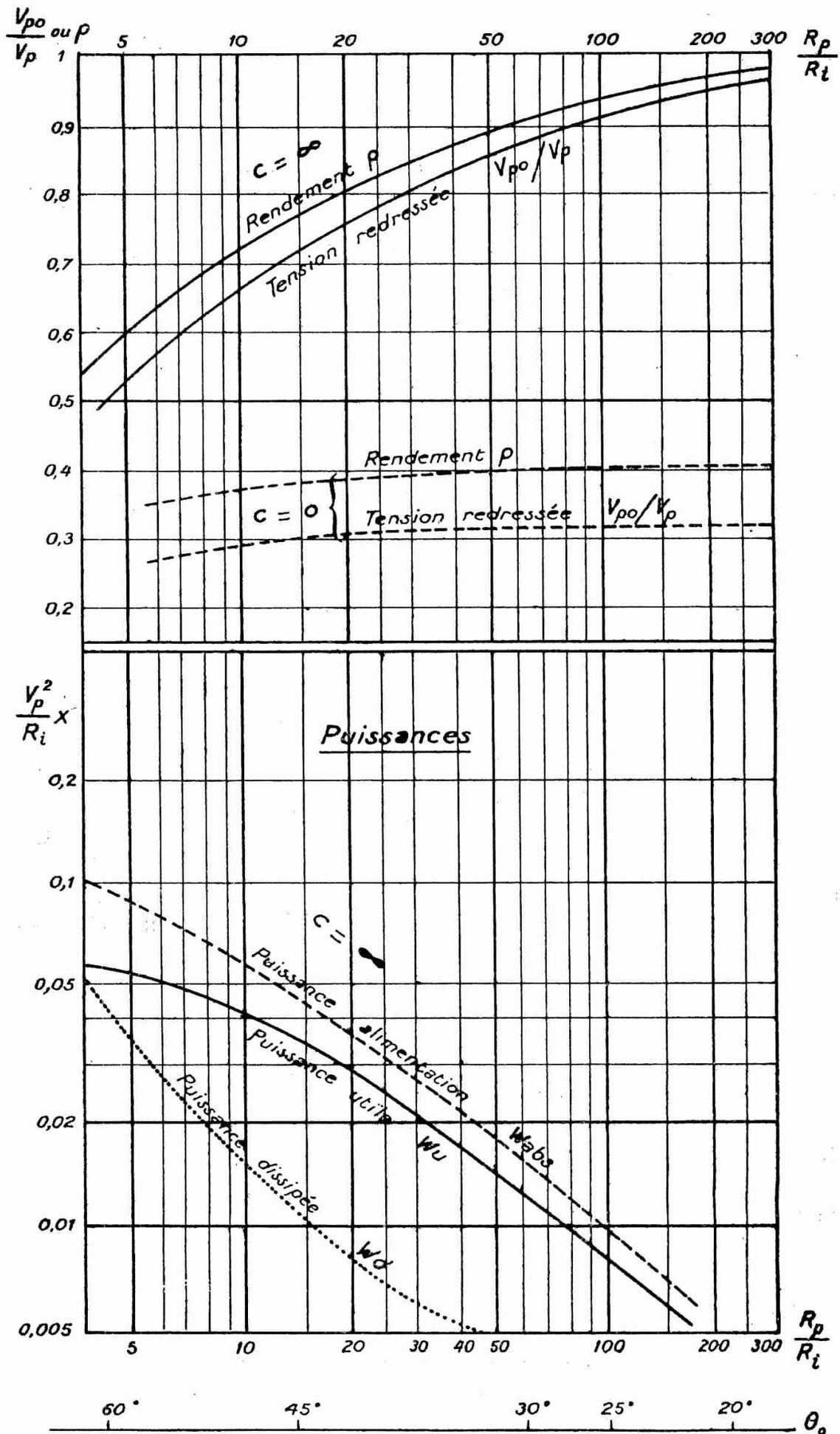


Fig. 99. — Redressement par diode (cas des grandes amplitudes)

$$(20 \text{ bis}) \quad \cos \theta_0 = \frac{R_p}{R_i} \times \frac{\sin \theta_0 - \theta_0 \cdot \cos \theta_0}{\pi}$$

d'où :

$$(21) \quad \boxed{\operatorname{tg} \theta_0 - \theta_0 = \frac{\pi R_i}{R_p}}$$

Mais comme le paramètre utile n'est pas θ_0 , mais $\cos \theta_0 = \frac{V_p}{V_{po}}$, il est plus avantageux d'utiliser la courbe $\frac{V_{po}}{V_p}$ (fig. 99 haut). (L'inscription $C = \infty$ rappelle que cette valeur de V_{po} est subordonnée à l'hypothèse du condensateur-réservoir de grande capacité, tandis que la courbe $C = 0$ montre la comparaison avec la formule (9) du § 4.61 *sans* capacité-réservoir).

Le rôle considérable de la capacité-réservoir est rendu évident par la comparaison de ces deux courbes. La courbe $C = \infty$ est sûrement optimiste, car une capacité infinie n'est pas réalisable. Cependant la condition (10) ou (10 bis) (§ 4.62) permet de s'en rapprocher beaucoup. Bien entendu, si, pour des raisons indiquées plus loin (§ 4.634) on doit réduire C , ou contrarier son effet par une self additionnelle, les valeurs de $\frac{V_{po}}{V_p}$ seront intermédiaires entre les deux courbes.

Quoi qu'il en soit, l'hypothèse actuelle des grandes amplitudes conduit, sur une charge donnée fixe R_p , à une tension V_{po} proportionnelle à V_p , c'est-à-dire à un redressement *linéaire*.

Nous ferons fréquemment usage de cette propriété au chapitre VI (RÉCEPTION).

Remarque. — Il est parfois utile d'examiner la variation de V_{po} non plus avec R_p , mais avec le débit I_{po} ; on peut alors modifier le graphique précédent, et porter en abscisses le « débit relatif $\frac{V_p}{R_i}$ » (fig. 100); on fixera son échelle dans chaque cas particulier. C'est souvent ainsi que, dans leurs catalogues, les constructeurs présentent les performances de leurs lampes.

Faisons enfin le bilan des puissances en jeu.

Ici la puissance *utile* est la puissance *redressée* :

$$W_u = V_{po} \cdot i_{po} = \frac{V_{po}^2}{R_p}$$

La puissance *absorbée* à la source alternative est (puisqu'il n'y a aucun déphasage) :

$$W_{abs} = (V_p)_{eff} \times (I_p)_{eff} = \frac{1}{2} V_p I_p$$

Leur quotient est le *rendement* :

$$(25) \quad \eta = \frac{W_u}{W_{abs}} = 2 \frac{V_{po}}{V_p} \times \frac{I_{po}}{I_p}$$

tandis que leur *différence* $W_d = (W_{abs} - W_u)$ est tout entière dissipée sur la plaque (1).

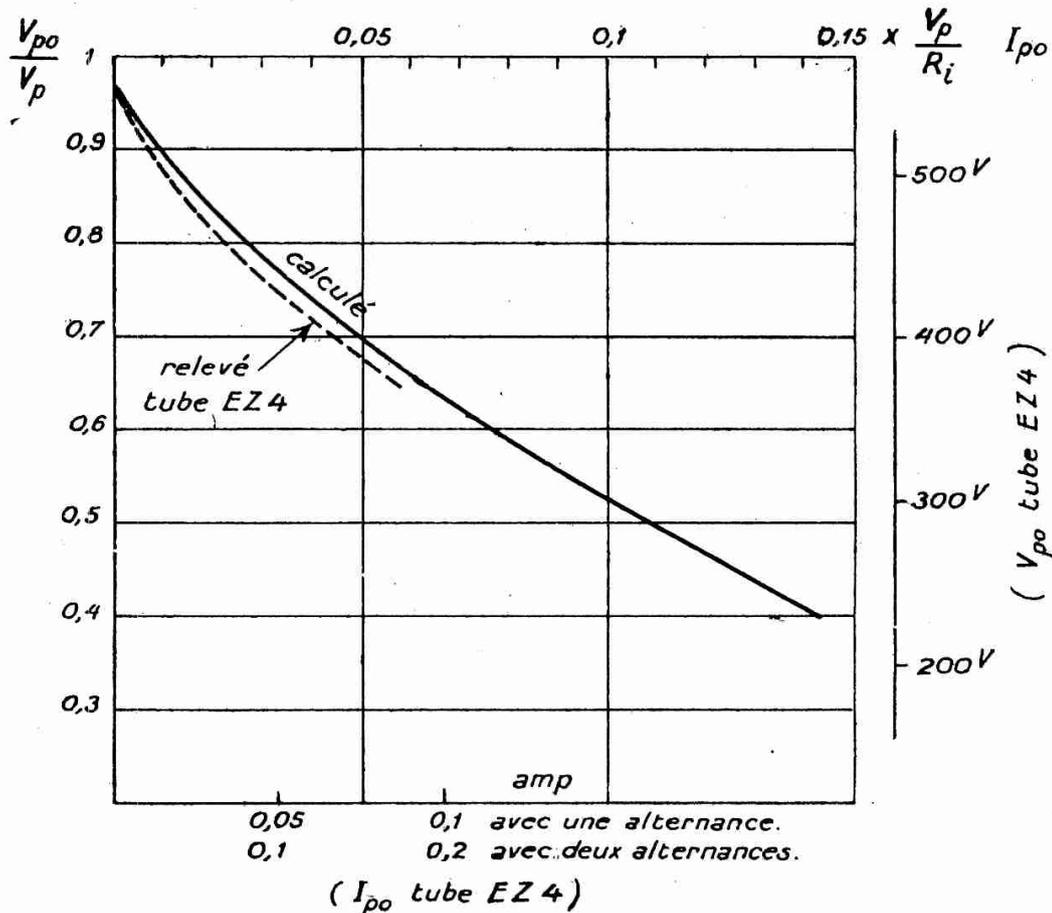


Fig. 100. — Tension redressée V_{po} en fonction du débit I_{po} (cas des grandes amplitudes).

Ces puissances pourraient être calculées par planimétrie, comme au § 4.621. Mais ce serait long. On s'en tient donc au calcul *approché*, et même seulement au cas des *grandes* amplitudes (§ 4.623) — car pour les faibles amplitudes, les puissances mises en jeu sont très petites et sans intérêt.

(1) Toujours avec l'hypothèse du condensateur-réservoir infini, puisqu'il ne passe alors dans R_p aucune composante alternative, et qu'il ne s'y perd de ce chef, aucune autre énergie que W_u . Au contraire, si C est petit, ou nul, une partie de la différence $(W_{abs} - W_u)$ est dissipée dans R_p par la dérivation du courant $(I_p \cos \omega t)$ et de ses harmoniques.

Appliquant les formules (18) à (20) du § 4.623, nous obtenons :

(26)	$W_u = \frac{V_p^2}{R_i} \times \cos \theta_o \times \frac{\sin \theta_o - \theta_o \cdot \cos \theta_o}{\pi}$
(27)	$W_{abs} = \frac{1}{2} \frac{V_p^2}{R_i} \times \frac{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}{\pi}$
(28)	$\varphi = \cos \theta_o \times 2 \frac{\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o} = \frac{2 \cos \theta_o}{r}$

On a déjà rencontré le facteur r à propos des triodes classe C (formule 49, courbe fig. 36), mais au numérateur (car alors la puissance alternative était utile et la puissance moyenne était absorbée).

La variation de ces termes en fonction de R_p/R_i est donnée fig. 99.

On voit que la condition de bon rendement $\left(\frac{R_p}{R_i} \text{ grand}\right)$ est *contradictoire* avec celle de puissance utile élevée $\left(\frac{R_p}{R_i} \text{ petit}\right)$. Si V_p et R_i sont donnés, le choix de R_p sera donc un compromis, subordonné au problème particulier envisagé :

— Lorsque l'on cherche à obtenir le *maximum de tension* V_{po} en absorbant le moins possible d'énergie à la source alternative, on prendra $R_p \gg R_i$, disons par exemple $R_p = (20 \text{ à } 100) R_i$; d'où θ_o de l'ordre de 25° à 40° :

$$(27 \text{ bis}) \quad \left. \begin{array}{l} V_{po} = 0,75 \text{ à } 0,9 V_p \\ W_{abs} = 0,9 V_p \cdot I_{po} \end{array} \right\}$$

C'est le cas des polarisations automatiques de grille (§ 4.627 ci-après) et de la plupart des détecteurs (chap. VI).

— Au contraire si l'on *demande une puissance notable*, comme dans l'alimentation d'un émetteur ou récepteur, il faut se contenter de $\frac{R_p}{R_i} = 10 \text{ à } 20$, avec par conséquent $\theta_o = 40 \text{ à } 45^\circ$, et :

$$(28) \quad \left. \begin{array}{l} V_{po} = (0,65 \text{ à } 0,8) V_p \\ W_{abs} = 0,75 \text{ à } 0,9 \times V_p I_{po} \end{array} \right\}$$

(voir exemple § 4.631).

(On écrit parfois approximativement $W_{abs} = V_p \cdot I_{po}$).

Remarques. — 1° Au lieu d'évaluer la puissance absorbée, il peut être commode d'évaluer la *résistance apparente* R_{app} du redresseur aux bornes de la source, c'est-à-dire le quotient V_p/I_p . D'après les relations (20, 21) il vaut :

$$(29) \quad R_{app} = \frac{V_p}{I_p} = yR_i = R_p \times \frac{1}{\cos \theta_o} \times \frac{\sin \theta_o - \theta_o \cos \theta_o}{\theta_o - \sin \theta_o \cos \theta_o}.$$

Pour les valeurs de θ_o faibles, le dernier facteur est voisin de 1/2, et approximativement :

$$(29 \text{ bis}) \quad R_{app} = 0,6 R_p$$

ou encore, en remarquant que

$$R_p = \frac{V_{po}}{I_{po}} = \frac{0,9 V_f}{I_{po}}$$

$$(29 \text{ ter}) \quad R_{app} = 0,55 \frac{V_p}{I_{po}}$$

formule approchée, mais commode, parce que V_p et I_{po} sont faciles à connaître.

2° On notera enfin que, dans ce cas, la valeur de R_i n'intervient presque plus, et le fonctionnement ne dépend que du circuit extérieur R_p : c'est exactement le contraire de ce qui se passe pour les faibles amplitudes (§ 4.622).

3° Dans les relations (26) et (27) on pourrait séparer : le facteur $\frac{V_p^2}{R_i}$ qui donne « l'échelle des puissances » en fonction de la source et du tube considérés ; et le facteur subsistant (sans dimension), fonction de θ_o , c'est-à-dire seulement du rapport $\frac{R_p}{R_i}$, qui caractérise la manière dont le tube travaille (comme on l'avait fait pour la triode amplificatrice, § 4.435.3).

Cas des amplitudes atteignant la saturation.

4.624. — Le calcul précédent supposant les amplitudes grandes, mais pas au point d'approcher la saturation ($i_p < i_s$) ; il s'applique, en général, aux tubes redresseurs modernes à très forte émission électronique. Mais on peut trouver des valves de puissance, de modèle un peu ancien, dans lesquelles au contraire, le courant instantané de pointe atteint la valeur i_s ; la courbe présente alors un palier A'E'B' (fig. 101).

Il est évident que cette limitation diminue les termes redressés i_{po} et V_{po} ; leur valeur exacte pourrait se déterminer par la méthode graphique du § 4.621. Mais si l'on veut se contenter d'une évaluation grossière, on peut sauter au cas extrême où la valeur i_s serait atteinte pendant *la plus grande partie de l'intervalle de passage* — $\theta_o + \theta_o$, et admettre qu'elle l'est pendant *sa totalité*.

Alors, on a :

$$(22) \quad I_{po} = \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} \frac{1}{2\pi} i_s \cdot d(\omega t) = \frac{\theta_0}{\pi} i_s$$

d'où

$$(23) \quad \frac{V_{po}}{V_p} = \cos \theta_0 = \cos \left(\frac{\pi I_{po}}{i_s} \right) = \cos \left(\frac{\pi V_{po}}{R_p i_s} \right)$$

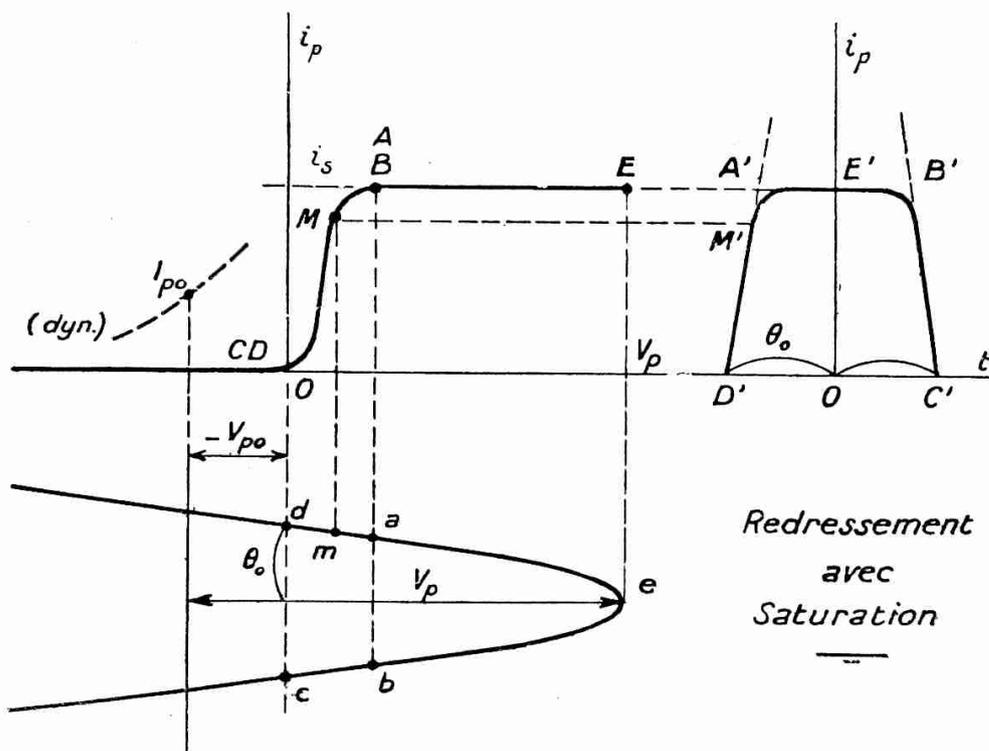


Fig. 101.

que l'on pourrait, en cas de besoin, résoudre graphiquement, comme on l'a fait pour (21).

Résumé des propriétés du redresseur diode.

4.625. — La diode est le type du redresseur dissymétrique ne suivant pas la loi d'Ohm, c'est-à-dire dont la résistance varie avec la grandeur le sens de la tension appliquée.

Par suite, soumise à une tension sinusoïdale $V_p \cos \omega t$, la diode lui fait subir un « redressement » plus ou moins complet ; c'est-à-dire fait apparaître une composante de courant moyen I_{po} , et, aux bornes de la résistance de charge R_p , une tension redressée moyenne V_{po} .

Si le schéma s'en tient là, le courant et la tension redressée dans R_p sont intermittents, c'est-à-dire en outre de leur composante continue, contiennent beaucoup de variations alternatives $\omega, 2\omega, \dots$. Alors V_{po} ne peut dépasser $0,31 V_p$ (formule 9) et le rendement est faible.

Pour améliorer le fonctionnement, on ajoute, aux bornes de R_p , un *condensateur-réservoir* C de capacité suffisante ($C \propto R_p > 30$), à travers lequel s'écoulent les variations alternatives ; la tension et le courant dans R_p sont régularisés et leurs valeurs presque constantes (V_{po}, I_{po}) sont augmentées.

On peut les déterminer exactement par une méthode graphique (§ 4.622) mais, il est généralement très suffisant de s'en tenir à un calcul algébrique approché, en assimilant la caractéristique de la diode à une courbe d'équation simple.

Pour les *petites* amplitudes, cette forme est celle d'une *parabole*, et la tension redressée ΔV_{po} est alors sensiblement proportionnelle au *carré* de la tension appliquée V_p (formule 17).

Pour les *grandes* amplitudes, la caractéristique est assimilable à l'ensemble de deux demi-droites, soudées par un coude à dimensions négligeables. Alors le fonctionnement devient quasiment *linéaire*, la tension redressée V_{po} étant proportionnelle à la tension appliquée V_p ; le facteur de proportionnalité et le rendement donnés par les équations (18, 21, 28) et la figure 99, pouvant être voisins de l'unité si l'on n'exige que peu de puissance.

Les paramètres d'un tel fonctionnement oscillent en général autour des valeurs (27 *bis*, 29 *bis* et *ter*) que l'on utilisera, faute de mieux, comme première approximation.

Enfin, pour de *très grandes amplitudes*, on pourrait atteindre le courant de saturation i_s , et les performances diminueraient ; la formule (22) montre que le courant utile ne dépasserait pas $I_{po} = \frac{i_s}{2}$, quelle que soit la tension appliquée.

Exemples.

4.626. — Les considérations ci-dessus, concernant le redressement par (une seule) diode, trouvent leur application dans deux problèmes très importants que nous allons examiner :

- la « détection » des signaux de haute fréquence,
- la « polarisation automatique » des grilles des triodes.

Détection des signaux H. F.

Il s'agit de rendre utilisable un signal $V_p \cdot \cos \omega t$ de très haute fréquence (entièrement inaudible) et d'amplitude relativement faible, et pour cela de faire apparaître physiquement sa « valeur moyenne » (voir chap. VI, RÉCEPTION).

Une amplification ultérieure étant indispensable, on recherche non de la puissance, mais un *maximum de tension redressée* V_{po} . On sera donc conduit à prendre une résistance externe R_p très grande par rapport à R_i , c'est-à-dire de 0,1 à 0,5 mégohm, avec les petites diodes genre EB 4 ou 6 AL 5 mentionnées § 4.11. Soit par exemple l'EB 4 avec $R_i \approx 1\,000$ ohms. Prenons $R_p = 500\,000$ ohms ; alors $\frac{R_p}{R_i} = 500$; la courbe fig. 99 (qu'il faut extrapoler légè-

rement) montre que $\frac{V_{po}}{V_p}$ est de l'ordre de 0,98, c'est-à-dire pratiquement l'idéal. Aux grandes amplitudes, on aura donc une tension redressée très voisine de la tension de crête (fig. 103, courbe 1).

Aux faibles amplitudes, la situation est moins claire. La courbe donnée par le constructeur (trait plein, fig. 102) (1) est peu précise dans la zone d'intersec-

tion avec la droite OA de pente $\frac{1}{R_p}$. Quand on essaye de la relever soi-même, on trouve une dispersion inquiétante (courbes en pointillé) ; toutefois il faut noter que dans la formule (17) le terme constant de l'équation n'intervient pas ; seules comptent la pente moyenne $\frac{1}{R'_a}$ et la courbure (b) ; en calculant leurs valeurs aux points d'intersection a, a', a'', a''' on trouve que leurs variations se compensent partiellement, et que le coefficient de la formule (17) est, en moyenne, voisin de 0,8. La courbe correspondante

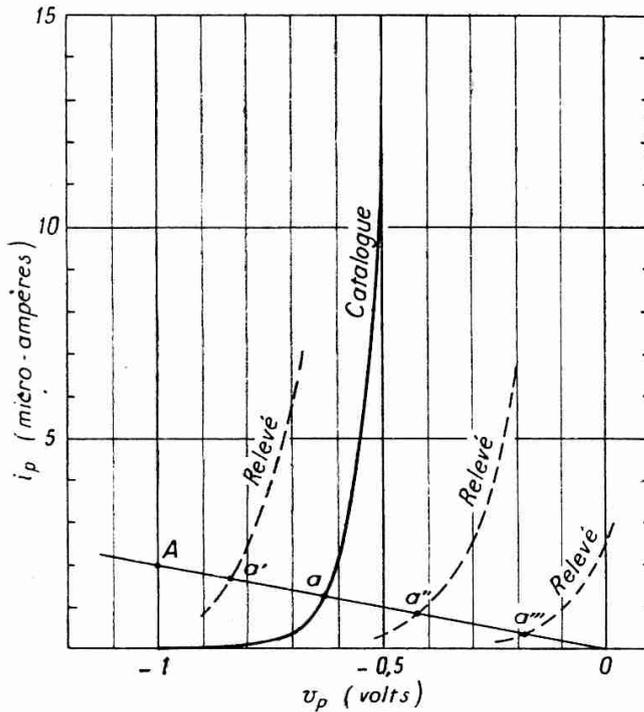


Fig. 102. — Caractéristiques statiques de diverses diodes EB4.

$$V_{po} = 0,8 V_p = 1,6 V_p \cdot \text{eff}$$

est indiquée en (2), fig. 103.

(1) Catalogue RADIOTECHNIQUE ; approximativement représentée par une parabole avec $a \approx 55 \cdot 10^{-5}$ et $b \approx 41 \cdot 10^{-5}$.

La courbe pleine (3) reproduit l'indication du catalogue ; elle confirme le début parabolique, puis la région linéaire à partir de $V_p = 0,5$ volt eff, mais naturellement, les approximations et la dispersion des caractéristiques ne permettent pas d'espérer une concordance parfaite entre les points calculés et relevés, surtout dans la zone de « raccord » entre les deux hypothèses.

En résumé une telle diode fournit :

— pour les tensions V_p supérieures à 0,5 volt environ, un redressement linéaire et de bonne efficacité ($V_{po} = 0,98 V_p$) ;

— pour les tensions plus faibles, un redressement parabolique dont l'efficacité diminue rapidement, pour devenir tout à fait déplorable lorsque V_p tombe en dessous du dixième de volt environ.

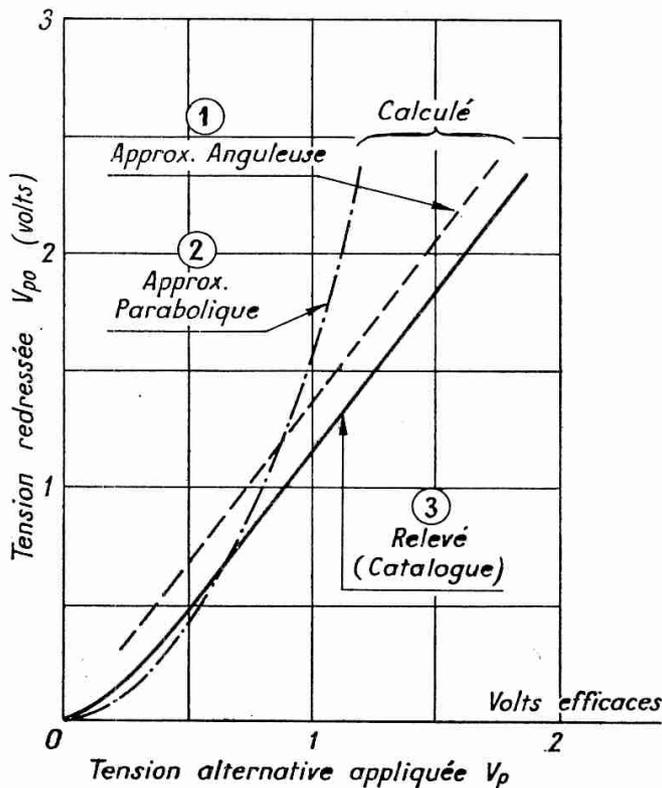


Fig. 103. — Diode EB 4. Caractéristique de détection.

le cas autrefois, lorsque seules existaient les lampes à chauffage direct ; et c'est sans doute la raison pour laquelle les ouvrages anciens donnent beaucoup d'importance à la détection parabolique — tandis que nous en parlerons peu.

Polarisation automatique de grille des triodes.

4.627. — Un autre exemple très important du redressement par diode est la « polarisation automatique de grille » d'un tube amplificateur triode (ou pentode).

En effet, comme il a été vu au § 4.122, l'ensemble cathode-

Remarque. — Cette diode est à chauffage indirect, c'est-à-dire à cathode équipotentielle. Si l'on prenait une diode à chauffage direct, la chute de tension serait progressive le long du filament et le coude inférieur de la caractéristique serait bien moins prononcé. On aurait, par exemple, a de l'ordre de $10 \cdot 10^{-6}$ et b vers $10 \cdot 10^{-6}$; la région de redressement parabolique serait bien plus étendue. C'était

grille d'une triode constitue bien une diode : le courant est nul si la grille est négative, et passe si elle devient positive (1). La résistance correspondante $(R_i)_g$, quoique moins bien définie que pour une diode, est du même ordre (500 à 5 000 ohms).

Il est possible, en intercalant sur la grille une résistance externe R_g , shuntée par un condensateur C_g de se procurer la polarisation continue négative ($-V_{go}$) nécessaire aux fonctionnements B et C ; et dans les oscillateurs, d'obtenir sa variation automatique avec l'amplitude, ce qui facilitera la stabilisation (§ 4.53).

Le schéma est représenté fig. 104. La tension d'excitation de grille étant $V_g \cos \omega t$, la polarisation désirée $-V_{go}$ (avec $V_{go} < V_g$), le calcul du § 4.623 est applicable, les notations V_{po} , V_p , R_p , C , R_i , I_{po} étant respectivement remplacées par celles : V_{go} , V_g , R_g , C_g , $(R_i)_g$, I_{go} on prendra la valeur cherchée de V_{go}/V_g en ordonnées sur la courbe, figure 99 ; on en déduira en abscisse, le rapport R_g/R_i , donc la résistance R_g à choisir. Puis l'équation (10) donnera la valeur minimum nécessaire pour C_g .

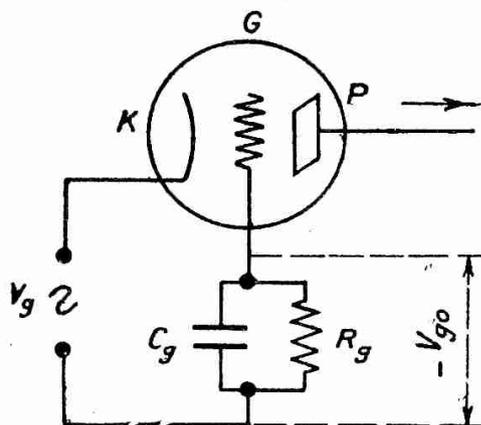


Fig. 104. — Polarisation automatique de grille.

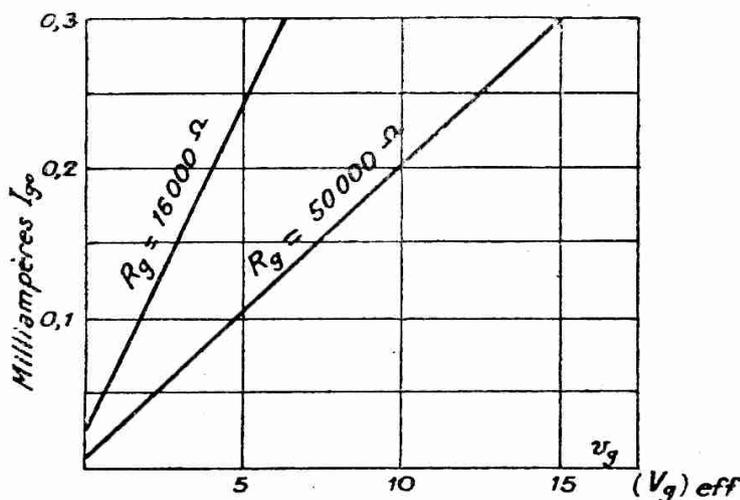


Fig. 105. — Courant redressé dans la 1^{re} grille de la lampe EK.2.

A titre d'exemple, la figure 105 reproduit la variation de courant moyen I_{go} dans la grille (oscillatrice) de la partie triode dans l'octode EK.2, sous tensions normales, en fonction de la tension alternative appliquée $(V_g)_{eff}$. On voit que pour $R_g = 50\ 000$ ohms, on a toujours sensiblement $V_{go} = 0,71 V_g$; tandis que pour $R_g = 16\ 000$ ohms, on tombe à $V_{go} = 0,55 V_g$.

(1) Cependant la tension de la plaque influe sur la charge d'espace et sur le courant de grille ; et dans les tubes puissants, il peut aussi y avoir des émissions secondaires. Mais en général dans les fonctionnements normaux, ces influences sont assez faibles pour que le présent calcul fournisse un ordre de grandeur correct.

De ces deux chiffres, on déduirait la valeur de $(R_i)_g$ environ 3 000 ohms.

Ceci nous servira dans l'étude du changement de fréquence (§ 4.73).

Remarque. — Les catalogues de lampes ne donnent généralement pas la valeur de la résistance de grille (R_i) . Mais on peut tirer sa valeur approchée, soit de quelques courbes i_g , en fonction de v_g (par exemple fig. 17), soit des valeurs de V_g , I_{g0} , R_g dans un cas particulier. *A la rigueur même, il suffit de connaître V_g et I_{g0} pour obtenir $(R_i)_g$ et la puissance absorbée W_g au moyen des formules (27 bis), (29 bis) et (29 ter) : certains catalogues ne procèdent pas autrement.*

GROUPEMENT DE DIODES

4.63. — Nous avons raisonné jusqu'ici sur *une seule* diode, débitant pendant une faible partie de la période (de $-\theta_0$ à $+\theta_0$), le courant étant fourni et régularisé pendant le reste du temps, par le condensateur-réservoir.

Il est naturel de penser à un autre moyen de régulation : mettre en jeu *plusieurs diodes* à tour de rôle et avec un déphasage convenable, pour recharger plus fréquemment le condensateur-réservoir et diminuer la capacité requise.

Cela est possible, même avec une alimentation *monophasée*, en utilisant *deux* diodes pour redresser les deux alternances.

A plus forte raison, avec une alimentation *polyphasée*, on peut on peut faire beaucoup mieux, et obtenir d'un groupe de diodes des intervalles actifs beaucoup plus voisins, et même se recouvrant.

Voici les principales combinaisons employées.

Redressement des deux alternances : Montage simple à deux diodes et transformateur à prise médiane (fig. 106, schéma a).

4.631. — Le transformateur à prise médiane fournit $2V_p$.

Sur chaque branche est intercalée une diode D_1 D_2 dans un sens tel que les courants s'ajoutent dans le circuit extérieur.

On voit immédiatement (et le calcul des premiers coefficients de la série de Fourier confirme) que, *en l'absence de tout condensateur-réservoir*, le passage du courant se produit deux fois plus souvent : le courant moyen redressé I_o et la tension moyenne redressée V_{po} sont donc doublés, et au lieu de (9) on a :

$$(30) \quad V_{po} = \frac{2}{\pi} \frac{V_p}{1 + \frac{R_i}{R_p}} = 0,64 \frac{V_p}{1 + \frac{R_i}{R_p}}$$

En outre, la composante fondamentale, $I_p \cos \omega t$ devient nulle ; la première et la plus importante composante alternative est l'harmonique 2 :

$$\begin{aligned} I_{p2} &= \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{V_p}{R_p + R_i} \cos \omega t \cdot \cos 2 \omega t \cdot d(\omega t) \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \frac{-V_p}{R_p + R_i} \cos \omega t \cdot \cos 2 \omega t \cdot d(\omega t) \\ &= \frac{4}{3\pi} \times \frac{V_p}{R_p + R_i} \quad \text{d'où :} \quad V_{p2} = 0,43 \times \frac{V_p}{1 + \frac{R_i}{R_p}} \quad (31) \end{aligned}$$

La composante utile étant doublée, tandis que l'« ondulation » alternative est réduite (0,43 au lieu de 0,5) et surtout de pulsation double, il est évident que l'on peut réduire le condensateur-réservoir et se contenter de :

$$(32) \quad C \omega R_p > 15 \text{ à } 25,$$

au lieu de (10 bis).

Pour connaître la tension redressée V_{p0} , on observera que la quantité d'électricité fournie à chaque période à travers la diode est doublée, comme si, dans l'intégrale (19), on avait divisé R_i par 2. Donc aussi dans (21) on pourra remplacer R_i par $R_i/2$, et finalement, dans le calcul de θ_0 ou de V_{p0}/V_p , utiliser le graphique, figure 99 en doublant l'abscisse R_p/R_i .

Réduction de moitié du condensateur-réservoir, augmentation de la tension redressée : tels sont donc les avantages du redressement des deux alternances. Ils justifient son emploi dès que l'on veut obtenir un peu de tension et de puissance, donc pour l'alimentation des récepteurs et des petits émetteurs. On l'y rencontre presque toujours, et pour en faciliter la réalisation, les deux diodes sont fréquemment placées dans la même ampoule avec cathode commune (on voit en effet sur le schéma a que les deux cathodes sont au même potentiel).

Par exemple, valves biplaques EZ 2, EZ 4, EZ 80, etc.

Pour les tensions très élevées (émission), les difficultés d'isolement entre anodes imposent le maintien de deux valves séparées.

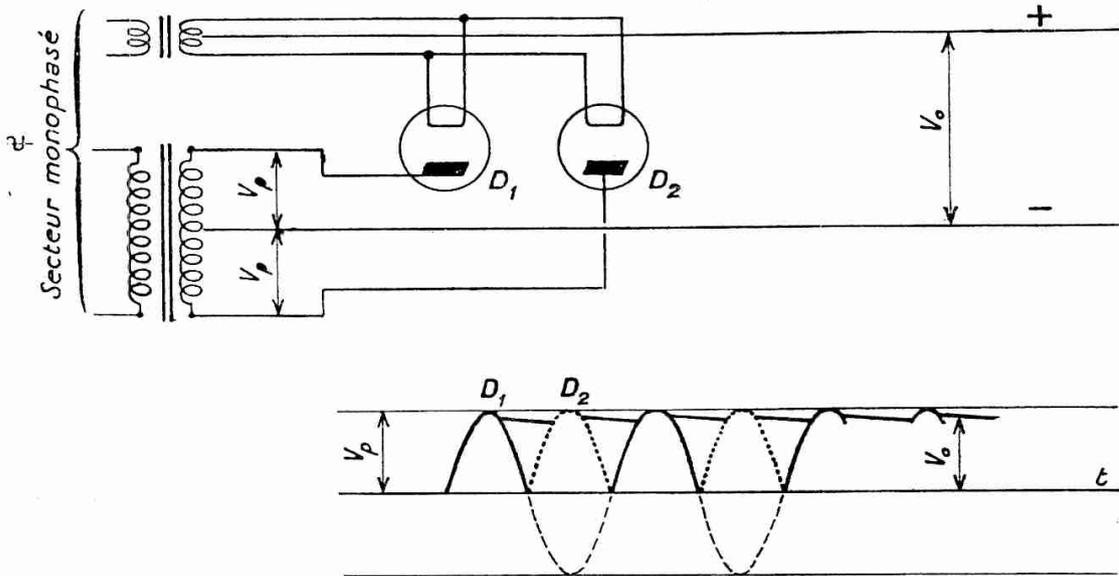
Enumérons rapidement quelques autres variantes :

Montage à pont avec quatre diodes (transformateur sans prise médiane).

4.632. — Le transformateur n'a qu'un seul enroulement et ne fournit qu'une seule fois la tension V_p (fig. 106, b) ; mais le dispo-

itif redresseur est doublé, deux diodes fonctionnant sur chaque alternance comme pour inverser les connexions du circuit utile.

(a) Redressement monophasé des 2 alternances.



(b) Montage à pont

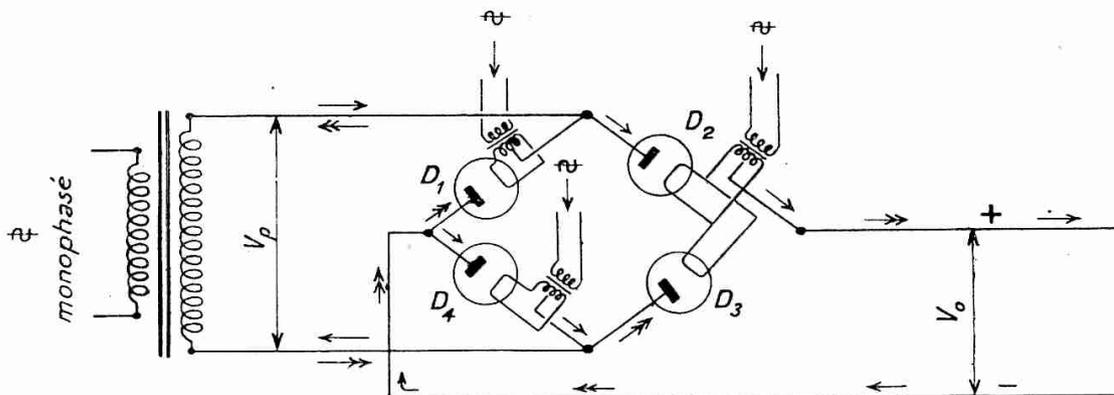
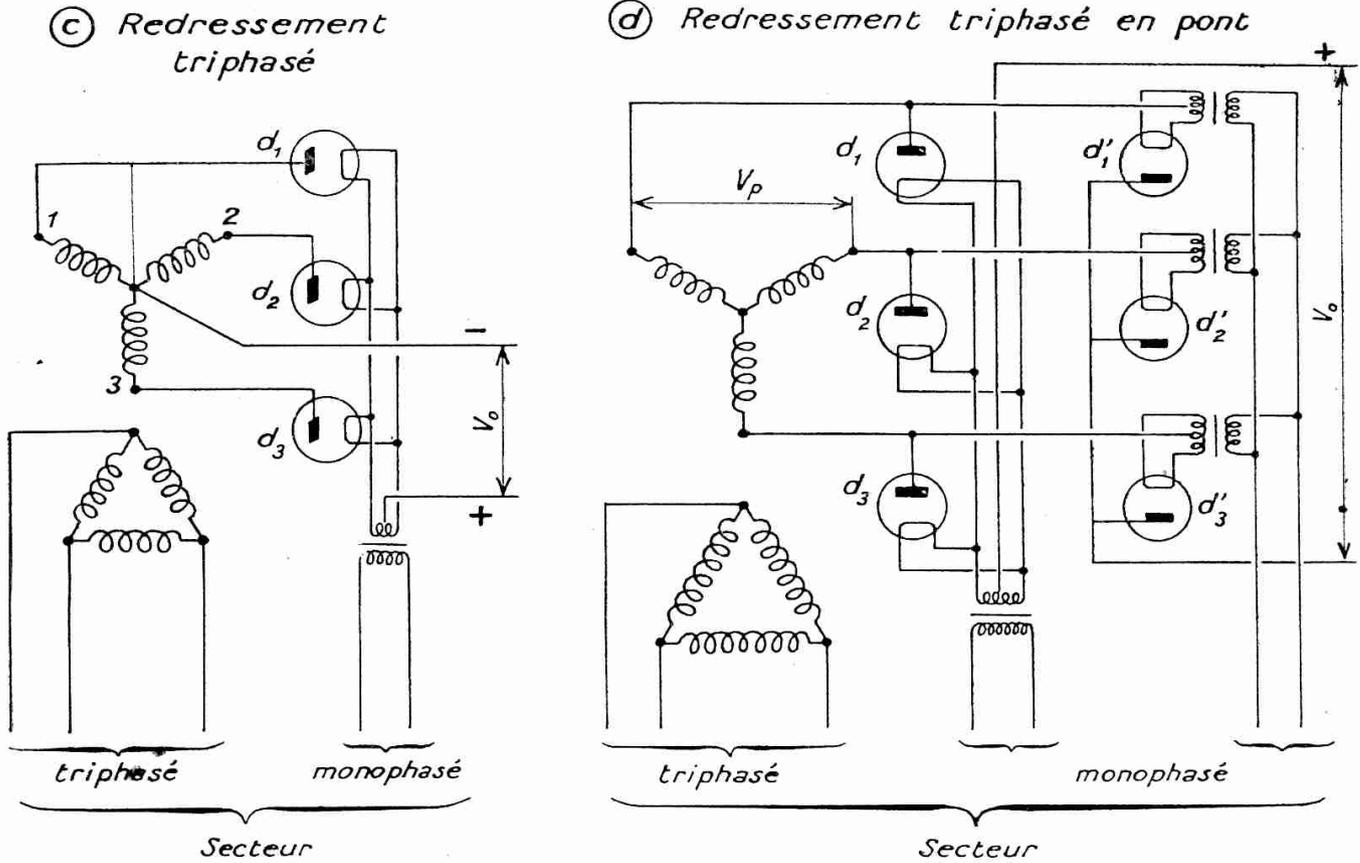


Fig. 106. — Redressement des deux alternances.

Deux diodes étant en série dans chaque branche, leur résistance interne semble doublée ; de plus, il faut trois enroulements de chauffage distincts.

Par contre, on notera que pendant l'alternance où elle ne travaille pas, chaque diode supporte au maximum la tension inverse V_p , tandis que dans le montage simple précédent la tension inverse approchait de $2V_p$; nous reviendrons plus loin sur cet avantage.



Variation des tensions dans le redressement triphasé

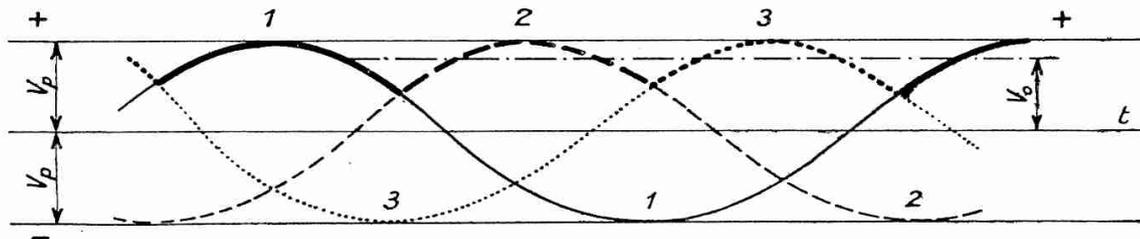


Fig. 107. — Redressement triphasé.

Emploi d'une source polyphasée.

4.633. — Pour mettre en jeu de fortes puissances, il est normal d'utiliser des alternateurs et des lignes triphasées. L'emploi de 3 ou de 6 diodes permet alors un nouveau gain.

Par exemple, prenons le schéma *c*, figure 107. La tension de la phase 1 étant $V_p \cdot \cos \omega t$, celle des phases 2 et 3, sera

$$V_p \cdot \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right), \quad \text{et} \quad V_p \cdot \cos \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right).$$

On voit sur la figure qu'il y aura toujours au moins *une*, et, pendant les $2/3$ du temps, *deux* diodes alimentées dans le bon sens. Tenons compte seulement du débit de celle qui reçoit la plus forte tension (trait renforcé) : D_1 de *a* à *b*, D_2 de *b* à *c*, D_3 de *c* à *d*, etc. On aurait *en l'absence de tout condensateur-réservoir* :

$$V_{p0} = \frac{3}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{3}}^{+\frac{\pi}{3}} V_p \cos \omega t \cdot d(\omega t) = \frac{3}{2\pi} \cdot 2 \sin \frac{\pi}{3} \cdot V_p = 0,83 V_p$$

avec les composantes alternatives :

$$V_{p1} = 0 \quad V_{p2} = 0 \quad V_{p3} = 0,2 V_p.$$

La composante utile est donc encore augmentée, tandis que l'ondulation nuisible a son amplitude réduite et sa fréquence triplée : on pourra donc simultanément *avoir un gain de tension redressée*, et *diviser par 3 la capacité nécessaire C* d'après (10 bis). Le bénéfice est considérable.

Une variante, inspirée du « montage à pont » est indiquée au schéma figure 107 *d*.

Les résultats de toutes ces dispositions sont résumés par le tableau p. 221.

Dans les grandes stations, on emploie même, pour tirer du principe le maximum d'avantages, des redresseurs *hexaphasés* et *dodécaphasés*.

Précautions dans l'emploi des redresseurs de puissance.

4.634. — Lorsqu'il s'agit de redresser des puissances importantes, sous des tensions élevées, l'emploi des redresseurs exige un certain nombre de précautions.

1° Pendant l'alternance de travail, la tension positive instantanée maximum sur la plaque de la diode est : $v_{pM} = V_p - V_{p0}$ qui n'est qu'une petite fraction de V_p ; il est donc très normal de redresser des tensions beaucoup plus grandes que l'étendue de la région de caractéristique utilisée : par exemple 10 000 volts avec une diode où $v_{pM} = 2 000$ volts.

FORMULES DU REDRESSEMENT PAR DIODES

DESIGNATION DES SCHEMAS	NOMBRE DE DIODES	TRANSFORMATEUR		ONDULATIONS		COURANT REDRESSE TOTAL	TENSION REDRESSEE $V_{\rho 0}$					TENSION INVERSE SUR CHAQUE DIODE
		NOMBRE ENROUL. CHAUF.	ENROULEMENT PLAQUES	PULSATION (onp)	AMPLITUDE SANS FILTRE		A VIDE, OU SUR R/ GRAND	SCR CHARGE R/ NORMALE, avec CAPACITE- RESERVOIR	SCR CHARGE R/ NORMALE, AVEC filtre à self D'ENTREE	SANS AUCUNE CAPACITE DE FILTRAGE		
Simple alternance	1	1	monophasé 2 bornes $V_T = V_{\rho}$	0,5 V_{ρ}	1 $I_{\rho 0}$	V_{ρ}	0,7 à 0,8	V_{ρ} (1)	0,6 à 0,7	0,31 V_{ρ}	2 V_{ρ}	
double alternance (a)	2	1	monophasé 3 bornes $V_T = 2 V_{\rho}$	0,43 V_{ρ}	2 $I_{\rho 0}$	»	0,8 à 0,9	V_{ρ}	0,7 à 0,8	0,6 V_{ρ}	2 V_{ρ}	
pont (b)	4	3	monophasé 2 bornes $V_T = 2 V_{\rho}$	»	»	»	»	»	»	»	V_{ρ}	
triphasé (c)	3	1	triphasé avec point neutre sorti $V_T = V_{\rho}$	0,2 V_{ρ}	3 $I_{\rho 0}$	»	0,85 à 0,95	V_{ρ}	0,75 à 0,85	0,83 V_{ρ}	1,7 à 2 V_{ρ}	
triphasé à pont (d)	6	4	triphasé (entre phases) $V_T = V_{\rho}$	»	»	»	»	»	»	»	0,83 à 1 V_{ρ}	

(1) Voir courbes § 4.623, en fonction de $\frac{R_i}{R_{\rho}}$.

Nota. — V_{ρ} est la valeur maximum de la tension alternative, égale à $\sqrt{2} \times$ (valeur efficace).

Mais ceci a pour conséquence, pendant les alternances négatives, de soumettre la plaque à la tension *inverse* $V_i = -V_p - V_{po}$ voisine de $-2V_p$ (égale dans la marche à vide).

Malgré que cette tension ne produise aucun courant, elle constitue une épreuve pour l'*isolement* des électrodes, bornes et connexions.

Aussi, les constructeurs indiquent-ils parfois sa valeur maximum compatible avec la sécurité du tube ; on en déduit le maximum utilisable de V_p et de V_{po} , sensiblement $V_p = \frac{V_i}{2}$ et $V_{po} = 0,35$ à $0,4 V_i$.

Ceci est encore vrai avec le montage à double alternance ou le montage triphasé simple (*a* et *c*). Par contre, on vérifiera facilement que dans les montages à *pont* (*b* et *d*), la présence de deux diodes en série et l'absence de prise médiane au transformateur, limitent le maximum de tension inverse V_i à V_p seulement, au lieu de $2 V_p$; on peut même quelquefois compter $V_i = 0,8$ ou $0,9 V_p$, parce que la différence d'ordonnées entre les courbes de la figure 107 *d* n'est jamais tout à fait $2 V_p$ (surtout si le redresseur débite sur un filtre commençant par une self, voir ci-après).

Si donc, avec un tube donné, on se trouvait limité par la condition de ne pas dépasser V_i , le montage à pont permettrait de *doubler la tension utile*. C'est son principal intérêt.

2° On doit observer aussi que, si le redresseur est normalement calculé pour fournir V_{po} sur une certaine charge R_p , il peut cependant, à certains instants, se trouver fonctionner à vide, c'est-à-dire sur R_p *infini* (appareil d'utilisation non connecté, ou disjoints à $V_{po} = V_p$, mais elle peut dépasser cette valeur par effet de surtension entre les selfs et les capacités du circuit.

Ceci explique de nombreux accidents de claquage des « condensateurs-réservoirs » que les constructeurs ont toujours tendance à prévoir trop justes. Il faut leur laisser une certaine « marge de sécurité » ; on peut aussi placer, en dérivation sur la charge véritable, une résistance de sécurité de l'ordre de $10 R_p$, pour assurer un débit minimum en l'absence de R_p .

Nous reviendrons sur ce point à propos du calcul des filtres.

3° Une précaution supplémentaire est de ne jamais réduire, au-dessous de sa valeur normale, le chauffage d'un tube redresseur

(1) Dans les récepteurs, on prend soin que la valve ait une cathode à inertie calorique *plus grande* que les autres tubes, de manière à ce qu'elle ne commence pas à débiter avant que sa charge normale ne soit établie. Aussi doit-on éviter de couper cette charge, ou de la diminuer beaucoup en enlevant la lampe de puissance, en cours de fonctionnement.

en action. En effet, ce serait réduire le courant de saturation, donc l'étendue des caractéristiques rectilignes ; donc risquer une augmentation de la chute de tension dans le tube, c'est-à-dire son échauffement excessif.

4° Enfin, la présence d'une grande capacité-réservoir C, en shunt sur R_p , présente un grave inconvénient lors de la mise en route — ou de la « remise en route ».

Si, la diode étant chaude, et la capacité C déchargée, on applique brusquement la tension V_p , les premières alternances vont passer pour charger le condensateur, *comme si la diode était en court-circuit* (puisque la tension V_{po} aux bornes du condensateur est nulle et sa capacité très grande).

Les intensités de pointe seront alors très supérieures à la valeur normale et susceptibles de mettre le tube en danger.

Pour atténuer cet inconvénient :

a) *On évitera de prendre des capacités C plus grandes qu'il n'est strictement nécessaire* (quitte à perdre un peu sur la tension redressée) ; cette valeur minimum étant donnée par (10) ou (10 bis) pour le redressement à une seule alternance, et divisée par 2 ou par 3 dans le cas des montages à double alternance ou en triphasé (nouveau avantage de ces derniers).

Par exemple, pour un récepteur de radio-diffusion, alimenté sur secteur à 50 c/s, on a $\omega = 631$ et une charge R_p d'environ 3 000 à 5 000 ohms (débit 50 à 100 milliampères sous 250 volts). Donc C sera de l'ordre de 10 à 20 microfarads, généralement réalisés en condensateurs électrolytiques.

b) *On ajoutera, en série avec la diode, une « résistance de sécurité » R_s* limitant le courant dans tous les cas (elle peut inclure la résistance du transformateur d'alimentation). Sa valeur est indiquée par les constructeurs ; elle correspond généralement à une limite maximum du courant au triple de sa valeur normale, soit l'ordre de $2,5 \frac{V_p}{R_p}$.

Cette méthode est assurément barbare, car elle revient à augmenter volontairement la résistance interne ; dans le calcul, il faut remplacer R_i par $R_i = R_i + R_s$, ce qui ne manque pas de diminuer la tension utile V_{po} .

c) Enfin, au lieu d'une résistance, on peut aussi ajouter en série une *self-induction*, qui contribue au filtrage (voir ci-après) et limite le courant de court-circuit à l'allumage ; mais aussi, même dans le fonctionnement normal, oppose son impédance au passage des pointes de courant qui viennent alimenter la capacité-réservoir, diminue l'efficacité de celle-ci et la tension utile redressée.

On a donc encore une perte et V_{po} se trouve compris entre les valeurs des courbes $C = \infty$ et $C = 0$ de la figure 99. Mais la

variation en fonction de la charge est un peu atténuée, la « régulation » est meilleure (voir plus loin exemple, § 4.636).

Ces différentes restrictions, apportées à l'hypothèse simple du « condensateur-réservoir », expliquent pourquoi, dans la pratique, les valeurs de tension redressée (indiquées au tableau du § 4.633) sont un peu élastiques, et en général inférieures aux premières prévisions du calcul.

Exemples.

4.635. — 1° Prenons le problème classique de l'alimentation d'un récepteur par le secteur.

Soit un appareil à nombre de lampes élevé, consommant $I_{po} = 0,15$ amp. sous la tension utile 250 volts, mais avec une chute de tension supplémentaire d'environ 50 volts dans la bobine d'excitation du haut-parleur électrodynamique. Au total il faut donc : $V_{po} = 300$ volts.

D'après le tableau du § 4.11, la valve EZ.4 convient, en utilisant les deux plaques.

On a, pour chaque plaque, seule, $R_i = 80$ ohms environ. Mais le constructeur prescrit (pour un condensateur-réservoir de 16 microfarads) une résistance de sécurité de $R_s = 300$ ohms (laquelle se trouve toujours en série avec la plaque qui débite). Tout se passe donc comme si l'on avait $R_i = 380$ ohms, mais si l'on redresse les deux alternances, il faut, d'après le § 4.631, diviser ce chiffre par 2, donc prendre finalement 190 ohms.

Le débit 0,15 amp. sous 300 volts équivaut à la charge $R_p = 2\,000$ ohms. Donc il faut entrer dans le graphique, figure 99, avec la valeur $\frac{R_p}{R_i} = \frac{2\,000}{190} = 10,5$ d'où l'on tire $\frac{V_{po}}{V_p} = 0,66$.

Pour obtenir $V_{op} = 300$ volts, il faudra donc un transformateur donnant $\frac{2 \times 300}{0,66} = 2 \times 455$ v. (max) ou 2×230 v. *eff.*

Le rendement sera de 0,72, donc la dissipation interne de la lampe sera :

$$W_d = W_{abs} = W_u \left(\frac{1}{\rho} - 1 \right) = 300 \times 0,15 \times \frac{0,28}{0,72} = 18 \text{ watts}$$

bien inférieure au maximum admissible.

2° Si l'on pose le problème autrement, en supposant la tension alternative V_p fixe (par ex. $400 \sqrt{2}$ v.) et en cherchant la variation de la tension redressée V_{po} en fonction du débit I_{po} , il est avantageux d'utiliser le graphique figure 100, on a

$$V_p = 567 \text{ v.}, \quad \frac{V_p}{R_i} = \frac{567}{190} = 3,0$$

d'où les échelles portées en bas et à droite.

Pour un condensateur-réservoir de 16 microfarads, le constructeur donne la courbe *en pointillé* : cette excellente concordance résulte de l'exactitude actuelle des hypothèses faites (caractéristiques rectilignes, capacité C grande).

3° Pour un *émetteur*, le problème se traiterait pareillement ; la condition d'échauffement par puissance dissipée sur la plaque, serait toutefois plus sérieuse. Il faudrait aussi tenir compte du maximum de tension inverse V_i et si l'on était limité par elle, adopter le montage à pont (schéma *b* ou *d*, § 4.632).

Filtrage du courant redressé.

4.636. — Nous revenons maintenant sur le problème du « filtrage », c'est-à-dire d'une tension redressée V_{po} parfaitement pure, continue et débarrassée de toute ondulation parasite.

Nous avons supposé ce problème provisoirement résolu par l'hypothèse de condensateur-réservoir de capacité « infinie ». Mais un tel condensateur est irréalisable ; en fait, les considérations d'encombrement et de prix limitent toujours sa capacité ; et surtout, nous avons vu (§ 4.634, 4°) que pour éviter les surintensités lors de l'allumage, il est indispensable de réduire C le plus possible.

On est alors amené à reconsidérer la question, *en complétant le condensateur-réservoir restreint par un système sélectif filtrant plus efficace.*

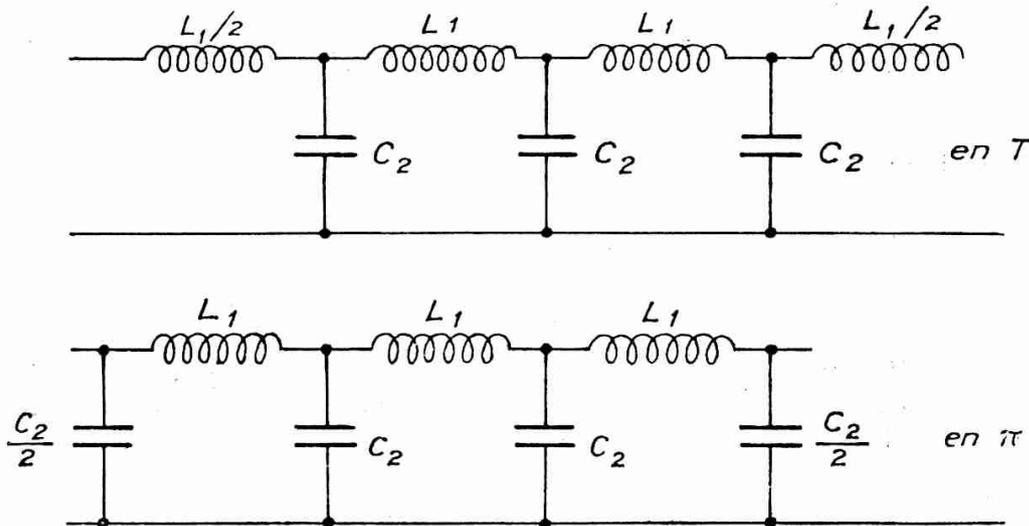


Fig. 108. — Filtres passe-bas à $n = 3$ cellules.

Ce système devra laisser passer le courant continu (pulsation *zéro*) et arrêter les ondulations alternatives (de pulsation ω_{ond} , égale à 1, 2 ou 3 fois la pulsation ω , du secteur, suivant le montage employé, § 4.631 à 633). Il s'agit donc de réaliser un filtre *passe-bas*

de frontière quelconque inférieure à $\omega_{on\bar{d}}$; problème très facile, auquel la théorie classique des « filtres en échelle » fournit la solution d'une suite de n cellules identiques avec le schéma de la fig. 108 ; inductances L_1 en séries alternées avec capacités C_2 en shunt, la terminaison pouvant se faire soit en T, soit en π .

Nous renvoyons aux ouvrages spéciaux ⁽¹⁾ pour le calcul de tels filtres, en nous bornant à observer que la théorie classique s'y applique fort mal ; en effet la frontière « n'est pas imposée, elle est n'importe où entre O et $\omega_{on\bar{d}}$; d'autre part, l'adaptation à l'impédance de sortie (impédance itérative Z_c) n'a nullement besoin d'être précise, car les irrégularités d'affaiblissement dans la « bande passante » n'ont aucune importance. Dès lors on peut prendre avec la théorie classique toutes les libertés que suggère l'économie ; en général on se contentera d'une ou deux cellules ; le rapport L_1/C_2 sera fixé en tenant compte du prix de revient des deux éléments (supérieur pour L_1 si l'intensité est grande — ou, au contraire, pour C_2 si la tension est élevée) ; pour le choix de la terminaison (T ou π) on notera que l'inductance d'entrée L_1 réduit la surintensité d'allumage (§ 4.634) tandis qu'une capacité C_2 en parallèle sur C_p , l'augmente. A titre d'exemple, pour un filtre à $n = 2$ cellules devant produire sur la fréquence 2×50 p/s un affaiblissement de $\gamma = 36$ décibels, avec un débit de 0,5 amp. sous 2 400 volts, on aurait à introduire, dans le calcul orthodoxe, une fréquence « frontière » telle que l'affaiblissement par cellule soit $\frac{\gamma}{n} = \frac{36}{2} = 18$ db à la fréquence 100 p/s ; c'est-à-dire $\omega_c = \frac{\omega_f}{1,55} = 2 \pi \times 64$; et une impédance caractéristique de

$$Z_c = \frac{2\,400 \text{ v}}{0,5 \text{ a}} = 4\,800 \text{ ohms ;}$$

on en tirerait :

$$L_1 = \frac{Z_c}{\pi f_c} = \frac{4\,800}{\pi \times 64} \approx 28 \text{ henrys}$$

$$C_2 = \frac{1}{\pi f_c Z_c} \approx 1,24 \mu\text{F}$$

En fait, une inductance de cette valeur serait coûteuse et diminuerait un peu la tension redressée ; on trouve dans les catalogues des indications comme celles-ci :

RAYTHÉON $L_1 \leq 4$ henrys $C_2 \geq 1,6 \mu\text{F}$

R. C. A. $L_1 = 18$ à 40 henrys $C_2 = 1$ à $2 \mu\text{F}$

On voit qu'il est bien inutile de chercher la précision dans un problème qui en comporte si peu ⁽²⁾.

(1) Cf. P. DAVID, *Les filtres électriques*, GAUTHIER-VILLARS.

(2) On trouve même des filtres où la terminaison est anormale, et d'autres où les cellules successives n'ont pas la même frontière !

Comme autre exemple, reprenons le problème d'alimentation d'un récepteur du § 4.635 en supposant qu'on emploie une valve un peu différente 5 Z 4 suivie d'un filtre.

On a $R_i = 170$ ohms ; mais si l'on suppose débiter sur un condensateur-réservoir avec C réduite à $4 \mu F$, la résistance de sécurité peut être réduite à 30 ohms seulement ; d'où au total pour une plaque, 200 ohms, et pour les deux réunies, 100.

Avec $R_p = 3\,600$ ohms $\frac{R_p}{R_i} = 36$ et le graphique fig. 99 donne :

$$V_{po} = 0,82 V_p.$$

Avec un transformateur donnant $V_p = 400 \sqrt{2}$ volts, on recueillerait donc :

$$V_{po} = 465 \text{ volts.} \quad I_{po} = 0,128 \text{ amp.}$$

N°	Valve	(V_p) eff	Débit sur
1	5Z4	400V	$R_s = 2 \times 30^\Omega$ et $C = 4 \mu F$
2	"	"	$L = 5$ henrys
3	"	550V	— " — " —
4	EZ4	400V	$R_s = 300^\Omega$ et $C = 16 \mu F$

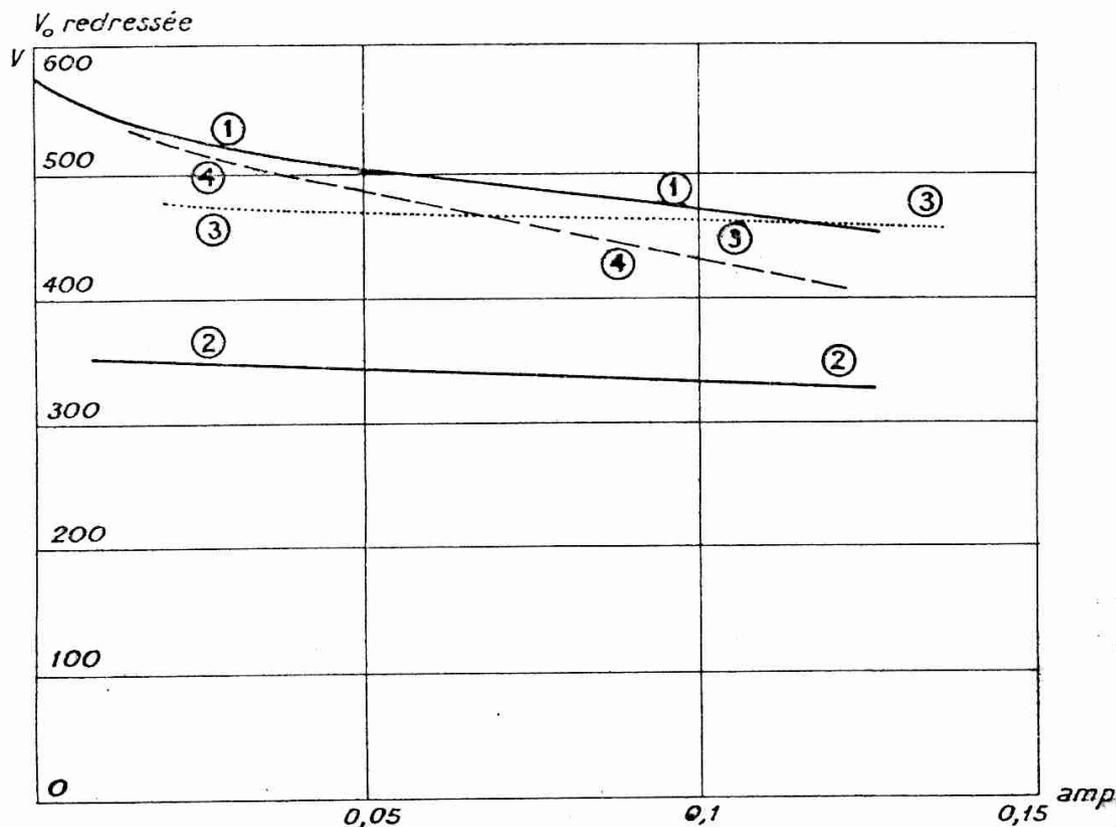


Fig. 109. — Performances de redresseurs.

Sur la courbe réelle donnée par le constructeur (fig. 109, courbe 1) on lit environ $V_{po} = 445$ volts. La différence, acceptable, est dans le sens prévu, la capacité-réservoir de $4\mu\text{F}$ étant très loin d'être infinie.

Si, au lieu de débiter sur une capacité-réservoir réduite, on débite sur un filtre « à entrée self » de $\frac{L_1}{2} = 5$ henrys environ, il faut s'attendre à une tension recueillie plus faible, mais moins variable avec le débit : c'est en effet ce qui se passe (courbe 2).

En remontant la tension fournie par le transformateur à $V_p = 550 \sqrt{2} = 780$ volts on obtient la courbe 3, c'est-à-dire *qu'on retrouve la même tension que 1 pour le débit 0,128, mais avec une augmentation bien moins marquée à faible charge.*

Ceci montre nettement l'avantage et l'inconvénient de la self d'entrée du filtre : suivant le problème posé, il peut y avoir intérêt à l'employer ou non.

Enfin, la courbe 4, report de la courbe fournie par tube EZ 4 (fig. 100) travaillant sur $C = 16 \mu\text{F}$ montre que l'avantage de sa faible résistance interne ($R_i = 75$ ohms) est perdu par la nécessité d'une résistance de sécurité plus grande ($R_s = 300$ ohms), et que la chute de tension fournie est plus rapide quand la charge augmente.

REDRESSEMENT PAR DIODES A GAZ

4.64. — Tout ce qui précède s'applique exclusivement aux « diodes à vide poussé », c'est-à-dire dans lesquelles il n'y a d'autre courant que le flot d'électrons sortant de la cathode. Ce sont les seules utilisables en haute fréquence, à cause de leur faible inertie et de leur très petite capacité ; ce sont aussi les plus commodes, les plus simple, les plus fidèles pour redresser les tensions de basse fréquence, *tant qu'il s'agit d'obtenir des courants faibles* (ordre de la centaine de milliampères : alimentation des récepteurs et petits émetteurs, relais, etc.).

Par contre, si l'on veut redresser de fortes intensités : ordre de l'ampère ou davantage, les formules du § 4.03 montrent que l'émission cathodique correspondante requiert une puissance considérable pour le chauffage. De plus, les formules § 4.623 montrent que le rendement ne dépasse guère 0,75 ou 0,8 et, par suite, l'échauffement de la plaque devient un inconvénient sérieux.

On emploie alors les *diodes à gaz* dont nous avons vu les avantages au § 4.21. Le calcul du courant redressé doit être repris, puisque la chute de tension interne devient pratiquement indépen-

dante du courant ; ce dernier est alors limité soit par l'*inductance de tête* du filtre, qui est absolument nécessaire et joue un rôle essentiel, soit par le *débit du transformateur* d'alimentation ; comme d'ailleurs aux puissances élevées, cette alimentation se fait ordinairement en triphasé, il faut utiliser trois diodes et tenir compte de la fraction de période où leurs débits « empiètent » l'un sur l'autre. Au total, transformateur, valves et filtre forment un ensemble dont toutes les parties réagissent l'une sur l'autre de façon très complexe ; leur étude est généralement faite par le constructeur avec des paramètres expérimentaux, et l'utilisateur se borne à réaliser les conditions indiquées.

A titre d'exemple, discutons rapidement les possibilités du tube LMT 3077 A mentionné au tableau § 4.21.

Il s'agit de puissances importantes : on n'utilisera donc pas un tube unique, le filtrage serait trop dispendieux.

Avec *deux* tubes (montage *a* du § 4.631, fig. 106) en redressant les deux alternances, on doublera l'intensité utile I_{po} , on pourra donc obtenir 2,5 amp. ; la tension V_p restant limitée à la moitié de la tension inverse V_i , c'est-à-dire à 8 000 volts et par suite la tension redressée à environ 0,7 à 0,8 V_p , soit donc $V_{po} = 6\ 000$ volts. Comme il faut prévoir un filtre avec « entrée self », le constructeur, prudent, conseille de ne pas compter sur plus de 5 100 volts. D'où la puissance utile $5\ 100 \times 2,5 = 12,7$ Kw.

Avec *quatre* tubes en pont, on pourrait (schéma *b*) doubler la tension d'alimentation, donc $V_p = 16\ 000$ volts et avec le même rapport $\frac{V_{po}}{V_p}$, avoir 10 200 volts redressés, soit $W_a = 25,4$ Kw.

En triphasé avec 3 tubes (schéma *c*, fig. 107) le courant redressé serait porté à $3 I_{po} = 3,75$ amp., la tension d'alimentation très légèrement accrue, mais le rapport $\frac{V_{po}}{V_p}$ plus favorable (ordre de 0,85) ; d'où environ $V_{po} = 7\ 200$ volts et $W_u = 27,0$ Kw (soit *plus* de puissance avec les trois tubes que tout à l'heure avec 4, ce qui confirme la supériorité du montage triphasé).

Enfin, avec le schéma *d* à 6 tubes, on doublerait encore les tensions, et on obtiendrait $V_{po} = 14\ 400$ et $W_u = 64$ Kw.

Remarque. — On verra plus loin (§ 4.66) le cas des redresseurs « à grille de commande ».

REDRESSEMENT PAR SEMI-CONDUCTEURS

4.65. — Ainsi qu'il a été indiqué au § 4.32, les petites « diodes à cristal » (silicium, germanium) sont employées en remplacement

des diodes à vide pour la détection des hyperfréquences, en raison de leurs avantages dans le cas : temps de transit, capacité parasite et facteur de bruit moindres.

Le fonctionnement est analogue à celui étudié au § 4.626 ; cependant, le rendement est quelque peu diminué par la présence du petit « courant inversé » ; par ailleurs l'intervalle des tensions utilisables est beaucoup plus limité, de sorte qu'on reste généralement dans la région « parabolique » (§ 4.622) ; les impédances d'entrée et de sortie sont alors fonctions de la polarisation et de l'amplitude, ce qui complique les problèmes d'adaptation (voir chap. RÉCEPTION).

Les redresseurs à l'*oxyde de cuivre*, au *sélénium*, peuvent aussi être employés, soit dans les appareils de mesure « universels », soit dans les alimentations ou charges d'accumulateurs, etc. On s'efforce de les faire travailler dans leur région « anguleuse » pour obtenir les avantages signalés au § 4.623 ; mais on ne peut empêcher la zone parabolique des « petites amplitudes », ce qui oblige à une graduation spéciale dans les « contrôleurs universels ».

REDRESSEMENT PAR TRIODES PENTODES, THYRATRONS, etc...

4.66. — La seule condition nécessaire au redressement, étant l'existence d'une caractéristique *coudée*, les diodes n'en ont évidemment pas le monopole ; toute triode ou pentode peut être employée, dès l'instant qu'on l'utilise en dehors de la zone « centrale » de ses caractéristiques ; la puissance redressée n'est plus alors fournie par la source alternative sur la grille, mais par la batterie d'alimentation plaque.

Quelques applications sont classiques :

Par exemple on peut redresser et amplifier en même temps une faible tension, sans aucun débit de sa source, si on l'applique sur la grille d'une triode ou pentode fonctionnant en classe B ou C ; c'est la « détection par la plaque » (voir chapitre RÉCEPTION). Le courant « redressé » n'est autre que la composante moyenne I_{p0} calculée aux § 4.435.1 (formule 41) et 4.443 (formule 86).

On pourrait aussi employer des transistors, si l'on accepte leur faible impédance d'entrée.

Mais une autre application est très importante : c'est celle où l'on utilise des *thyratrons*. Comme il a été indiqué au § 4.46, si l'on alimente la grille et la plaque par une même tension alternative, mais en réglant leur *phase* relative, on fait varier l'instant d'allumage du courant, c'est-à-dire l'intensité du courant redressé,

avec toute la souplesse désirable. C'est, en particulier, très à la mode pour les moteurs à courant continu alimentés par secteur alternatif : les thyratrons permettent aisément le démarrage, le réglage de la vitesse et éventuellement l'inversion du sens de rotation.

A titre d'exemple, la fig. 110 représente le thyatron TH intercalé en série avec le rotor RR d'un moteur à courant *continu* M, sur un secteur *alternatif* S. L'excitation étant redressée par un transformateur auxiliaire Tr1, et deux diodes D₁, D₂, il est évident que le moteur tournera dans le sens correspondant à l'alternance qui traverse le thyatron, et d'autant plus vite que cette alternance sera plus complètement redressée. Pour effectuer le réglage, on

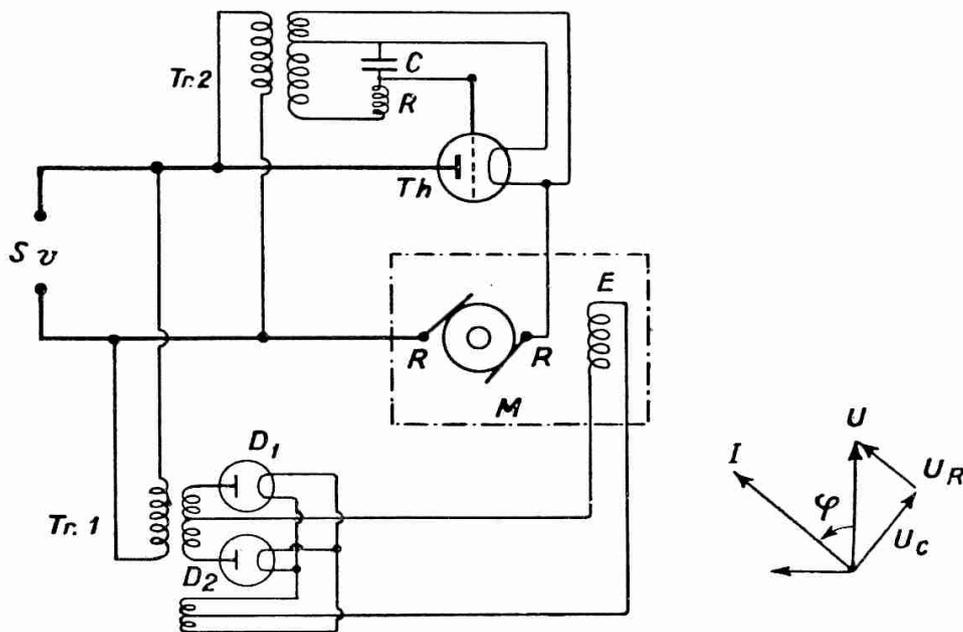


Fig. 110. — Réglage de vitesse d'un moteur continu alimenté en alternatif par thyatron.

alimente la grille du thyatron par un déphaseur C, R (dont l'un des deux éléments, au moins, est variable) à travers un second transformateur auxiliaire Tr2. Plus la tension-grille est déphasée en arrière, plus l'allumage du thyatron se produit tard dans la période (tandis que l'extinction a toujours lieu au moment où la tension de plaque s'annule) ; on règle donc l'intensité dans le moteur sans chute de tension ni consommation d'énergie appréciables.

Le graphique vectoriel précise le fonctionnement du déphaseur ; la présence de la capacité C décale le courant I en avant de la tension U, d'un angle φ ; or, la tension U_R aux bornes de R est en phase avec I, la tension U_C aux bornes de C en quadrature ; si la tension de grille est prélevée aux bornes de C, elle est donc déphasée en arrière de $(\pi/2 - \varphi)$.

Le calcul d'un tel système se fait sans difficulté : par le déphasage des tensions grille et plaque, on connaît l'instant d'allumage ; on peut planimétrer l'aire correspondante de la courbe du courant, d'où l'intensité moyenne. Les limites de sécurité sont le courant maximum (de crête) et l'échauffement correspondant du thyatron, indiqués par le constructeur.

De tels ensembles sont actuellement construits pour des puissances de quelques kilowatts, notamment dans les servomécanismes.

CHAPITRE VII

FONCTIONS DIVERSES MULTIPLICATION, DÉMULTIPLICATION ET CHANGEMENT DE FRÉQUENCE

4.7. — L'objet de ce chapitre est d'examiner diverses autres fonctions des tubes, et notamment celles qui ont trait aux changements possibles de la fréquence.

MULTIPLICATION DE FREQUENCE

4.71. — La multiplication de la fréquence résulte facilement de tout fonctionnement non-linéaire ; elle n'est en effet pas autre chose que la création et l'utilisation systématique des harmoniques. Si nous injectons $V \cos \omega t$ dans un système non-linéaire, cela veut dire que nous recueillons, à la sortie, des composantes de tension ou de courant en $2 \omega t$, $3 \omega t$, ... $h \cdot \omega t$... ; un système sélectif quelconque (par exemple résonateur) peut isoler l'un de ces harmoniques et par conséquent fournir une pulsation $h\omega$, multiple exact de la pulsation injectée.

Un redresseur est donc susceptible d'être utilisé en multiplieur. Toutefois, les harmoniques y étant généralement d'amplitude inférieure ou fondamentale, son rendement est faible. Il est plus avantageux de combiner l'opération avec une amplification, c'est-à-dire d'utiliser un étage à triode ou pentode en classe B ou C ; le montage sera le même qu'un amplificateur, sauf que le circuit plaque sera accordé, non sur ω , mais sur l'harmonique désiré $h\omega$. Son impédance sera donc élevée (soit R_p) sur cette pulsation, négligeable sur les autres. On pourra donc reprendre le calcul du gain, de la puissance et du rendement, en fonction de l'angle de passage θ_0 , par une méthode analogue à celle du § 4.435.1, en tenant compte seulement que la chute de tension dans le circuit de plaque n'est plus $(- R_p I_p \cos \omega t)$, mais $[- R_p \cdot I_{p h} \cdot \cos (h \omega t).]$

Etage multiplicateur à triode.

4.711. — L'équation fondamentale (37) (38) du § 4.435.1 est donc remplacée par :

$$(1) \quad R_i i_p = V_o + \mu V_g \cos \omega t - R_p \cdot I_{ph} \cos h\omega t$$

valable pendant l'intervalle $(-\theta_o, +\theta_o)$ où elle donne pour i_p une valeur positive ; les limites $\pm \theta_o$ étant donc données par la relation :

$$(2) \quad 0 = V_o + \mu V_g \cos \theta_o - R_p I_{ph} \cdot \cos h\theta_o$$

laquelle, combinée avec (1), devient :

$$(3) \quad R_i i_p = \mu V_g (\cos \omega t - \cos \theta_o) - R_p I_{ph} (\cosh \omega t - \cosh \theta_o).$$

Il s'agit, comme toujours, d'extraire de cette formule (valable de $-\theta_o$ à $+\theta_o$), les composantes qui nous intéressent dans la série de Fourier, c'est-à-dire ici le h° harmonique I_{ph} (composante *utile*) et encore le courant moyen I_{po} (qui détermine la consommation).

Le calcul connu des coefficients de la série de Fourier donne :

$$\begin{aligned} I_{ph} &= \frac{1}{\eta} \int_{-\theta_o}^{+\theta_o} i_p (\cosh \omega t) d(\omega t) = \frac{1}{\pi R_i} \int_{-\theta_o}^{+\theta_o} [\mu V_g (\cos \omega t - \cos \theta_o) \\ &\quad - R_p I_{ph} (\cosh \omega t - \cosh \theta_o)] \times \cosh \omega t \times d\omega t \\ &= \frac{2}{\pi R_i} \left\{ \begin{array}{l} \mu V_g \left[\frac{\sin(h+1)\theta_o}{h+1} + \frac{\sin(h-1)\theta_o}{h-1} - 2 \frac{\cos \theta_o \sinh \theta_o}{h} \right] \\ - R_p I_{ph} \frac{1}{2} \left[\nu_o + \frac{\sin 2h\theta_o}{2h} - \frac{2 \cosh \theta_o \sinh \theta_o}{h} \right] \end{array} \right\} \end{aligned}$$

d'où :

$$(4) \quad \begin{aligned} I_{ph} &\left[R_i + R_p \times \frac{\theta_o - \frac{\sin 2h\theta_o}{2h}}{\pi} \right] \\ &= \mu V_g \cdot \frac{1}{h\pi} \left[\sin \frac{(h-1)\theta_o}{h-1} - \frac{\sin(h+1)\theta_o}{h+1} \right] \end{aligned}$$

et le courant I_{ph} , que l'on peut écrire :

$$(5) \quad \boxed{I_{ph} = \frac{\mu V_g \times z_h}{R_p + y_h R_i}}$$

en posant :

$$(6) \quad \boxed{\begin{aligned} y_h &= \frac{\pi}{\theta_o - \frac{\sin 2h\theta_o}{2h}} \\ z_h &= y_h \times \frac{1}{h\pi} \left[\frac{\sin(h-1)\theta_o}{h-1} - \frac{\sin(h+1)\theta_o}{h+1} \right] \end{aligned}}$$

(Comparer avec 43, 44, et noter qu'on retrouve bien ces expressions du régime C, si l'on fait $h = 1$).

On voit que la composante utile est réduite, à la fois par la substitution au dénominateur du facteur y_h qui croît avec h , et par l'adjonction, au numérateur, du facteur z_h inférieure à l'unité.

Bien entendu, connaissant I_{ph} on en tire aussitôt

$$(7) \quad V_{ph} = R_p I_{ph} = \frac{\mu V_g \times z_h}{1 + \frac{y_h R_i}{R_p}}$$

$$(8) \quad a = \frac{V_{ph}}{V_g} = \frac{z_h \mu}{1 + y_h \frac{R_i}{R_p}}$$

Pour la composante I_{po} , on a pareillement :

$$\begin{aligned} I_{po} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} i_p \cdot d(\omega t) = \frac{1}{2\pi R_i} \int_{-\theta_0}^{+\theta_0} [\mu V_g (\cos \omega t - \cos \theta_0) \\ &\quad - R_p I_{ph} (\cosh \omega t - \cosh \theta_0)] d\omega t \\ &= \frac{1}{\pi R_i} \times \left[V_g (\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0) - R_p I_{ph} \left(\sin \frac{h\theta_0}{h} - \theta_0 \cosh \theta_0 \right) \right] \end{aligned}$$

et, en remplaçant μV_g par sa valeur tirée de (5) :

$$I_{po} = \frac{1}{\pi R_i} \left\{ \frac{R_p + y_h R_i}{z_h} I_{ph} (\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0) - R_p I_{ph} \frac{\sinh \theta_0}{h} - \theta_0 \cosh \theta_0 \right\}$$

D'où le rapport intéressant pour le rendement :

(9)

$$\boxed{\frac{I_{ph}}{I_{po}} = \frac{\pi}{y_h (\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0) + \frac{R_p}{R_i} \left[\frac{\sin \theta_0 - \theta_0 \cos \theta_0}{h} - \frac{\sinh \theta_0}{h} + \theta_0 \cosh \theta_0 \right]}}$$

Si l'on veut, comme au § 4.435.3, examiner les limites imposées par la tension de grille à son maximum, il faut calculer le courant de plaque I_{pM} à l'instant $t = 0$. La valeur (50) est remplacée par :

$$R_i i_{pM} = V_g (1 - \cos \theta_0) - R_p I_{ph} (1 - \cosh \theta_0)$$

d'où en utilisant (5), (6) ci-dessus :

$$(10) \quad \boxed{M_h = \frac{i_{pM}}{I_{ph}} = \frac{y_h}{z_h} (1 - \cos \theta_0) + \frac{R_p}{R_i} \left(\frac{1 - \cos \theta_0}{h} - 1 + \cosh \theta_0 \right)}$$

La limite atteinte par la tension de grille étant encore donnée par (56), on obtient au lieu de (59), (60) les nouvelles valeurs :

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} M_h R_i I_{ph} - V_o + \mu \gamma (V_{po} - V_{ph}) + \mu V_{go} - R_p I_{ph} \\ M_h R_i \frac{V_{ph}}{R_p} = (1 + \gamma \mu) V_{po} - (1 + \gamma \mu) V_{ph} + U_o \end{array} \right.$$

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} V_{ph} = V_{po} \times \frac{1}{1 + \frac{R'_i}{R_p}} \end{array} \right. \quad \boxed{\text{avec } R'_i = \frac{1 + \gamma \mu}{M_h R_i}}$$

Comme au § 4.435.3, on en tirerait immédiatement la puissance $\frac{V_{ph}^2}{2R_p}$ et le rendement :

$$\rho = \frac{1}{2} \frac{I_{ph}}{I_{po}} \times \frac{V_{ph}}{V_{po}}$$

Et enfin, la formule qui donnera la polarisation — V_{go} nécessaire à un θ_o donné (par combinaison de (2) et de (5) :

$$(13) \quad - V_{go} = \mu V_g \left[\cos \theta_o - \cosh \theta_o \frac{z_h}{E + y \frac{R_i}{R_p}} \right]$$

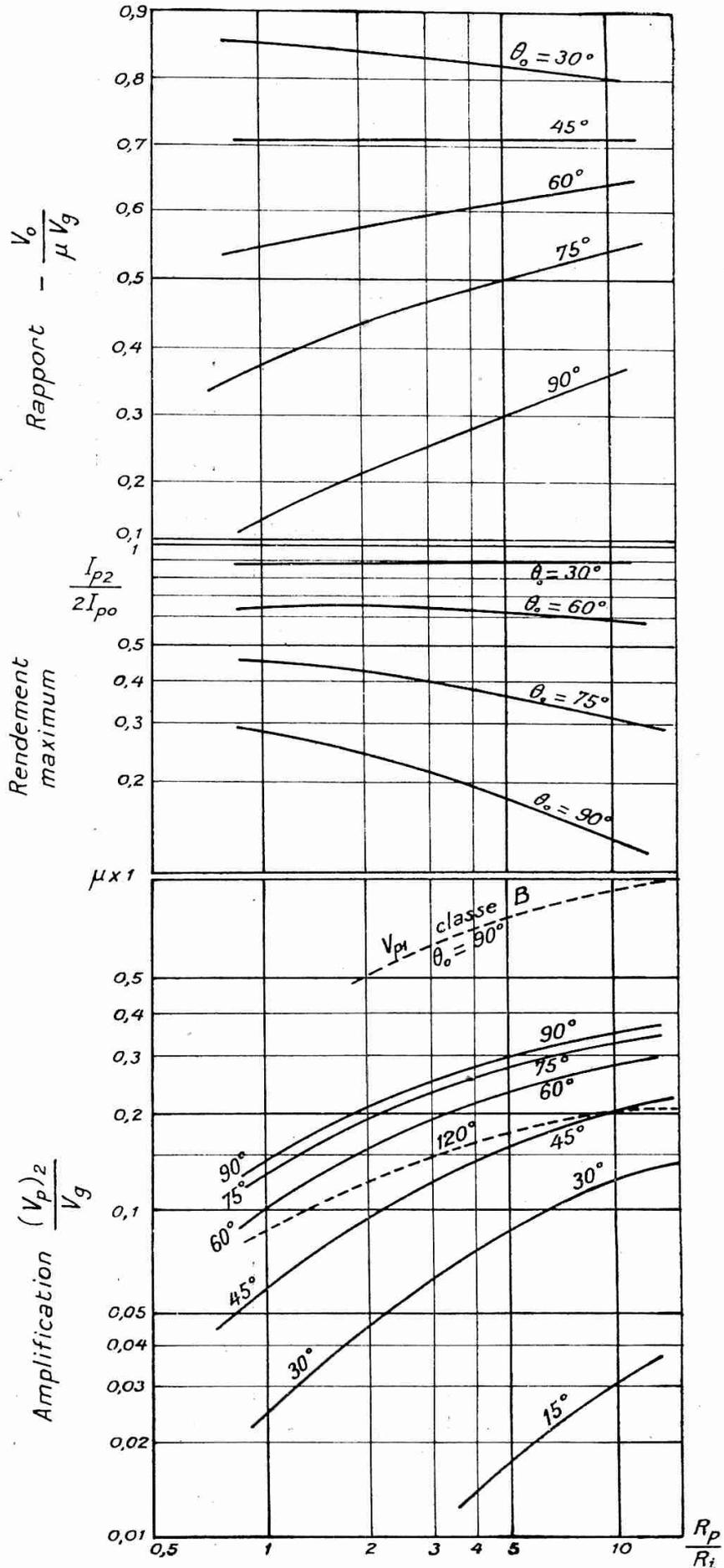
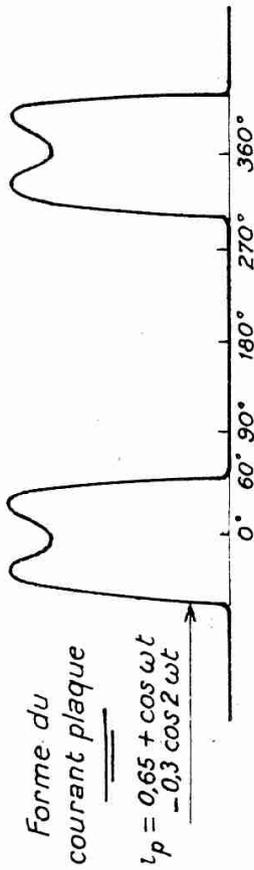
On voit que toutes ces formules contiennent des paramètres notablement plus compliqués que ceux des lampes amplificatrices, mais gardent la même allure et peuvent être interprétées par des graphiques semblables, en fonction de $\frac{R_p}{R_i}$ et de θ_o . C'est l'objet des figures (111) ($h = 2$; doublage de fréquence) et figure (112) ($h = 3$, triplage), qui fournissent le rendement maximum d'après (9), l'amplification (8), le facteur $\frac{V_o}{\mu V_g}$ (13) et, pour le tripleur, les valeurs de M_3 (10) — (graphique inutile pour le doublage où M_2 est pratiquement toujours compris entre 3,5 et 4).

L'examen de ces courbes montre que le compromis habituel entre puissance et rendement se trouve pour des valeurs de θ_o décroissantes lorsque h croît : vers 60° pour $h = 2$, 40° pour $h = 3$. Ceci permet de fixer les valeurs de M , par exemple $M_2 = 3,8$ et $M_3 = 5,7$. La puissance et le rendement peuvent alors se calculer par des graphiques « universels » en variables réduites, comme au § 4.435.3. Ces graphiques sont donnés fig. 113.

On voit que la puissance utile et le rendement diminuent d'autant plus que le rang de l'harmonique recueilli, est plus élevé. C'est bien pourquoi on ne fait jamais fonctionner en « multiplicateur » un étage de grande puissance. Pourtant, cette baisse n'est pas très rapide, si l'on accepte : d'augmenter l'impédance de charge R_p (ce qui diminue le rendement « externe ») et d'augmenter l'excitation de grille, c'est-à-dire V_g ou γ . (ce qui consomme de la

Fig. 111.

**Doublage
de
Fréquence**



Tripleur de Fréquence (Triode)

$$i_p = -0,826 + \cos \omega t - 0,12 \cos 3\omega t$$

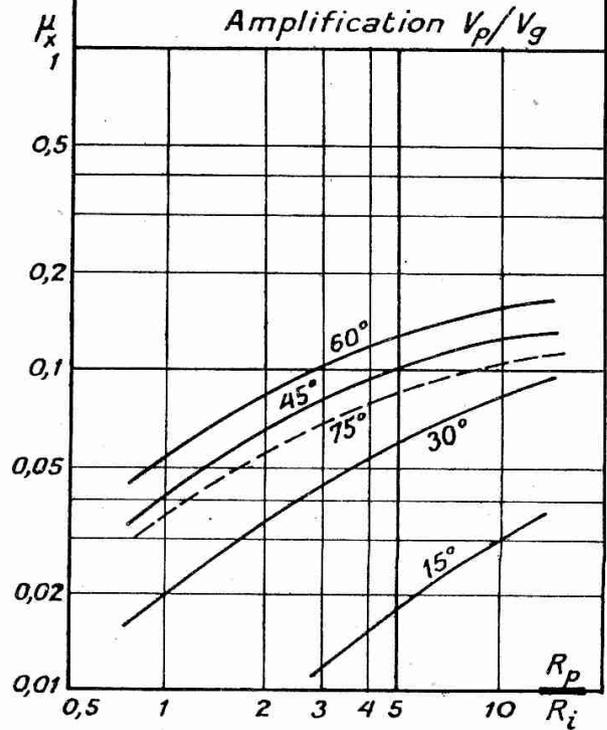
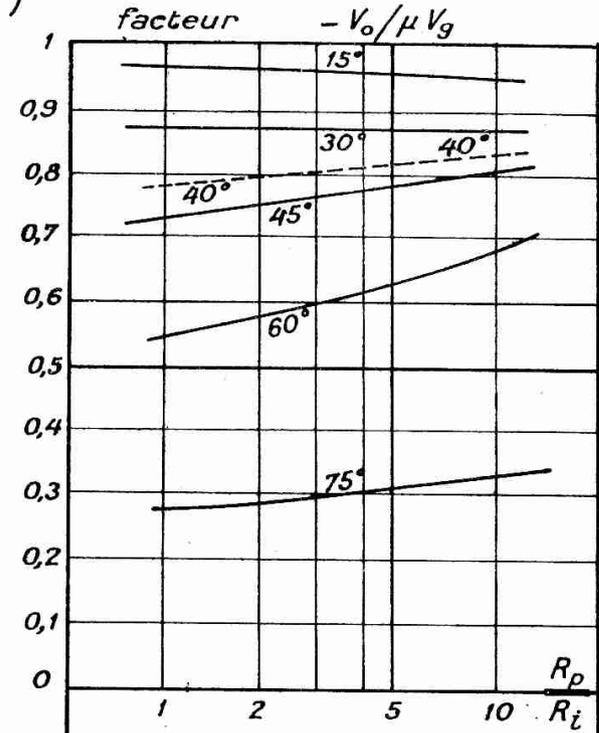
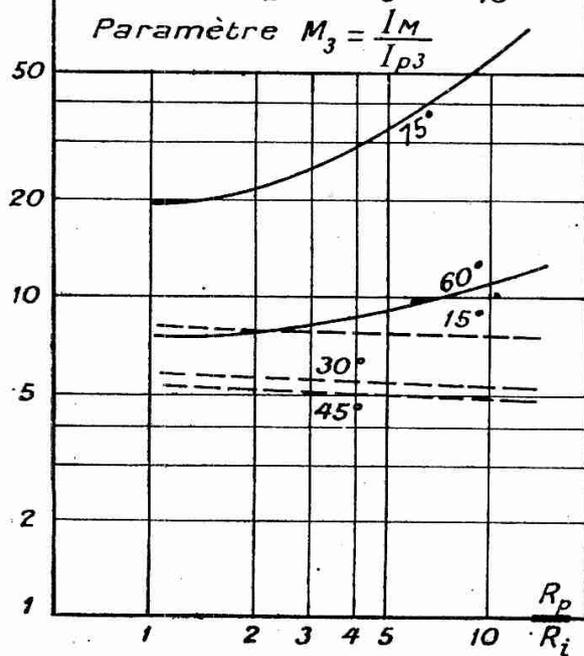
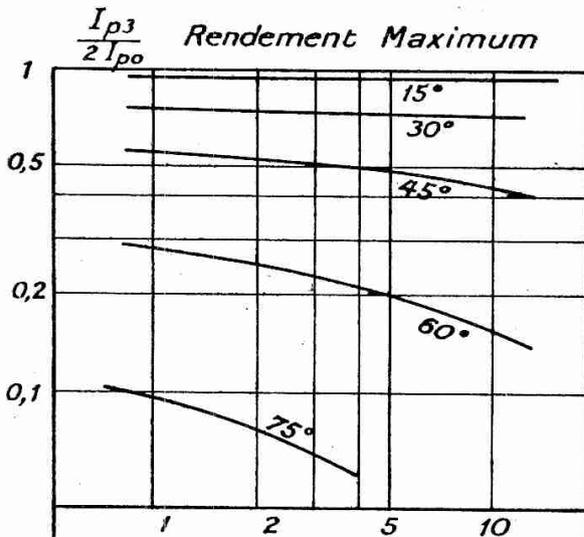
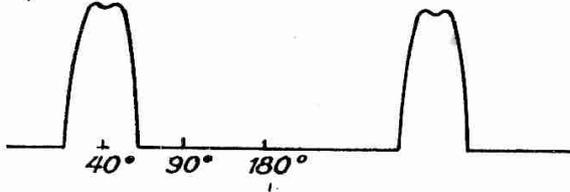


Fig. 112.

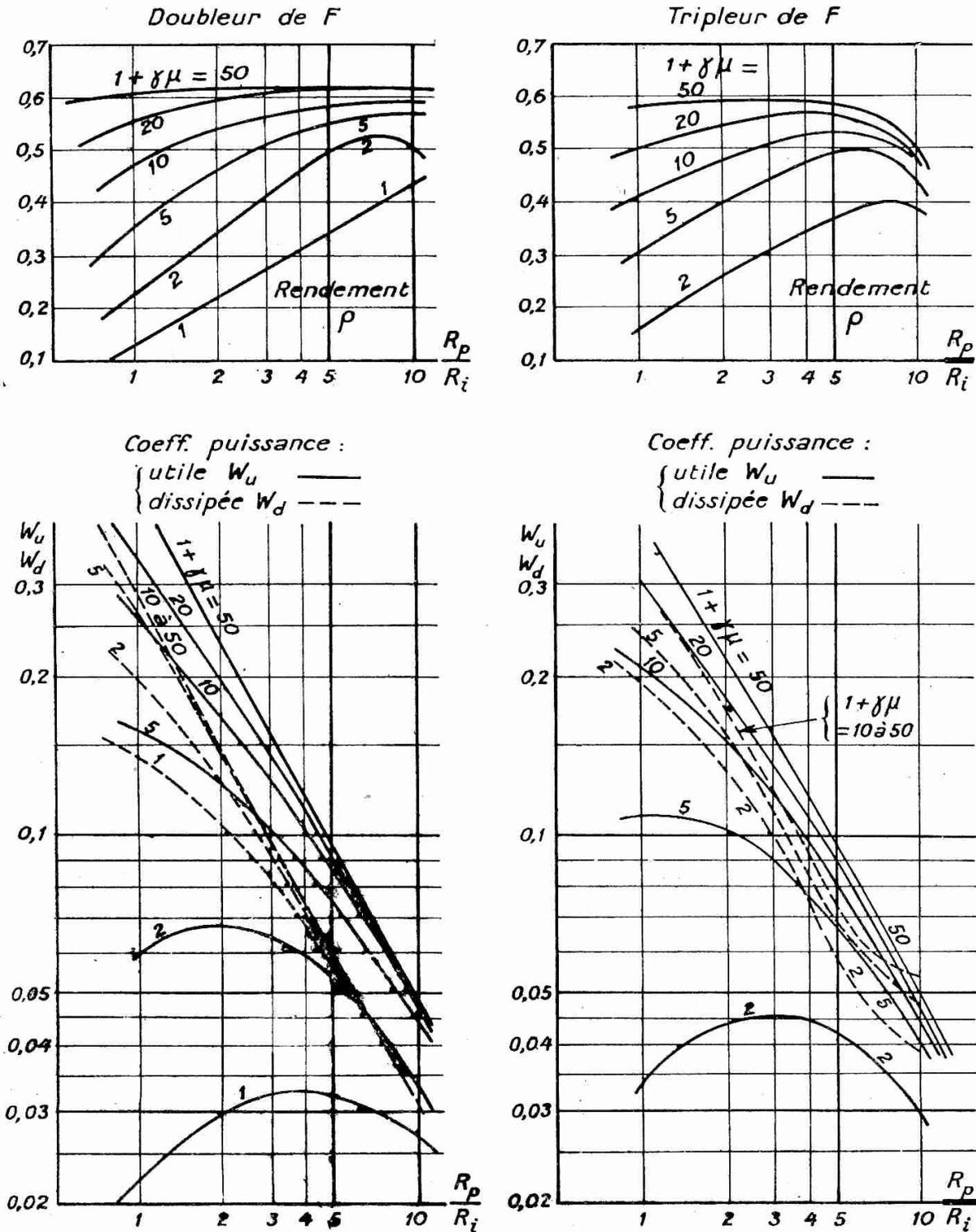


Fig. 113. — Soit une triode ayant pour constantes :

- Coefficient d'amplification μ
- Résistance interne R_i
- Puissance maximum dégradée sur la plaque W_d

à faire fonctionner en doubleur ou tripleur de fréquence. Les graphiques permettent de trouver la relation entre les paramètres à choisir :

puissance) ; — inconvénients supportables dans les « petits étages » ; c'est pourquoi la plupart des émetteurs modernes comprennent, dans la chaîne d'amplification allant du pilote à l'étage de sortie, quelques étages intermédiaires « doubleurs » ou « tripleurs ». (Voir chapitre EMISSION).

Toutefois, la réduction du gain en tension rend très désirable l'augmentation de μ , et les triodes sont à ce point de vue, très inférieures aux *pentodes* : d'où la préférence donnée à celles-ci.

Multiplication de fréquence par pentodes.

4.712. — Les calculs des § 4.443 et 4.711 se transposent immédiatement aux pentodes. Il suffit de supposer μ et R_i très grands, et de remplacer leur quotient par la pente p ; on obtient ainsi les puissances et le rendement en fonction du paramètre $p \cdot R_p$, et l'on obtient les graphiques fig. 114 et 115.

Exemple.

4.712.1. — Reprenons la pentode (double) QQE O6/40 déjà vue au § 4.446, et faisons la fonctionner en *tripleur*. Admettons encore $p = 8 \text{ mA/v}$; $W_d \leq 20 \text{ watts}$.

Le constructeur conseille $V_{p0} = 500 \text{ volts}$.

On a donc $pV_{p0}^2 = 8 \cdot 10^{-3} \times (500)^2 = 2\,000 \text{ watts}$

— tension continue de plaque	V_{p0}
— impédance de plaque	R_p
— coefficient d'excitation de grille	$\gamma = \frac{V_g M}{V_{pm}}$
Former le quotient de la « puissance statique »	$\frac{V_{p0}^2}{R_i} = W$
et le coefficient de « puissance dissipée »	$w_d = \frac{W_d}{W}$

Porter ce dernier en ordonnées sur le graphique inférieur. L'abscisse correspondante sur les *courbes* en pointillé donne la valeur approximative du rapport $\frac{R_p}{R_i}$, donc de l'impédance de charge R_p à utiliser. Les *courbes en trait plein* donnent, pour cette abscisse, le « coefficient de puissance utile » w_u en fonction de $(1 + \gamma\mu)$ c'est-à-dire de l'excitation-grille. On en déduit $W_u = w_u \times W$.

Si l'on préfère, le graphique supérieur donne directement le rendement.

Ces opérations peuvent être faites dans un ordre quelconque suivant les données du problème. Connaissant W_u et R_p , on en tire la tension alternative de plaque : $V_p = \sqrt{2} \cdot R_p \cdot W_u$; puis la tension alternative de grille $V_g = \frac{V_p}{a}$ (a étant l'amplification $\frac{V_p}{V_g}$, fig. 111 et 112) et la polarisation continue de grille V_{g0} (d'après les courbes — $\frac{V_a}{\mu V_g}$, fig. 111 et 112).

Paramètres de fonctionnement des pentodes

- { en amplificateur $h = 1$
- { en doubleur de fréquence $h = 2$
- { en tripleur de fréquence $h = 3$

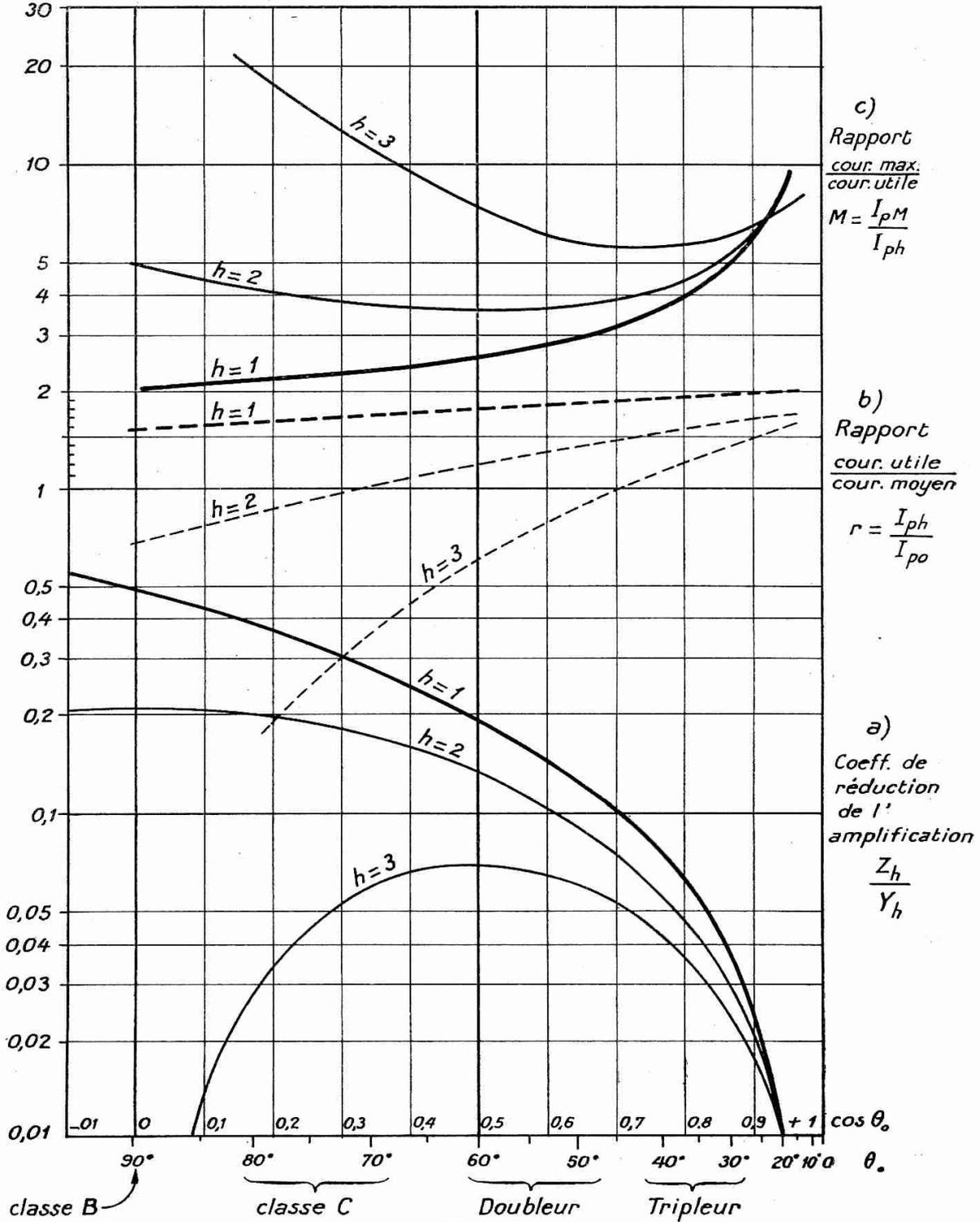


Fig. 114.

Pentode à pleine excitation

en Doubleur de Fr.

en Tripleur de Fr.

$$(\gamma = \text{coeff. d'excitation} = \frac{-V_{g0} + V_g}{V_{p0} - V_p})$$

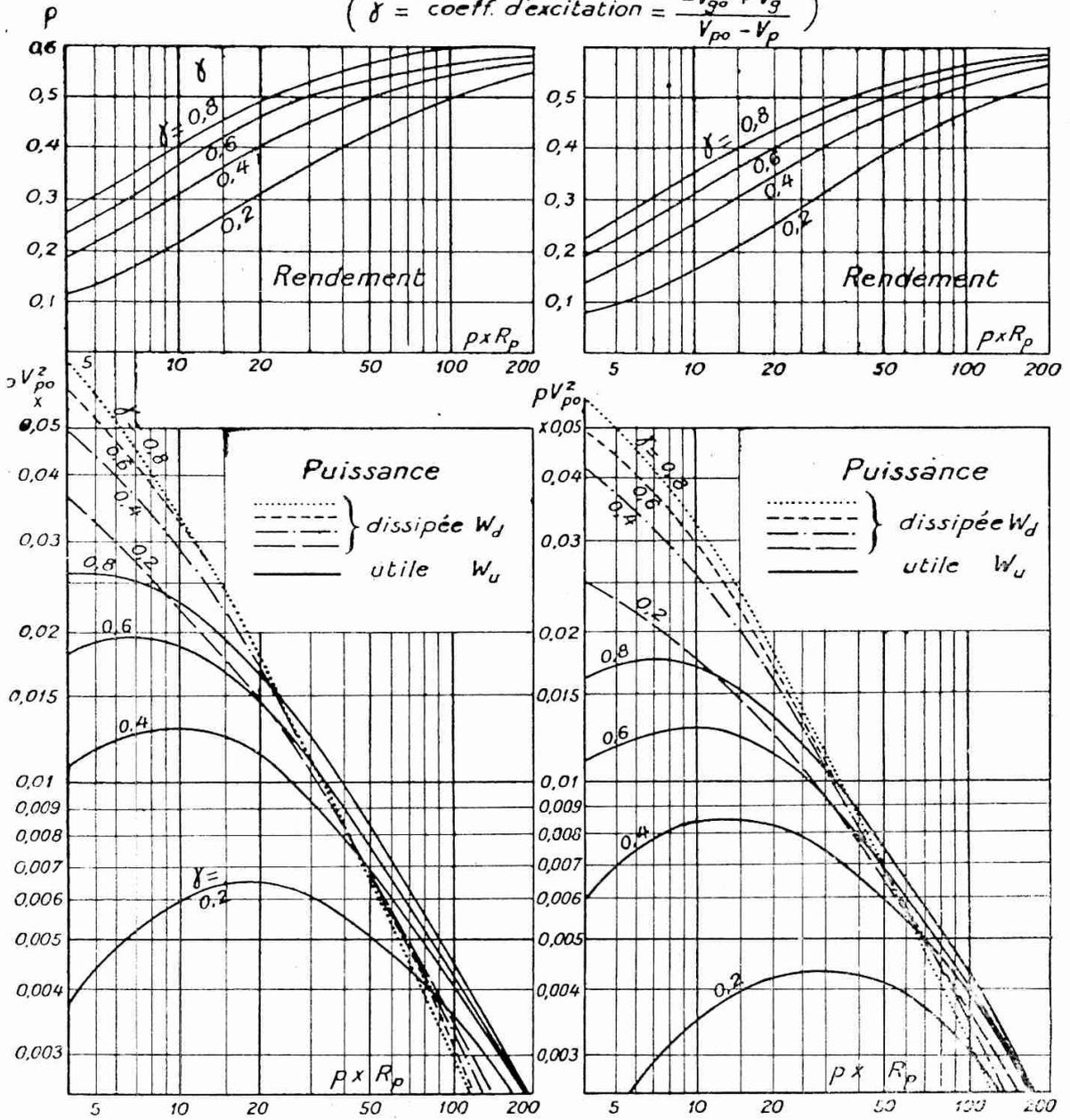


Fig. 115.

donc le coefficient w_d doit être au plus de $\frac{20}{2000} = 0,01$.

Le graphique inférieur, fig. 115, montre que ceci entraîne $pR_p > 30$ et que la puissance utile, dans cette région, croît encore

beaucoup quand γ passe de 0,2 à 0,4, ensuite moins vite. Faisons donc le calcul avec $pR_p = 40$ (c'est-à-dire $R_p = 5\,000$ ohms) et les deux valeurs $\gamma = 0,2$ et $\gamma = 0,4$. On trouve aisément :

	Calculé		Catalogue (1) constructeur
	$\gamma = 0,2$	$\gamma = 0,4$	
w_u	0,08	0,08	
$W_d = w_d \cdot pV_{po}^2 =$	16 watts	16	20 watts
u	0,042	0,065	
$W_u = w_u \cdot pV_{po}^2 =$	8,4 watts	13	10 watts
rendement	0,35	0,45	0,33
$V_p = \sqrt{2} R_p W_u =$	290	360v	?
$g = \frac{z_h}{y_h} pR_p$ (2)	1,8		?
V_g	160 volts	200	180
$- V_{go}$	- 120v	< - 140v	- 150

Le constructeur ne donnant ni γ , ni R_p , ni V_p , il est vain d'épiloguer sur les différences, mais l'ordre de grandeur est correct.

On comparera ces résultats avec ceux obtenus pour le même tube au § 4.446, notamment en classe C ; la puissance utile est tombée de 40 à 10 watts, alors qu'il a fallu élever R_p de 2 750 à 5 000 ohms et V_g de 100 à 180v. C'est acceptable dans une chaîne de « petits étages intermédiaires », mais ne le serait pas pour un étage puissant de sortie.

Cas particulier du doublage. Montage symétrique.

4.713. — Dans le cas particulier du *doublage* de fréquence, on peut améliorer le rendement par une adaptation du montage symétrique. Si l'on reprend (fig. 116) le montage « classe B symétrique » à deux tubes identiques (§ 4.435.2, fig. 35 et 39), mais en supposant les deux plaques connectées *en parallèle*, tandis que les grilles sont toujours attaquées en opposition, on obtient l'addition des deux courants-plaque (au lieu de leur soustraction, comme au § 4.434.8) ; le fondamental et les harmoniques impairs sont éliminés, seuls subsistent les harmoniques pairs, avec prédominance du second. Si l'on compare avec le fonctionnement ci-dessus, § 4.711 en classe B avec $\theta_0 = 90^\circ$. On voit que l'on ajoute une alternance d'excitation

(1) Chiffres divisés par 2 en raisonnant sur une moitié seulement de la lampe double.

(2) Chiffre obtenu en prenant $\frac{z_h}{y_h} = 0,045$ pour $\theta_0 = 40$ à 45° d'après le graphique inférieur, fig. 114.

intercalée entre les deux précédentes, c'est-à-dire qu'on double la f.é.m. utile à la pulsation 2ω , comme si l'on avait doublé le gain $\frac{V_{ph}}{V_g}$. On se trouve donc dans des conditions beaucoup plus voisines de la classe B normale ; la puissance utile est augmentée, l'excitation grille peut être réduite.

DIVISION OU DEMULTIPLICATION DE LA FREQUENCE

4.72. — La méthode précédente est en échec quand il s'agit de diviser (ou démultiplier) la fréquence, car la série de Fourier ne contient pas de sous-harmoniques $\frac{\omega}{2} \cdot \frac{\omega}{3} \dots \frac{\omega}{n}$. L'artifice permettant cette opération est alors tout différent : on synchronise par ω un oscillateur « de relaxation » (§ 4.54) de pulsation propre voisine de $\frac{\omega}{n}$.

Pour la division par 2, on peut employer divers schémas simples, par exemple fabriquer, à chaque période $\frac{2\pi}{\omega}$, une impulsion positive (voir plus loin, par créneaux, dérivation et redressement), et l'envoyer dans un basculeur bistable (§ 4.541) qui basculera dans un sens aux impulsions 1, 3... et reviendra à sa position initiale aux impulsions 2, 4..., donc prendra la pulsation $\frac{\omega}{2}$. Aucune erreur n'est possible. Pour des divisions d'ordre n supérieur, le problème est plus difficile, faute de basculeurs à n positions (1). La solution consiste alors à prendre un multivibrateur (basculeur instable) de période légèrement supérieure à $\frac{2\pi n}{\omega}$, et à l'accélérer légèrement en déclenchant son basculement, une fois sur n , par l'oscillation pilote. La difficulté est évidemment qu'il faut être assuré que le déclenchement se produira exactement à la n° impulsion et non pas à la $(n - 1)^{\circ}$ ou à la $(n + 1)^{\circ}$, ce qui requiert une précision d'autant plus grande que n est plus élevé. Il faut donc avoir recours à des oscillateurs particulièrement stables. Parmi divers montages préconisés dans ce but, la fig. 117 représente l'adaptation de l'oscillateur « cathodyne » de la fig. 76. En ajoutant au résonateur L, C,

(1) En fait il existe de tels basculeurs par tubes spéciaux ou groupements de n tubes ; on rejoint ici les « compteurs », bases des calculateurs dans les systèmes à n chiffres. Mais c'est un problème assez différent de celui-ci ; il n'y a plus de « pulsation $\frac{\omega}{n}$ », mais seulement comptage.

une résistance série R' (de l'ordre de 5 000 ohms) on fait disparaître progressivement la sélectivité de cette branche, c'est-à-dire que l'on facilite la production d'harmoniques et l'oscillateur sinusoïdal se change progressivement en un oscillateur de relaxation ; à la limite de passage entre les deux fonctionnements, il garde la stabilité du premier tout en acceptant la synchronisation du second ; il peut être synchronisé par des tensions sur la grille G' . Pour achever de le rendre insensible aux variations de tension plaque, on rend cette tension d'excitation proportionnelle à la tension-plaque V_{po} , au moyen d'un potentiomètre limiteur à deux diodes IN 34. On peut ainsi, d'après l'auteur (1) démultiplier dans des rapports fixes entiers atteignant 30, et même dans des rapports fractionnaires tels que 50/60, alors que la tension plaque V_{po} varie elle-même dans un rapport de 1 à 7.

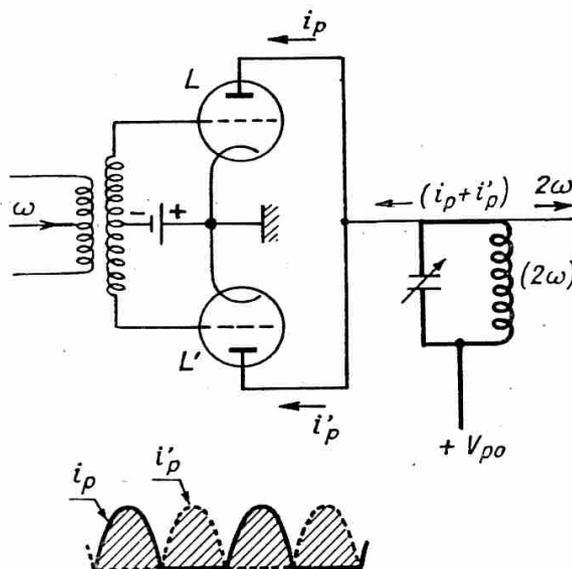


Fig. 116. — Doubleur de fréquence à excitation symétrique.

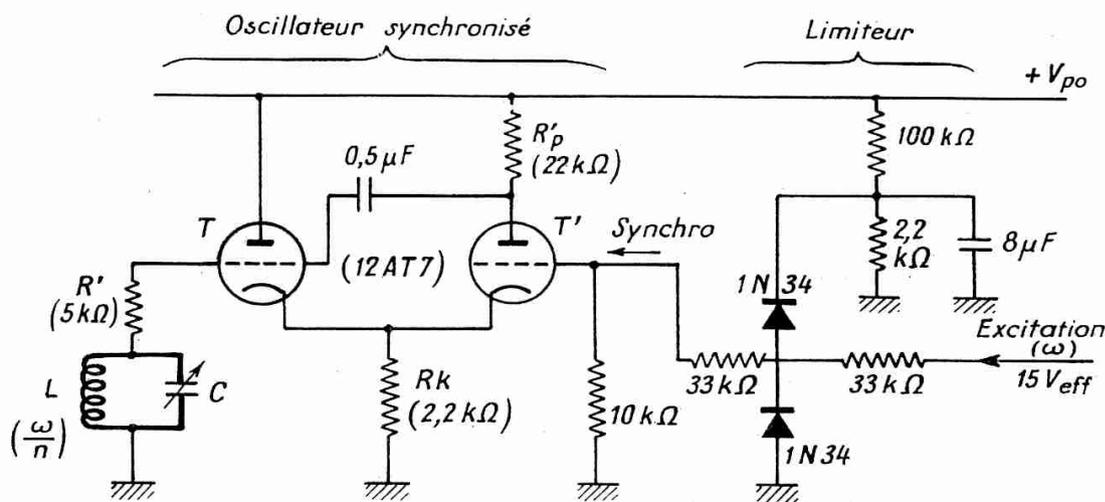


Fig. 117. — Schéma de démultiplieur.

(1) SULZER, P.I.R.E., décembre 1951, p. 1535-1537.

CHANGEMENT DE FREQUENCE ADDITION, SOUSTRACTION

4.73. — Bien que les multiplications et divisions de fréquence soient, en un sens, des « changements » de fréquence, on réserve ordinairement ce dernier terme au cas où l'on combine deux fréquences f et f' pour obtenir leur somme ou leur différence.

Cette opération résulte d'ailleurs encore d'une multiplication. Si l'on a deux tensions $(V \cos \Omega t)$ et $(V' \cos \Omega' t)$ et si l'on trouve moyen d'obtenir un courant ou une tension *produit* :

$$a (VV' \cos \Omega t \cdot \cos \Omega' t)$$

On peut dire qu'on *module* la fréquence la plus élevée (par exemple Ω) par la plus basse (Ω') ; ou bien, par la transformation trigonométrique connue :

$$aVV' \cdot \cos \Omega t \cdot \cos \Omega' t = \frac{aVV'}{2} [\cos (\Omega + \Omega')t + \cos (\Omega - \Omega')t]$$

dire que l'on a fait apparaître les *pulsations additionnelle et différentielle* ($\Omega \pm \Omega'$), parfois considérées comme des « bandes latérales » encadrant Ω .

Ce phénomène est extrêmement général, tantôt nuisible, tantôt utile.

On l'a déjà rencontré comme l'un des effets de la *courbure* des caractéristiques en classe A' ou AB (§ 4.434) : dès que la relation entre i_p et v_g contient des termes des 2^e et 3^e degrés, la superposition des deux tensions sur la grille :

$$v_g = V \cos \Omega t + V' \cos \Omega' t$$

amène l'apparition du terme produit en $\cos \Omega t \cdot \cos \Omega' t$, d'où distorsion, harmoniques, sifflements, ronflements, intermodulation, etc... considérés alors comme nuisibles et que l'on cherchait à réduire. Mais il est d'autres cas où ce même effet est intéressant ; par exemple à l'émission, il faut savoir « *moduler* » une onde porteuse Ω (haute fréquence) par un signal basse fréquence à transmettre Ω' ; cette modulation sera discutée au chapitre EMISSION.

Et d'autre part, il existe aussi un très grand nombre de cas où il est intéressant de se procurer une fréquence par addition ou soustraction de deux autres ; par exemple à l'émission, pour avoir à volonté un certain nombre de fréquences possibles à partir d'un nombre bien plus petit de fréquences « étalons » (quartz ou leurs multiples) ; et à la réception, pour ramener toute une gamme de fréquences à la même valeur fixe, par « battement » avec un

oscillateur local. Cette dernière utilisation sera longuement étudiée au chapitre RÉCEPTION.

Nous voudrions donner seulement ici une idée sommaire du mécanisme général par lequel une lampe est susceptible de réaliser le changement de fréquence, — de son efficacité, et des moyens de l'accroître.

Ici encore il faudra utiliser la région coudée (non-linéaire), des caractéristiques, et (contrairement à la classe A' ou AB) essayer de rendre maximum l'effet de cette courbure.

Le calcul est très pénible si l'on veut considérer rigoureusement deux tensions d'amplitudes V et V' et de pulsations Ω et Ω' quelconques ; en effet chacune intervient dans la détermination de l'angle de passage θ_0 du courant, et les quadratures pour obtenir la composante utile et la composante moyenne, deviennent impraticables.

Par contre ce même calcul devient très simple si l'on suppose une des deux tensions très inférieure à l'autre (par exemple $V' \gg V$) et les deux pulsations Ω , Ω' voisines, de telle sorte que leur différence soit beaucoup plus petite. Dans ce cas, en effet, l'addition de la petite tension $v' \cos \Omega't$, superposée à la grande $V \cos \Omega t$, revient à une modulation de cette dernière à la pulsation $\eta = (\Omega - \Omega')$ et avec le taux $k = \frac{V'}{V}$ (sous réserve d'un léger balancement de la phase) : (1)

$$v = V \cos \Omega t + v' \cos \Omega't \approx V \left(1 \pm \frac{v'}{V} \cos \eta t \right) \cdot \cos (\Omega t - \varphi)$$

Si donc l'on applique cette résultante à un redresseur quelconque (diode, triode ou pentode en classe B, etc...), susceptible de redresser la pulsation Ω tout en laissant subsister la variation beaucoup plus lente à pulsation η , on recueillera un courant ou une tension proportionnelle à $V \left(1 \pm \frac{v'}{V} \cos \eta t \right)$, c'est-à-dire une composante « changée de fréquence » proportionnelle à v' . Il y a simplement lieu de rechercher le coefficient de proportionnalité (c'est-à-dire de redressement) le plus élevé possible.

(1) Cela résulte de l'addition géométrique des deux vecteurs ; leur résultante OR varie (fig. 118) entre $OA = (V + v')$ et $OB = (V - v')$ à la vitesse de rotation relative $(\Omega - \Omega')$; on peut aussi écrire :

$$v = V \cos \Omega t + v' \cos \Omega't = V \cos \Omega t + v' \cos (\Omega \pm \eta)t$$

$$= (V \pm v' \cos \eta t) \cos \Omega t \pm v' \sin \Omega t \sin \eta t$$

$$= V \sqrt{1 \pm 2 \frac{v'}{V} \cos \eta t + \left(\frac{v'}{V} \right)^2} \cdot \cos (\Omega t - \varphi)$$

ou en négligeant le terme du second degré :

$$V \left(1 \pm \frac{v'}{V} \cos \eta t \right) \cdot \cos (\Omega t - \varphi).$$

Or, avec une *diode* fonctionnant dans sa région anguleuse (grandes amplitudes), on a vu (§ 4.623) que, sur résistance de charge élevée $R_p \gg R_i$, on recueillait une tension redressée presque égale à la tension de crête appliquée. Le coefficient de proportionnalité, c'est-à-dire le « gain de conversion », est donc voisin de l'unité ; on recueille une tension « changée de fréquence » $v' \cos \eta t$ presque égale à la plus petite des tensions appliquées (l'amplitude V de l'autre n'intervenant plus, dès qu'elle est suffisante pour assurer le redressement de part et d'autre du coude).

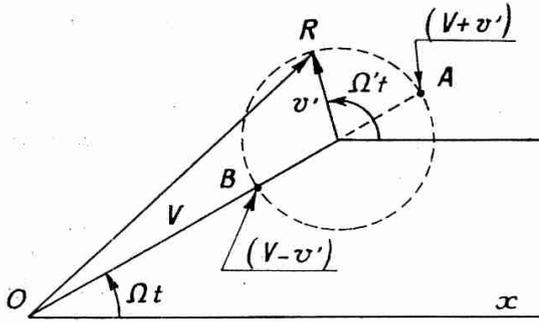


Fig. 118. — Addition de deux vecteurs $V \cos \Omega t$ et $v' \cos \Omega' t$.

On ne peut espérer mieux en l'absence d'amplification. Si l'on utilise un tube amplificateur, par exemple une pentode de pente p en classe B ou C, on peut se représenter d'abord la tension $v_g = V \cos \Omega t$ appliquée seule sur la grille, d'où, entre les instants $-\theta_o < \omega t < \theta_o$, le passage d'un courant :

$$i_p = pV_g + I_o = pV \cos \Omega t + I_o$$

dont la valeur moyenne (redressée), est :

$$I_{po} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\theta_o}^{+\theta_o} i_p d(\Omega t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_o} (pV \cos \Omega t + I_o) \cdot d(\Omega t)$$

La superposition de la seconde tension $v' \cos \Omega' t$ produisant le même effet qu'une petite modulation $\Delta V = (v' \cos \eta t)$ appliquée à l'amplitude V , il en résultera une variation ΔI_{po} de ce courant moyen, que l'on pourra évaluer par : $\Delta I_{po} = \frac{dI_{po}}{dV} \times \Delta V$

Pour avoir $\frac{dI_{po}}{dV}$, il faut tenir compte que les limites d'intégration ($-\theta_o$) et ($+\theta_o$) varient avec V ; le plus simple est d'intégrer sous le signe \int ; on a en effet :

$$\frac{dI_{po}}{dV} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_o} \frac{d(i_p)}{dV} d(\Omega t) + \frac{1}{\pi} \frac{d\theta_o}{dV} \times i_p(\theta_o)$$

Or le second terme est nul, puisque θ_o est précisément défini par la condition que $i_p(\theta_o) = 0$. Il reste donc seulement :

$$\frac{dI_{po}}{dV} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_o} \frac{d(i_p)}{dV} d(\Omega t) = \frac{1}{\pi} \times p \sin \theta_o$$

le terme redressé à la nouvelle fréquence est donc :

$$\Delta I_{p0} = \left(\frac{1}{\pi} \cdot p \sin \theta_0 \right) \times (v' \cos \eta t)$$

la « pente de conversion » $p_c = \frac{\Delta I_{p0}}{v' \cos \eta t}$ est donc : $p_c = \frac{p \sin \theta_0}{\pi}$

qui est manifestement maximum et égale à $\frac{p}{\pi}$ lorsque $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire *en classe B*.

La « pente de conversion » d'une pentode est donc sensiblement égale au tiers de la pente en amplificatrice.

Bien entendu, pour utiliser cette variation de courant, on placera dans la plaque un résonateur accordé sur la pulsation η , et présentant alors l'impédance R_p ; le gain (de conversion) sera alors :

$$g_c = p_c R_p \approx \frac{p}{\pi} R_p$$

Il n'existe guère de montage plus avantageux pour le gain.

Mais on peut trouver un léger bénéfice en commodité d'emploi, si l'on utilise une lampe multigrille en injectant les tensions $(V \cos \Omega t)$ et $(v' \cos \Omega' t)$ sur deux grilles différentes séparées par un écran, ce qui donne plus d'indépendance aux circuits où se produisent ces tensions ; on peut aussi ajouter d'autres électrodes pour entretenir localement la tension $V \cos \Omega t$. D'où les lampes multigrilles (heptode, octode...), mentionnées au § 4.14 et sur lesquelles nous reviendrons longuement au chapitre RÉCEPTION.

INTERRUPTIONS, LIMITATIONS, etc...

4.74. — Mentionnons rapidement une autre utilisation de la non-linéarité des tubes, qui peut paraître d'une simplicité naïve, mais qui n'en est pas moins importante. C'est le rôle d'*interrupteur*, soit en fonction du temps, soit en fonction de l'amplitude.

Il est clair, en effet, que si une caractéristique $i = f(v)$ présente un coude inférieur pour $v = v_0$, le courant i s'annulant pour $v < v_0$, le tube pourra être utilisé comme interrupteur coupant les tensions inférieures à v_0 , et « laissant passer » (à quelque degré) les tensions supérieures. Si donc dans une tension appliquée $v_1 = f(t)$ on veut supprimer certaines parties, on pourra l'appliquer à ce tube en lui superposant une polarisation v_2 , telle que $v = (v_1 + v_2)$ soit inférieure à v_0 pendant les périodes de coupure, supérieure pendant les autres. L'exemple le plus simple est le « redressement » ; si l'on a une tension de forme quelconque : sinusoïde, suite de créneaux ou d'impulsions... comportant des parties positives et d'autres négatives, et si l'on veut supprimer les

unes ou les autres, il suffit d'appliquer cette tension sur une diode (non polarisée) ou sur la grille d'une triode ou pentode (polarisée au seuil inférieur) (fig. 119 *a, b*). Une telle opération a déjà été étudiée § 4.61.

Ceci se généralise aussitôt au cas où la tension appliquée garde un signe constant, mais où l'on veut séparer les fractions d'amplitude supérieures à v_0 et celles inférieures à v_0 ; il suffit de l'appliquer à une diode de sens convenable et polarisée à $(-v_0)$ (fig. 119 *c*) ; par exemple on pourra monter un « limiteur » qui refusera de transmettre les perturbations supérieures à une certaine valeur.

Avec les diodes à gaz, où le courant devient considérable dès que la tension dépasse la valeur d'ionisation v_i , on peut obtenir un effet particulièrement brutal, la résistance opposante passant d'une valeur élevée à une valeur très faible ; c'est le principe des tubes TR et Anti-TR (§ 4.21) disposés dans les radars pour permettre la réception et l'émission sur la même antenne. Cette ingénieuse combinaison est représentée fig. 119 *d* ; elle combine l'effet des tubes avec la propriété des lignes de fonctionner en transformateurs suivant leur longueur. Sur la ligne L reliant l'émetteur E à l'antenne, on place une dérivation AA' de longueur $\frac{\lambda}{4}$ aboutissant à un pre-

mier tube limiteur ATR ; puis, à une distance $\frac{\lambda}{4}$, une seconde dérivation BB' analogue, aboutissant à un second tube TR à l'entrée du récepteur R. Le fonctionnement est le suivant :

Quand l'émetteur se met en marche, il induit sur la ligne une tension considérable qui amorce les deux tubes ATR et TR, lesquels se comportent aussitôt comme des courts-circuits ; en particulier, le tube TR protège le récepteur qui, sans cela, serait détérioré par une tension excessive. Mais ces deux courts-circuits n'empêchent pas l'énergie d'atteindre l'antenne, car, vus à travers des tronçons de ligne $\lambda/4$, ils présentent entre les bornes AA', BB', des impédances très élevées qui ne dérivent pas d'énergie appréciable.

Lorsque l'émetteur stoppe, les deux tubes s'éteignent et leur impédance devient très élevée. Celle du tube ATR, vue des bornes AA' à travers le tronçon quart d'onde, est transformée en un court-circuit. Vue des bornes BB', elle redevient très élevée, comme si la partie de ligne à gauche de BB' était supprimée ; l'énergie reçue de l'écho par l'antenne ne va donc pas se perdre dans l'émetteur. Quant au tronçon (BB' - ATR) il se trouve simplement fermé sur le récepteur et, si celui-ci est bien adapté, il absorbe l'énergie de l'écho capté par l'antenne ⁽¹⁾.

(1) En fait, le schéma est un peu plus compliqué, les tubes TR et ATR agissant par l'intermédiaire de résonateurs à surtension élevée, et leur allumage étant accéléré par une petite décharge auxiliaire. Mais c'est bien le principe.

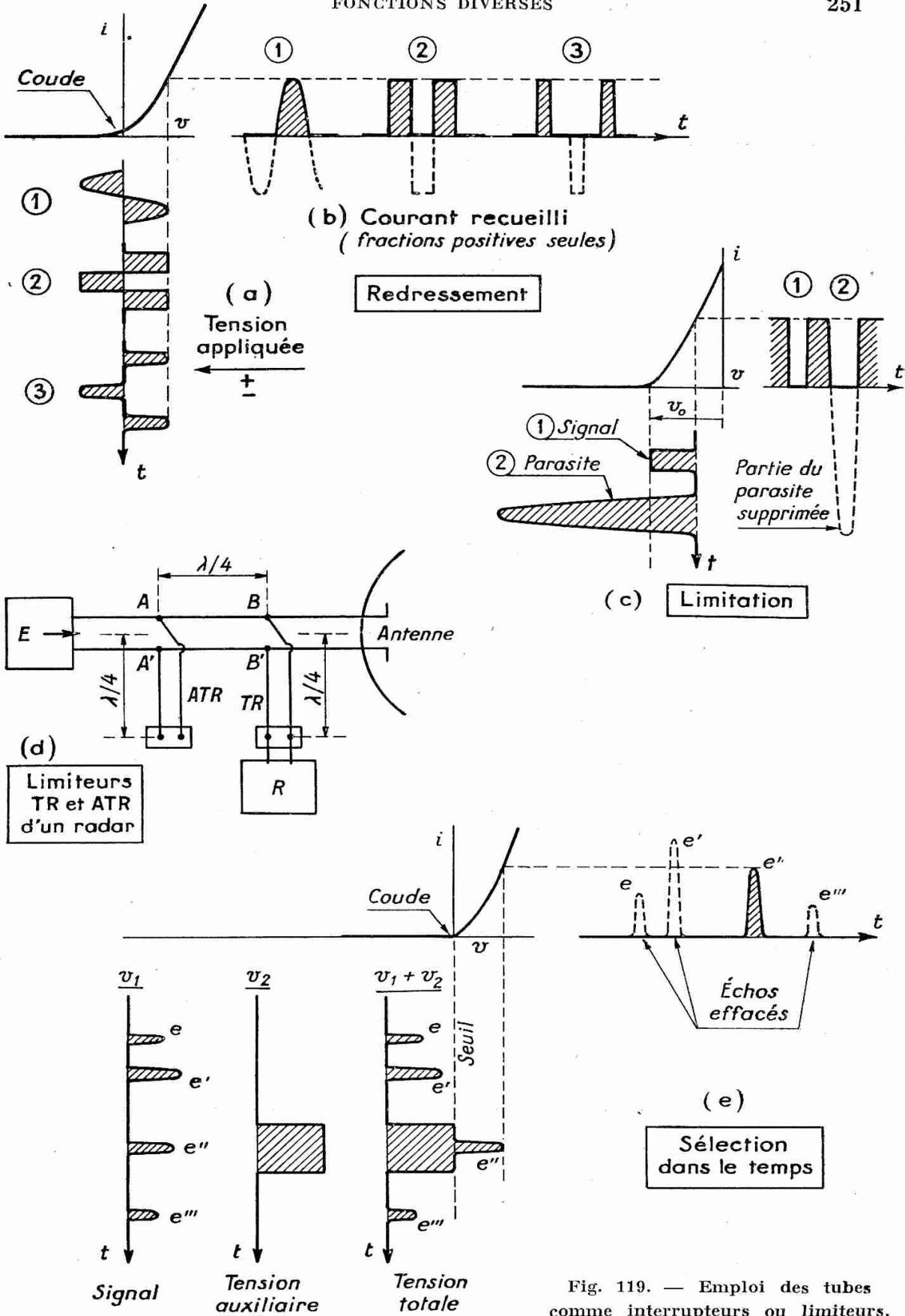


Fig. 119. — Emploi des tubes comme interrupteurs ou limiteurs.

Dans d'autres cas, ce n'est pas l'amplitude qui doit commander le passage ou la coupure, mais l'instant considéré. Par exemple, on aura, dans une réception Radar, plusieurs échos d'objectifs à des distances variables e , e' , e'' et on voudra sélectionner l'un d'eux e'' pour commander une « poursuite automatique » (fig. 119 e) ; ou bien, dans un calculateur électronique, on aura une suite d'impulsions représentant des chiffres, et on voudra en extraire certains, dont on a besoin. Il suffira d'envoyer la tension dans une diode ou une pentode à seuil, en superposant (parfois sur une autre électrode de commande, s'il y en a plusieurs) une seconde tension v_2 en forme de « créneau » ou « piédestal » qui amènera la première au-dessus du seuil, juste à l'instant désiré.

Un autre exemple très important est la production des impulsions très brèves, mais pourtant à très grande puissance, dans les « modulateurs » des radars. Le seul interrupteur permettant de fermer des courants de plusieurs centaines d'ampères en moins d'une microseconde, est le *thyatron* (à hydrogène) (§ 4.22).

Deux schémas d'un tel dispositif sont indiqués fig. 120. Le plus simple *a* a pour principe d'emmagasiner l'énergie nécessaire dans

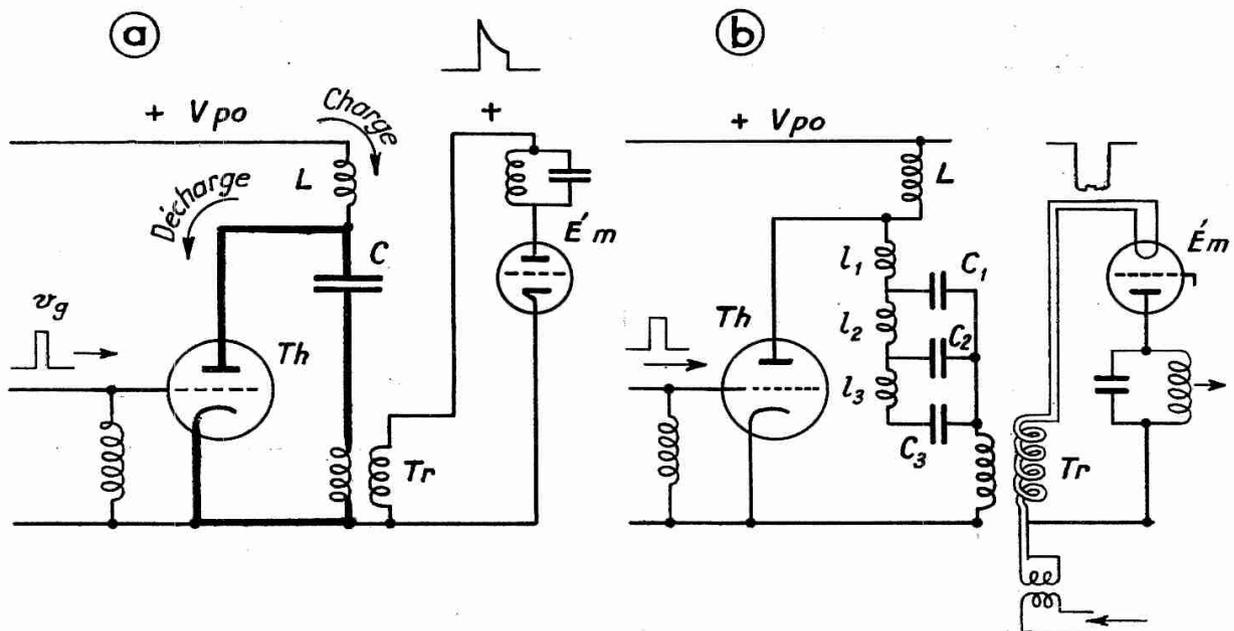


Fig. 120. — Emploi du thyatron pour la modulation en radar.

un condensateur C , qui se charge lentement à partir de la source haute tension $+V_{po}$ à travers la bobine « limiteuse » L (ce courant passe dans le primaire du transformateur, T_2 , mais ne donne au secondaire qu'une tension faible et négative sur l'émetteur E_{in}). Pendant ce temps, le thyatron Th est éteint et ne joue aucun rôle.

Lorsque la tension aux bornes du condensateur est suffisante, on envoie une impulsion positive sur la grille du thyatron, qui amorce et laisse passer un courant intense ; le condensateur se décharge en un temps très court, ce qui induit au secondaire du transformateur T_2 une tension positive qui peut être bien supérieure à V_{po} . C'est à ce moment que l'émetteur fonctionne.

La décharge s'arrête lorsque la tension aux bornes de C, c'est-à-dire sur la plaque du thyatron, est tombée au-dessous de la tension d'entretien : l'impulsion a donc une forme progressivement amortie (a).

Si l'on veut mieux faire, on peut (fig. 120 b) remplacer le simple condensateur C par un ensemble (ligne artificielle rudimentaire) de self-inductions l_1, l_2, l_3 et de capacités $C_1, C_2, C_3...$; un tel système prolonge la décharge en lui faisant faire quelques oscillations ; pour un choix convenable de ses éléments (adaptation de l'impédance et de la constante de propagation) on obtient une forme quasiment rectangulaire.

On a représenté aussi dans cette figure le perfectionnement consistant à inverser le sens du transformateur et à le doter d'un double enroulement secondaire, de manière à alimenter, non pas la plaque de l'émetteur en impulsions positives, mais le filament en impulsions négatives (la tension habituelle de chauffage étant superposée entre les deux enroulements). On peut ainsi, sans isoler le transformateur de chauffage pour la très haute tension, conserver le circuit plaque de l'émetteur (antenne, etc...) au potentiel moyen du sol, ce qui est très avantageux pour la sécurité.

Ce montage est le plus employé dans les modulateurs très puissants. On arrive à laisser passer par exemple (tube 5 C 22) 325 ampères sous 16 000 volts, soit 2 600 kilowatts, avec une chute de tension de 110 volts seulement — ceci pendant quelques microsecondes.

OPERATIONS MATHÉMATIQUES DERIVATION, INTEGRATION

4.75. — La rapidité de fonctionnement des tubes électroniques a depuis longtemps fait penser qu'on pourrait gagner un temps considérable en substituant ces tubes aux organes mécaniques des « calculateurs ». Sans entreprendre ici la description des « calculateurs électroniques », devenus fort à la mode, indiquons simplement les principes d'emploi des tubes pour des opérations mathématiques.

Un certain nombre de machines sont purement « numériques » ou « arithmétiques », c'est-à-dire qu'elles emmagasinent des chiffres.

fres (pas forcément décimaux, mais parfois binaires ou semi-binaires) sous forme de suites d'impulsions brèves, et, par l'apparition ou la disparition de ces impulsions, effectuent des additions ou soustractions. Grâce à des méthodes spéciales de calcul, toutes les autres opérations sont ramenées à celles-là.

Le « fonctionnement » des tubes électroniques utilisés, ne comprend donc que des schémas très simples d'oscillations, d'interruptions et de basculement. Un oscillateur pilote assure la production des impulsions qui animent tout le système. Par démultiplication, commande d'interrupteurs... la suite d'impulsions est découpée en tranches représentant les nombres. Envoyées dans des suites de « basculeurs bistables » (§ 4.541) ces impulsions s'y emmagasinent et s'y additionnent. Toutes ces opérations s'effectuent suivant un *programme* très soigneusement élaboré, inscrit sur des cartes perforées ou des rubans magnétiques qui actionnent des relais établissant les connexions nécessaires.

La seule difficulté réside dans le nombre des éléments nécessaires, qui devient vite prohibitif. D'où l'emploi préférentiel des diodes à cristal (et bientôt des transistors) qui économisent la place et la consommation.

Une autre catégorie de machines, dites « *analogiques* » ou « *fonctionnelles* », représente les variables du calcul, non plus par des nombres, mais par des courants et des tensions, et se propose d'effectuer directement sur eux les opérations algébriques représentées par les équations. C'est beaucoup plus simple et plus économique, mais la précision est beaucoup moins grande car, au lieu d'être limitée par le nombre de chiffres, elle l'est par l'imperfection des appareils. Il est intéressant de discuter rapidement les possibilités des tubes électroniques à cet égard.

La base de tout le système étant d'obtenir des courants proportionnels aux tensions de commande, on est d'abord amené à préciser le degré de linéarité des caractéristiques. Comme on l'a vu, même dans les meilleures régions, il est difficile d'avoir mieux que 1 % sur une partie un tant soit peu étendue. Mais l'emploi de la *contre-réaction* (voir chapitre RÉCEPTION) permet de gagner beaucoup, par exemple jusqu'à 0,1 ou 0,01 %.

Dans d'autres cas, on voudrait des effets (courants) proportionnels aux carrés, aux cubes..., aux racines..., aux logarithmes ou aux exponentielles des causes (tensions). On a vu que certaines portions de caractéristiques des diodes étaient paraboliques ou exponentielles, que les « pentes variables » des pentodes pouvaient être rendues logarithmiques... Il n'est donc pas impossible de réaliser de telles lois mais, en général, avec une approximation médiocre et dans un intervalle très limité.

Deux tensions, appliquées sur des grilles différentes d'un même

tube, peuvent donner lieu à des termes de courant : sommes, différences et produits ; mais, ici encore, avec une précision très relative et avec production de termes parasites appréciables.

Néanmoins, toutes ces combinaisons ont pu être employées dans des machines simples travaillant sur un petit nombre de chiffres significatifs (par exemple à 1 % près, ce qui est suffisant pour débrouiller certains problèmes).

L'importance des équations différentielles ou intégrales amène, en outre, à rechercher si les tubes électroniques permettraient de réaliser également des étages « *dérivateurs* » ou « *intégrateurs* », c'est-à-dire les opérations $\frac{d}{dt}$ ou $\int dt$ (ou, en notations symboliques, p et $\frac{1}{p}$). Bien entendu, ce n'est pas la lampe elle-même qui effectuera ces opérations, puisque dans son équation, le temps ne figure pas ; mais elle permettra d'utiliser les relations du condensateur $i = C \frac{dv}{dt}$ et de l'inductance $v = L \frac{di}{dt}$ avec beaucoup plus d'efficacité que si ces éléments étaient seuls.

Pour le voir, considérons d'abord le schéma fig. 121 a, formé simplement d'une capacité C en série avec une résistance R. La tension aux bornes de l'ensemble étant u , celle aux bornes de la résistance seule étant u' , le courant i satisfait aux deux relations :

$$(1) \quad i = \frac{u'}{R} = C \frac{d(u - u')}{dt}$$

d'où l'on tire :

$$(2) \quad u' + CR \frac{du'}{dt} = CR \frac{du}{dt}$$

dans la limite où le terme $CR \frac{du'}{dt}$ serait négligeable devant u' , cette relation se réduirait à :

$$u' = CR \frac{du}{dt}$$

qui représenterait bien un étage « *dérivateur* ». Mais pour satisfaire à cette condition, il faut supposer CR petit devant la période des variations considérées, et alors le terme de droite, et donc la tension recueillie u' , sont également petits ; l'opération n'est pas avantageuse.

Physiquement, cela signifie que d'après l'équation (1), u' tend bien, au début, à croître comme i proportionnellement à $C \frac{du}{dt}$; mais au fur et à mesure que la tension u' monte, elle se retranche

de u aux bornes de C , et la décharge du condensateur se ralentit. D'autre part il y a *débit* de la source.

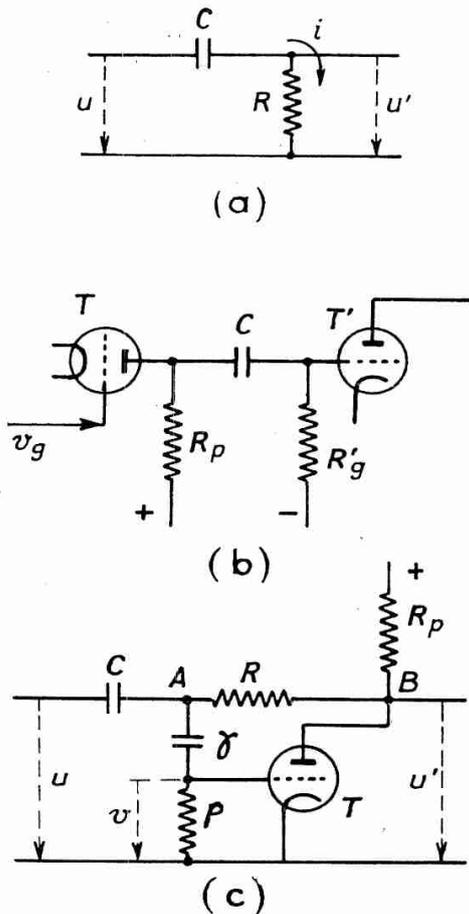


Fig. 121. — Montages « dérivateurs ».

Si l'on incorpore ce schéma dans un montage à lampes, on peut atténuer beaucoup ces inconvénients et « linéariser » la dérivation.

Dans le schéma *b*, par exemple, si le premier tube est une pentode à pente p , recevant la tension v_g , il donne sur sa plaque la tension

$$u = p R_p \cdot v_g$$

et la tension u' étant supposée appliquée sur la grille d'une seconde pentode, $v'_g = u'$, on a d'après ce qui précède :

$$v'_g \approx (p R_p) (C R'_g) \cdot \frac{dv_g}{dt}$$

tant que $C R'_g$ est petit ; mais comme $p R_p$ peut être grand, le gain du tube compense la perte dans la « dérivation » ; d'autre part, si la première grille est négative, le débit de la source est nul.

On peut faire mieux encore avec le montage *c*, où un amplificateur est placé entre les points A et B (il est schématisé par une seule lampe et le condensateur γ ; les résistances R_p , ρ ont pour objet d'amener les polarisations continues ; le débit grille est négligeable).

On suppose que cet amplificateur introduit la liaison :

$$v_p = g \cdot v_g$$

v_p étant sa tension-plaque, c'est-à-dire u' ; v_g étant sa tension-grille, ici v ; et g son gain. On a donc : $u' = gv$, qu'on joint aux deux autres relations :

$$i = \frac{v - u'}{R} = C \frac{d(u - v)}{dt}$$

Eliminant v , il reste :

$$u' \left(1 - \frac{1}{g} \right) - \frac{CR}{g} \frac{du'}{dt} = - CR \frac{du}{dt}$$

Cette relation comporte, comme (2), un terme gênant en $\frac{du'}{dt}$, mais cette fois il est divisé par g ; il suffit donc de supposer à l'amplificateur un gain élevé pour rendre ce terme aussi petit que l'on veut (et du même coup, le terme $\frac{1}{g}$ devant 1). Il reste donc :

$$u' = - CR \frac{du}{dt}$$

relation correcte de dérivation.

Cette amélioration est due au fait que la tension recueillie u' étant g fois plus grande que celle v sur la grille, cette dernière est très faible, donc la tension aux bornes du condensateur ($u - v$) reste sensiblement égale à u , donc le courant i à $C \frac{du}{dt}$.

Si, au lieu de dériver, on voulait *intégrer*, on pourrait remplacer

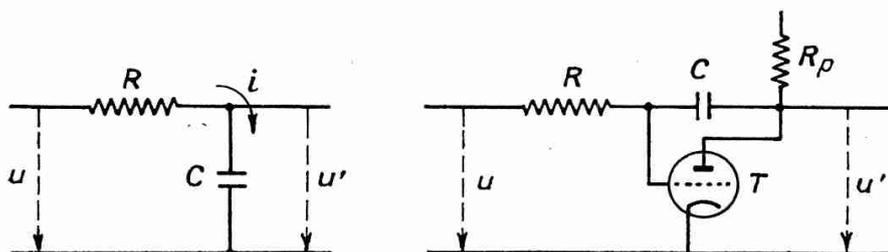


Fig. 122. — Montages « intégrateurs ».

la capacité par une inductance L, ou intervertir la capacité C et la résistance R du montage précédent ; cette solution, plus économique en général, est représentée avec ses deux variantes, fig. 122. La dernière s'appelle parfois « intégrateur linéarisateur » de MILLER.

Ces schémas sont employés très souvent, non seulement dans les *calculateurs*, mais dans toutes sortes de systèmes à balayages ou à impulsions ; en effet la dérivation d'une forme en créneaux (fig. 123) donne une suite d'impulsions brèves, alternativement positives et négatives, tandis que son intégration donne une montée triangulaire : types essentiels en oscillographie, télévision, radar, radioguidage, etc...

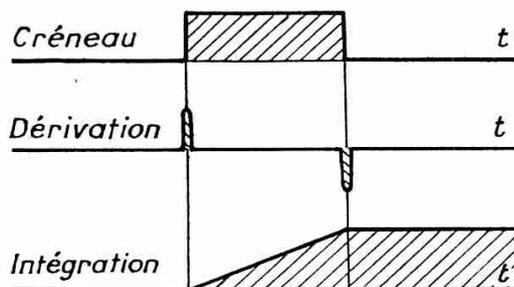


Fig. 123. — Dérivation et intégration de la forme en créneaux.

Dans ces applications, on désire parfois des tensions ou des courants notables ; on est souvent limité par le défaut de linéarité des tubes ; éventuellement, on peut aussi l'être par leur échauffement, que l'on pourra calculer à partir du courant moyen correspondant à la forme désirée. Mais enfin il ne s'agit habituellement que de quelques fractions d'ampère sous quelques centaines de volts, de sorte que la puissance mise en jeu n'atteint pas les chiffres nécessitant de véritables tubes d'émission, et le problème reste très simple.

CHAPITRE VIII

TUBES SPÉCIAUX POUR HYPERFRÉQUENCES

4.8. — Nous avons vu au § 4.123.3 qu'il existait une limite à la fréquence supérieure de fonctionnement des tubes « classiques ». Un dimensionnement très précis, un montage spécial et diverses précautions, permettent de repousser cette limite jusque vers 1 000 Mc/s environ, suivant la puissance et l'usage considéré. Mais au-delà, il faut faire appel à de nouveaux principes et, notamment, tenir compte du *temps de transit* des électrons dans le tube. Cela n'a rien d'impossible, comme le montre la moindre analogie mécanique ; dans un moteur à piston, le temps de remplissage du cylindre n'est pas négligeable devant la période ; dans un alternateur, c'est précisément le temps de passage de l'inducteur entre les pôles de l'induit qui détermine la fréquence ; et l'on va voir que, pareillement, on peut concevoir des tubes à vide où le mouvement alternatif ou la rotation de « paquets » d'électrons, devant certaines électrodes, amplifie ou entretient des oscillations de période comparable à la sienne. De tels fonctionnements sont toutefois beaucoup moins souples que les régimes « classiques » ; en particulier, les tensions appliquées déterminant la vitesse des électrons (c'est-à-dire la période), le fonctionnement correct n'est obtenu que dans des intervalles beaucoup plus étroits des divers paramètres — et surtout de la gamme de fréquences. D'autre part, en raison de la très faible longueur d'onde, les « connexions » jouent un rôle fondamental, et les circuits associés au tube forment avec lui un « tout » inséparable ; ils lui sont même souvent incorporés ; en tous cas, ils sont rigoureusement imposés. Le rôle du constructeur est donc beaucoup accru, tandis que l'utilisateur doit se borner à appliquer les consignes reçues, sans chercher à déployer son imagination.

C'est pourquoi nous avons réservé à ces tubes un chapitre spécial, relativement bref ; non que nous sous-estimions leur importance, ni l'intérêt de leur étude ; mais cette étude porte alors sur leur structure interne ; elle n'a pas sa place dans ce volume réservé à leur emploi.

La physique interne de ces tubes fait naturellement encore appel au mouvement des électrons dans les champs électriques accélérateurs ou déviateurs ; mais en outre à plusieurs autres notions qu'il est utile de rappeler ici :

1) Comme il vient d'être dit, la durée de trajet des électrons à l'intérieur du tube (déjà mentionnée au § 4.123.3) ;

2) les électrons peuvent être déviés, non seulement par des champs électriques, mais aussi par les champs magnétiques. Cette déviation résulte essentiellement du mouvement de ces électrons ; elle résulte d'une force F proportionnelle à la vitesse v et perpendiculaire à la fois à cette vitesse et au champ magnétique \mathcal{H} :

$$(1) \quad F = k \cdot v \cdot \mathcal{H}$$

Il en résulte que si le champ \mathcal{H} est uniforme, et si la vitesse v_N est perpendiculaire à \mathcal{H} , l'électron décrit un mouvement circulaire de rayon .:

$$(2) \quad r \text{ (cm)} = 5,7 \cdot 10^{-3} \frac{v_N \text{ (km/sec)}}{\mathcal{H} \text{ (gauss)}}$$

Si la vitesse comporte, en outre, une composante v_H parallèle à H , cette composante n'est pas altérée par la présence du champ \mathcal{H} ; l'électron combine donc la translation suivant v_H avec la rotation due à v_N , et décrit une hélice sur un cylindre de rayon (2). Pour peu que \mathcal{H} soit grand et v_N petit, la formule (2) montre que le rayon r est très faible, c'est-à-dire que les électrons « s'enroulent » autour des lignes de force magnétiques, et que leur trajectoire se confond pratiquement avec celle-ci.

3) Dans les tubes classiques, une partie de la puissance de la source de plaque (V_{po}) est employée à accélérer les électrons pendant leur trajet, c'est-à-dire est transformée en énergie cinétique ; mais cette partie est inutile et même nuisible, car elle se transforme ensuite en chaleur lorsque les électrons atteignent la plaque et que leur vitesse s'annule ⁽¹⁾. La seule énergie utile est celle fournie par ces électrons un peu plus loin, lorsqu'ils constituent le courant de conduction dans l'impédance de charge.

Mais il est possible de faire autrement, et de « récupérer », au moins en partie, l'énergie cinétique des électrons, en les faisant pénétrer dans un champ électrique *retardateur* (en sens inverse du premier) : il est clair que leur ralentissement correspond à la dis-

(1) Pour réduire cette perte, il faut s'efforcer de faire arriver les électrons sur la plaque avec une faible vitesse ; c'est-à-dire, si les tensions et intensités varient avec le temps, de rendre le courant plaque maximum à l'instant où la tension plaque est minimum : c'est bien ce qui se passe avec la « classe C » et un faible angle d'ouverture θ_o : le courant est nul en dehors du petit intervalle $-\theta_o, +\theta_o$ où la tension plaque ($V_{po} - V_p \cos \omega t$) est minimum. D'où l'augmentation du rendement.

partition d'une partie de leur énergie cinétique, qui se trouve transférée au champ retardateur et à la source qui le produit.

On peut donc imaginer qu'un faisceau électronique agisse, dans l'intérieur du tube, simplement par passage entre les électrodes (sans être capté par elles) comme un « intermédiaire » recevant une certaine énergie moyenne de la source de haute tension continue et la redistribuant périodiquement à d'autres électrodes ; d'où possibilité de variations alternatives amplifiées, ou même, si la phase est convenable, entretien d'oscillations.

Ces propriétés peuvent être utilisées de toutes sortes de façons, et depuis trente ans, innombrables sont les combinaisons essayées avec plus ou moins d'ingéniosité et de succès. Actuellement, il n'a survécu que trois types, appropriés à certains usages particuliers :

— le *magnétron*, oscillateur de grande puissance pour les émetteurs radars ;

— le *klystron*, amplificateur ou oscillateur de faible puissance pour les récepteurs ⁽¹⁾, souple et facile à régler ;

— le *tube à ondes progressives* ⁽²⁾ (T.O.P.) dernier venu qui menace les positions des deux autres.

Nous allons les étudier rapidement.

MAGNETRON

4.81. — On donne le nom général de *magnétrons* aux tubes qui utilisent un mouvement circulaire ou spiroïdal des électrons sous l'effet d'un champ magnétique. Le principe commun est indiqué fig. 124. La cathode K et la plaque P sont cylindriques et coaxiales, perpendiculaires au plan du papier.

Entre elles, on produit, à l'aide d'un puissant aimant permanent, un flux uniforme, parallèle à l'axe (donc encore perpendiculaire au plan du papier). Les électrons quittant la cathode, attirés par le potentiel positif de la plaque, prennent une certaine vitesse, et aussitôt le champ magnétique fait apparaître une force perpendiculaire à cette vitesse ; la trajectoire se courbe. Si les deux champs étaient constants, on aurait une boucle circulaire 1. Si l'un des champs varie (par

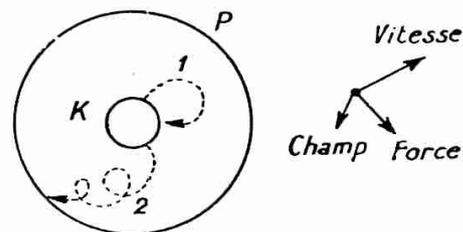


Fig. 124. — Principe du magnétron.

aurait une boucle circulaire 1. Si l'un des champs varie (par

(1) Encore que certains klystrons récents rivalisent de puissance avec les magnétrons (voir p. 270-271).

(2) En anglais « Travelling-Wave Tube » (T. W. T.).

exemple si la tension plaque varie) l'accélération et le rayon de courbure varient, on a une spirale plus ou moins régulière 2. Par un réglage convenable des valeurs des champs on peut amener ces trajectoires à venir passer très près de la plaque sans l'atteindre.

Cette distribution peut être utilisée de plusieurs manières ; dans les premiers magnétrons (1921), les variations de tension-plaque amenaient la capture périodique de certains électrons, et grâce à la durée de trajet, le courant résultant pouvait se trouver déphasé par rapport à la tension, au point de donner une composante de résistance négative. Mais le rendement était très médiocre, et dans les magnétrons modernes on l'améliore beaucoup, en ajoutant l'artifice qui consiste à séparer la plaque, par des fentes parallèles à l'axe, en un certain nombre (pair, soit $2n$) de segments, dont les tensions varient alternativement en sens contraire (fig. 125).

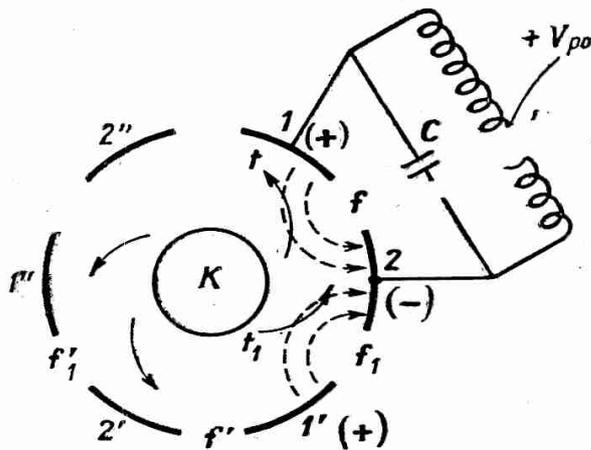


Fig. 125. — Principe du magnétron à anode fendue.

vont de 1 vers 2, etc. ; tandis que dans la zone de la fente f_1 , les lignes de force vont encore de 1 vers 2, mais en sens inverse dans l'espace.

Supposons des électrons tournant dans l'espace annulaire, par exemple en sens inverse des aiguilles d'une montre, suivant des trajectoires telles que t, t_1 . Dans la zone t de la fente f , les électrons (chargés négativement) sont accélérés (et reçoivent de l'énergie) ; dans la zone t_1 de la fente f_1 , ils sont au contraire, ralentis (en cédant une fraction de leur énergie cinétique). Le résultat de cette variation de vitesse est que la distribution des électrons le long des trajectoires, n'est plus uniforme : ils tendent à se grouper en « paquets ». Naturellement ce début de groupement serait contrarié lorsque les mêmes électrons passeraient devant la fente suivante, si les potentiels des segments n'avaient pas changé ; mais si, au contraire, la tension ΔV s'est inversée pendant le parcours des électrons de f_1 à f , la zone de la fente f va se trouver retardatrice pour ces électrons, tandis que ceux précédemment accélérés le

Imaginons par exemple qu'à un instant donné, les n segments 1, 1'... reçoivent (en plus de leur tension moyenne positive) une variation de tension positive $+\Delta V$, tandis que les n segments 2, 2'... reçoivent $-\Delta V$. Il en résulte, dans la zone de la fente f (et de même f' ...) l'apparition d'un champ électrique dont les lignes de force

seront de nouveau. Et ainsi de suite, la « modulation » de densité du faisceau se marque de plus en plus, jusqu'à ce qu'on ait n paquets d'électrons équidistants, semblables aux pôles d'un rotor d'alternateur ou de moteur synchrone. A ce moment, l'échange d'énergie entre ce « rotor » et l'ensemble des champs fixes, peut avoir une résultante de

signe quelconque : si le « rotor » a tendance à tourner moins vite que la variation ΔV , il sera entraîné par prédominance des accélérations, et il absorbera de l'énergie ; c'est le cas d'un moteur synchrone ; au contraire s'il a tendance à tourner plus vite, il sera freiné en passant devant les fentes, en leur cédant une partie de son énergie (qu'il a reçue de la tension positive continue) ; c'est le cas d'un alternateur. Pour un réglage convenable des champs, on pourra se placer dans ce deuxième cas, et ainsi, distribuer périodiquement aux fentes périphériques une partie de l'énergie fournie aux électrons par la tension moyenne de plaque. Si ces fentes sont reliées à des résonateurs L, C, on pourra y *entretenir des oscillations*. En fait, comme il s'agit d'hyperfréquences, ces résonateurs seront simplement des *cavités* creusées dans l'épaisseur de la plaque (fig. 126).

Le principe est applicable avec deux fentes seulement ; mais en accroissant le nombre $2n$ de ces fentes, on augmente le nombre de fois où les électrons cèdent leur énergie, avant d'être finalement captés par la plaque (ou la cathode, car bon nombre retombent sur elle et contribuent à son chauffage, à tel point que dans certains magnétrons, on coupe le courant de chauffage après un moment de mise en route) ; ce qui améliore le rendement, qui peut monter à 50 ou 60 %.

Les $2n$ cavités sont couplées entre elles par leur voisinage

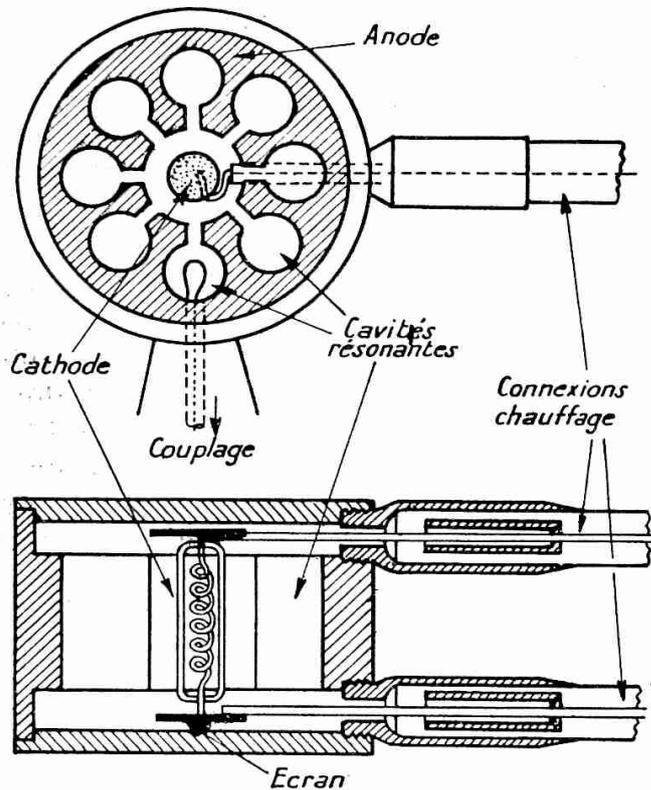


Fig. 126. — Magnétron à cavités pour ondes décimétriques.

même et par l'intermédiaire du faisceau électronique, ce qui entraîne deux conséquences : la première est que pour utiliser l'énergie à l'extérieur, il suffit de la capter au moyen d'une boucle dans l'une quelconque des cavités (fig. 126) ; la seconde, plus gênante, est que l'ensemble comporte non plus une seule résonance, mais $2n$ fréquences possibles (« modes »). D'où risque d'instabilité.

Pour s'en prémunir, on a imaginé de contrarier certaines de ces résonances en reliant latéralement les segments par de petites bandelettes (« straps ») (fig. 127).

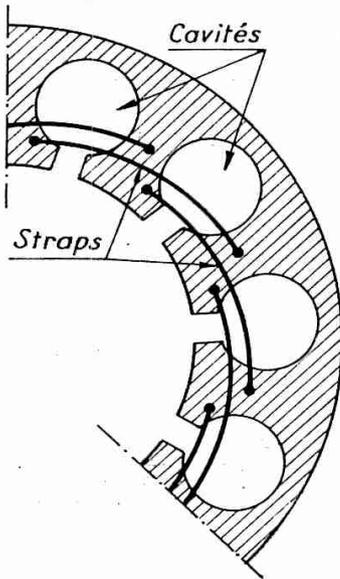


Fig. 127. — « Strapping » d'un magnétron.

Ceci n'empêche évidemment pas que le magnétron est un « auto-oscillateur » dont la fréquence dépend de la réactance ramenée par le couplage avec l'impédance de charge ; en outre, comme dans tout amplificateur, la puissance utile dépend aussi de cette impédance. La tâche essentielle de l'utilisateur est donc de faire travailler le magnétron sur l'impédance la plus favorable, qui est prévue par le constructeur comme l'impédance caractéristique du feeder. Comme ce n'est pas toujours possible dans la bande de fréquences à desservir, le constructeur fournit généralement un diagramme donnant, en fonction de l'impédance de charge, la variation de fréquence et de puissance subie par le magnétron ; ce diagramme est ordinairement présenté

en coordonnées polaires « de SMITH » et porte alors le nom de RIEKE (fig. 128) ; on peut se contenter d'en extraire la valeur de l'écart de fréquence maximum lorsque le taux d'ondes stationnaires ne dépasse pas 1,5 ; c'est ce qu'on appelle, par convention, l'« entraînement » ou « pulling ».

Le magnétron présente, par rapport à la triode, plusieurs inconvénients : nécessité d'un aimant permanent lourd et coûteux (1), réglage délicat, rendement moindre, et très grande difficulté de changer la fréquence produite ; il faut modifier à la fois la résonance de toutes les cavités, par des manœuvres mécaniques (enfouissement de tiges ou de pistons) ou électriques (production de champs permanents qui modifient la distribution du champ alternatif) ; aussi beaucoup de magnétrons sont-ils à fréquence fixe, invariable par construction ; et dans les types à fréquence ajustable, la gamme effectivement couverte est très étroite.

(1) Tantôt le magnétron est indépendant de cet aimant, tantôt il en est solidaire et l'on ne peut changer l'un sans l'autre (« packaged »).

Mais le magnétron présente un avantage fondamental qui a déterminé son succès ; il supporte admirablement les surcharges, parce qu'il ne possède pas de grille et que sa disposition permet

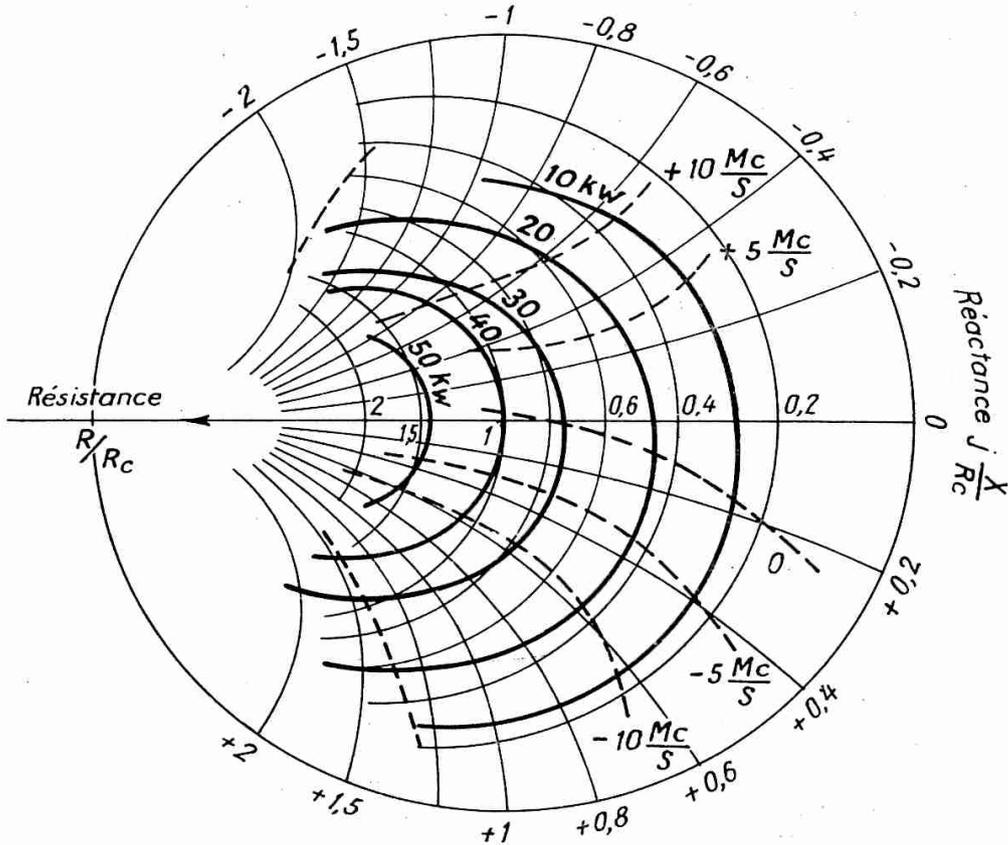


Fig. 128. — Diagramme de RIEKE du magnétron C.F.T.H. type RHM 1232. — (9375 Mc/s). Variations de la puissance utile (gros traits pleins) et de la fréquence (traits interrompus) en fonction de l'impédance de charge $R + jX$, reportée sur le diagramme de SMITH en coordonnées circulaires $\frac{R}{R_c}$ et $\frac{X}{R_c}$.

l'évacuation facile de la chaleur dissipée sur la plaque ; sa cathode cylindrique fournit aisément des courants de saturation intenses. Bref, c'est le type qui se prête le plus aisément à la production d'impulsions très brèves à grande puissance ; aussi l'a-t-on poussé avec ardeur lors de l'avènement du radar à ondes décimétriques, auquel il a permis les grandes portées ; et on ne cesse de le perfectionner.

On trouve actuellement dans les catalogues plus d'une centaine de types dont les fréquences s'étagent entre 1 000 et 25 000 Mc/s (c'est-à-dire les longueurs d'onde de 30 à 1,25 cm) ; les puissances *en crête* pour les impulsions brèves, atteignent au maximum 2 à 4 mégawatts dans les bandes « longues » et notam-

ment la bande « S » vers 3 000 Mc/s ; elle décroît ensuite très vite avec la longueur d'onde, parce que la diminution de celle-ci implique la réduction de toutes les dimensions ; dans la bande « X », vers 10 000 Mc/s, on trouve encore des puissances-crête de 100 à 400 Kw ; en arrivant vers 20 000 Mc/s, on s'en tient à une cinquantaine de Kw.

Quelques modèles sont construits, non pour des impulsions, mais pour des émissions continues ; la puissance utile n'est plus alors que d'environ un millième des valeurs de crête.

Le tableau ci-dessous présente quelques-uns de ces types. On y a fait figurer la fraction de temps maximum pendant laquelle on peut obtenir la puissance de crête (c'est-à-dire le rapport de la puissance moyenne à la puissance de crête, « duty cycle ») ; il faut ajouter que, même si ce rapport est très petit, la durée des impulsions ne doit pas dépasser une certaine valeur, de l'ordre de la microseconde.

TABLEAU
Exemples de magnétrons

Type	Gamme fréquences Mc/s	Chauffage		Fonctionnement en Impulsions-plaque :				Champ magné- tique H (gauss)	Observations
		volts	amp.	Tens. kilo- volts	Cour. amp.	Puis- sance Kw	Frac- tion du temps		
4J 51	900-970			20	20	400	0,0012	700- 1 000	A
QK 470	1250-1350	3	85	75	100	2 000	0,0012		A
2J 29	2914-2939	6,3	1,5	22	30	275	0,002		F
MC 83-103	fixe entre 2900 et 3500	5,3	2,6	30	40	450	0,002	2 400	F « entrainement » ± 20 Mc/s.
4J 31	2860-2900	16	3,1	30	70	900	0,001	1 000 à 3 000	F
RK 6403	3430-3570	8,3	43	65	90	2 000	0,0014		A
RK 6410	2750-2860	8,3	85	76	135	4 500	0,001		F
725 A RHM 1232	9375 ± 30	6,3	0,8	12,5	10	40	0,001	5 400	F « entrainement » < 5 Mc/s.
RK 6002	9230-9404	4,0	40	30	40	225	0,002		F
QK 172	9330-9420	6,0	30	36	50	440	0,001		F
QK 324	15840-16160	4,8	12	30	14	70	0,0028		F
RK 6551	23800-24270	5,0	2,9	16,0	18,0	40	0,0007		F

F = fréquence fixe dans la bande indiquée.

A = fréquence ajustable dans toute la bande indiquée.

LES « KLYSTRONS »

4.82. — Dans les klystrons, il n'y a plus de champ magnétique (donc plus besoin d'aimant permanent !) et le mouvement des électrons n'est donc plus circulaire, mais *rectiligne*. On y retrouve cependant les « paquets » d'électrons susceptibles de céder périodiquement de l'énergie à des cavités ; ces paquets sont obtenus par une « modulation de vitesse » très simple (1) dont le principe général est le suivant (fig. 129) :

Les électrons quittant la cathode K sont accélérés par une grille positive G, puis continuent leur mouvement uniforme à

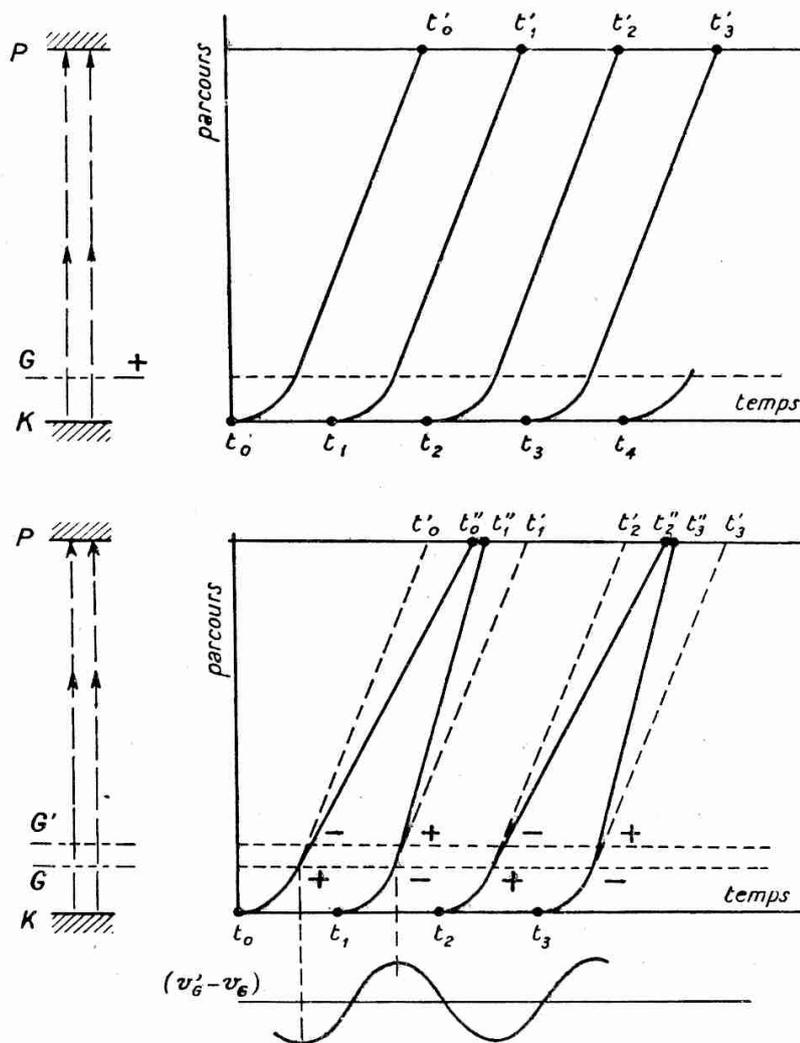


Fig. 129. — Principe des « klystrons ». — Diagramme d'APPLEGATE.

(1) On considère généralement cette modulation de vitesse comme caractéristique du klystron, bien qu'en somme, elle existait déjà, sous une forme un peu différente, dans le magnétron.

vitesse constante jusqu'à une plaque collectrice P. Si nous représentons leurs mouvements sur un graphique, avec les temps en abscisses et les parcours en ordonnées, nous avons une série de trajectoires identiques, courbes entre K et G, rectilignes entre G et P. Les électrons partis à intervalles réguliers $t_0, t_1, t_2...$ arrivent sur la plaque à intervalles réguliers $t_0, t_1, t_2...$ etc.

Supposons maintenant (graphique inférieur) que la grille G soit doublée par une seconde grille G', et qu'une tension alternative d'excitation à haute fréquence soit appliquée entre les deux grilles (courbe $v_{G'} - v_G$). Les électrons vont se trouver soumis, pendant la traversée de l'intervalle G, G', à un champ supplémentaire, tantôt accélérateur, tantôt retardateur : le faisceau va donc subir une « modulation de vitesse ». Par exemple, si l'électron partant à l'instant t_0 traverse GG' alors que $(v_{G'} - v_G)$ est négatif, il sera retardé ; sa durée de trajet sera donc augmentée, il arrivera sur la

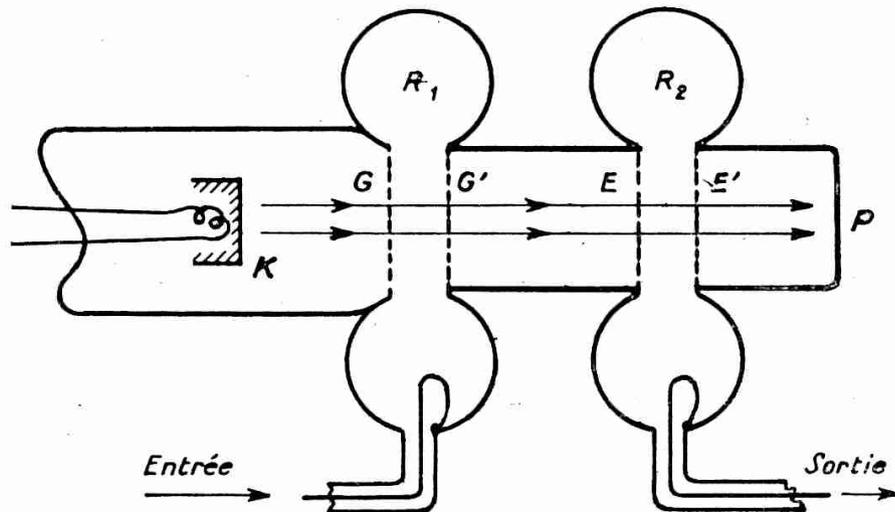


Fig. 130. — Schéma d'un klystron amplificateur.

plaque à un instant t_0'' postérieur à t_0' . De même un électron à l'instant t_2 n'arrivera qu'en t_2'' . Par contre, les électrons partant une demi-période plus tard, tels que $t_1, t_3...$ trouveront $(v_{G'} - v_G)$ positif ; ils seront accélérés, et arriveront plus tôt, en $t_1'', t_3''...$ etc.

On voit que (pour une durée de trajet convenable) la « modulation de vitesse » aura été convertie en une « modulation de densité » ; les électrons seront groupés par « paquets » ⁽¹⁾ (zone $t_0 - t_1$) séparés par des « clairières ». L'arrivée de ces paquets sur la plaque, ou simplement leur passage dans un champ retardateur, produira donc une cession périodique d'énergie, susceptible d'amplifier la variation initiale sur GG' ou d'entretenir des oscillations.

(1) En anglais, on dit plus élégamment en « bouquets » (« bunches »).

Ce principe commun peut être utilisé de différentes manières.

Dans le klystron *amplificateur* le plus simple, on dispose (fig. 130) un premier résonateur R_1 appliquant la variation alternative de commande aux grilles GG' et un peu plus loin, après l'espace « de groupement » (« drift space »), un second ensemble d'électrodes « transparentes » collectrices EE' reliées à un second résonateur R_2 . Pour un réglage convenable, on recueille dans le deuxième circuit une énergie alternative supérieure à celle introduite dans le premier. Comme il s'agit d'hyperfréquences, les résonateurs R_1R_2 seront naturellement des cavités ; on leur donne généralement la forme de tores aplatis (« rhumbatrons ») que l'on peut accorder en les déformant légèrement par pression.

On pourrait, avec ce système, entretenir des oscillations par couplage entre R_2 et R_1 . Mais la nécessité d'un double accord, quand on veut régler la fréquence, est très ennuyeuse. On peut s'en affranchir en n'utilisant qu'une seule cavité et en produisant le couplage nécessaire à l'intérieur même du tube, par un « retour en arrière » du faisceau électronique. C'est le

klystron « *reflex* » dans lequel les électrons, après avoir traversé les grilles GG' et y avoir subi la « modulation de vitesse », sont « réfléchis » par la plaque négative P et reviennent céder leur énergie à ces mêmes grilles. On gagne l'avantage supplémentaire que non seulement l'accord est obtenu par déformation de la cavité unique, mais en outre, qu'il peut être légèrement varié par la tension de l'électrode répulsive P (qui modifie la longueur, c'est-à-dire la durée du trajet aller et retour et par suite la phase de la « réaction ») ; cette variation, purement électrique et ne dépendant aucune

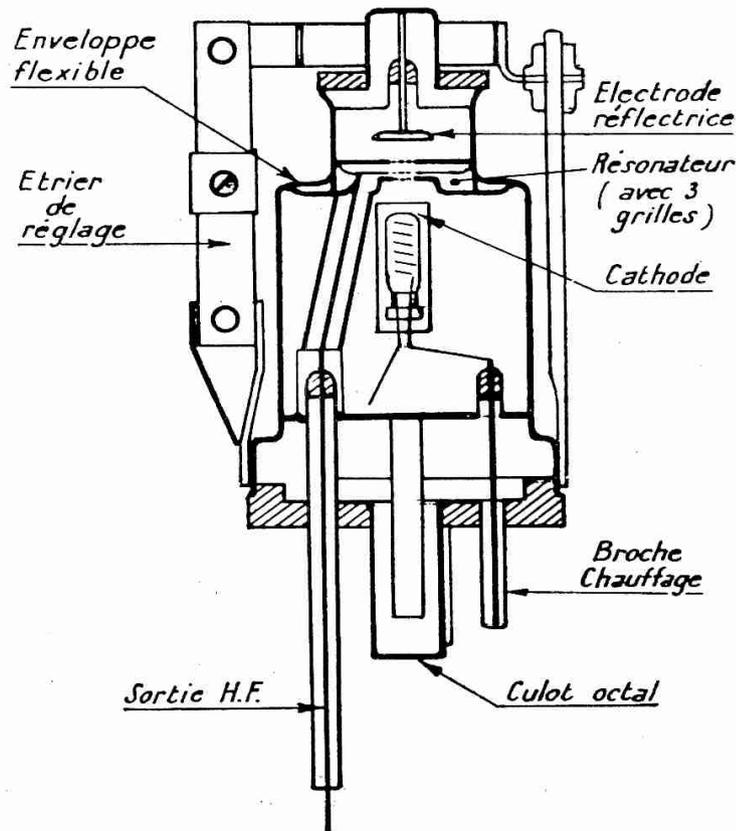


Fig. 131. — Coupe d'un klystron « Reflex ».

puissance (puisque l'électrode P négative ne débite pas), est extrêmement précieuse pour certaines applications, en particulier pour les « oscillateurs de changement de fréquence » à la réception. On a construit dans ce but toute une série de petits klystrons ayant l'encombrement et presque l'aspect des tubes ordinaires (fig. 131), avec culot « octal » et sortie supplémentaire de la haute fréquence par un petit coaxial. Ils couvrent à peu près la même gamme que les magnétrons et fournissent des puissances de 0,02 à 0,25 watt.

Leur emploi ne présente pas de difficulté ; cependant ils sont, comme les magnétrons, susceptibles d'osciller sur plusieurs « modes », et sensibles à l'impédance de charge ; ils nécessitent donc des précautions d'adaptation (on fait pour eux aussi des diagrammes de RIEKE) et d'alimentation (en particulier, pour que la fréquence soit fixe, il faut que les tensions soient très bien stabilisées).

Le tableau ci-après donne quelques exemples de tels klystrons.

TABLEAU
Klystrons

Type	Gamme de fréquences Mc/s	Chauffage		Tension d'accélérat. (cavité)		Tension réflecteur (volts)	Puissance utile (watts)	Bande d'accord élec- troniq. (Mc/s)	Observations
		Volts	Amp.	Volts	Amp.				
<i>REFLEX oscillateurs de réception</i>									
KR 142 B	2940/3580	6,3	2,4	400	0,075	0 à — 250	0,020	12	
2 K 25 RHK 6332	8500/9660	6,3	0,44	300		— 55 à — 220	0,020		
RK 294	40000/51800	6,3	0,58	3000		— 20 à — 200	0,005		
<i>Amplificateurs</i>									
SAS 28	2600/2800			4000			225		en régime continu.
SAS 61	2700/2900			15000			15000		en impulsions
SAX 22	9100/9500			17000			75000		en impulsions
VA 87 B	2700/2900						2.10 ⁶		en impulsions
(Stanford)	2850			300000	190		57.10 ⁶		en impulsions (expérimental)

Le rendement des klystrons est inférieur à celui des magnétrons, et ils se prêtent moins bien aux fonctionnements par impulsions. Pendant longtemps, on n'a donc guère cherché à fabriquer des klystrons de grande puissance. Cependant, au cours des der-

nières années, on a pu réaliser des modèles donnant quelques centaines de watts en régime continu, quelques kilowatts en crête (rendement 30 à 40 %) ; trois spécimens sont portés au tableau ci-joint. Les bases du progrès sont : l'interposition d'une ou plusieurs cavités intermédiaires, faisant fonctionner le tube comme s'il était formé de plusieurs en cascade ; — et le retour à l'emploi d'un champ magnétique, cette fois axial et qui se borne à maintenir la concentration du faisceau.

Enfin, tout dernièrement, les chercheurs de la Stanford University ont signalé ⁽¹⁾ avoir réalisé un klystron expérimental capable de donner, en impulsions sur l'onde 10,5 cm, la puissance imprévue de 57 mégawatts, battant donc de loin les meilleurs magnétrons connus (voir dernière ligne du tableau). Il est clair qu'une pareille performance ouvre des horizons nouveaux à l'avenir des klystrons de grande puissance.

TUBES A ONDES PROGRESSIVES ET REGRESSIVES

4.83. — Nous avons mentionné ci-dessus que l'on avait pu améliorer le rendement et la puissance du magnétron et du klystron, en intercalant sur le trajet du faisceau une ou plusieurs cavités intermédiaires, qui sont excitées par le faisceau et contribuent à le moduler, comme si l'on avait plusieurs tubes en cascade. Mais il est évident que l'on est très limité quant au nombre de ces cavités, tant qu'il faut les accorder individuellement. D'où l'idée de les remplacer par une structure *périodique*, assurant l'interaction entre l'onde et le faisceau, avec la phase voulue, sans requérir un accord à chaque fois.

Lignes à retard.

4.831. — On peut, à cet effet, imaginer facilement divers dispositifs le long desquels on peut régler à volonté la vitesse de propagation (c'est-à-dire la phase) des ondes ; le plus connu est la « ligne à retard » (fig. 132 a) formée d'inductances L en série et de capacités C en shunt ; si une série de grilles $g_1, g_2, g_3...$ reliées aux cellules successives d'une telle ligne, est intercalée sur le trajet du faisceau électronique, on peut obtenir que la vitesse apparente de l'onde entre les grilles, v_L , soit réduite au même ordre de grandeur que la vitesse v_f du faisceau électronique traversant les grilles. En hyperfréquences, on remplacera naturellement cette ligne « à constantes localisées L, C » par une « à constantes réparties »,

(1) Chodorof, etc., Proc. Inst. Rad. Eng., août 1953, p. 999-1003, novembre 1953, p. 1584-1602.

c'est-à-dire par exemple une *hélixe* (fig. 132 b), un *guide coudé* en forme de grecque (fig. 132 c), ou un dispositif en épingle à cheveux, double peigne, etc..., jouant un rôle analogue ; la vitesse des ondes

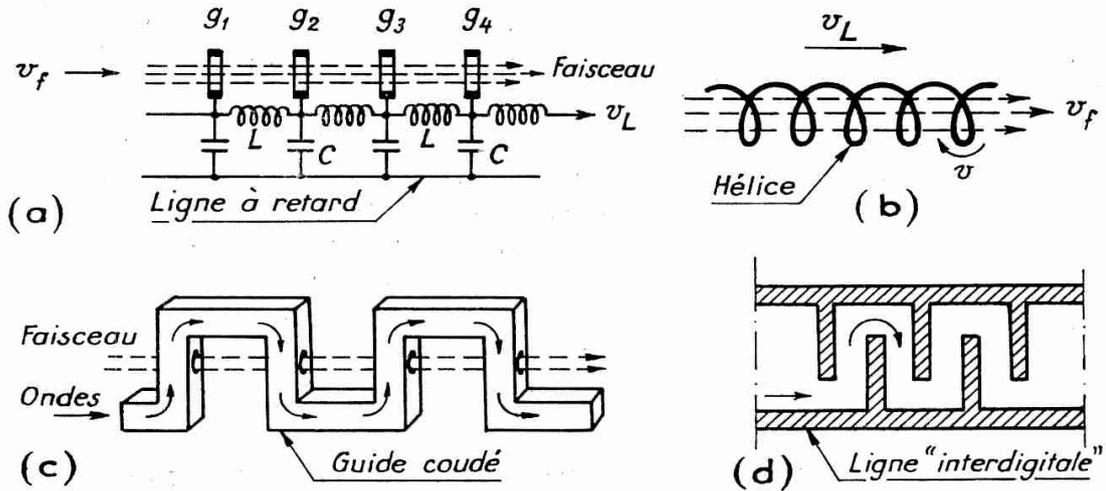


Fig. 132. — Lignes à retard.

le long de ce conducteur étant v (généralement peu inférieure à celle de la lumière), on s'arrangera pour qu'entre deux interactions avec le faisceau, la longueur du trajet des ondes soit multipliée par le rapport v/v_f (1) ; la vitesse apparente des ondes entre deux interactions sera donc ramenée à v_f .

Supposons (fig. 133) que, grâce à l'un de ces dispositifs, alimenté à une extrémité par une onde à pulsation ω , on produise, sur une série d'électrodes alignées, espacées régulièrement de p , un champ \mathcal{E} dont le déphasage varie régulièrement de φ d'une électrode à l'autre, c'est-à-dire qu'à tout instant :

$$\mathcal{E}(z + p) = \mathcal{E}(z) \times e^{-j\varphi}$$

Ce déphasage atteindra 2π après le parcours $\lambda = \frac{2\pi}{\varphi} \times p$ correspondant à la « vitesse de phase » apparente :

$$(1) \quad v_p = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{\varphi} p.$$

Mais comme le déphasage φ , donc cette vitesse, sont en général fonctions de ω (la ligne est dispersive), la vitesse de groupe, c'est-à-dire de transport de l'énergie, sera inférieure à v_p ; on sait qu'elle est donnée par :

(1) Par exemple avec une hélixe, le rapport de la longueur de la spire l au pas p sera près égal à $\frac{v}{v_f}$

$$(2) \quad v_g = \frac{d\omega}{d\left(\frac{\omega}{v_p}\right)} = p \cdot \frac{d\omega}{d\varphi}.$$

En général, on s'efforce d'utiliser les lignes à retard dans l'intervalle où elles sont *peu* dispersives ; le retard est donc constant, c'est-à-dire le déphasage $\varphi \approx \tau \cdot \omega$; alors v_g diffère peu de v_p . Cela paraît intéressant pour travailler dans une gamme étendue de fréquences.

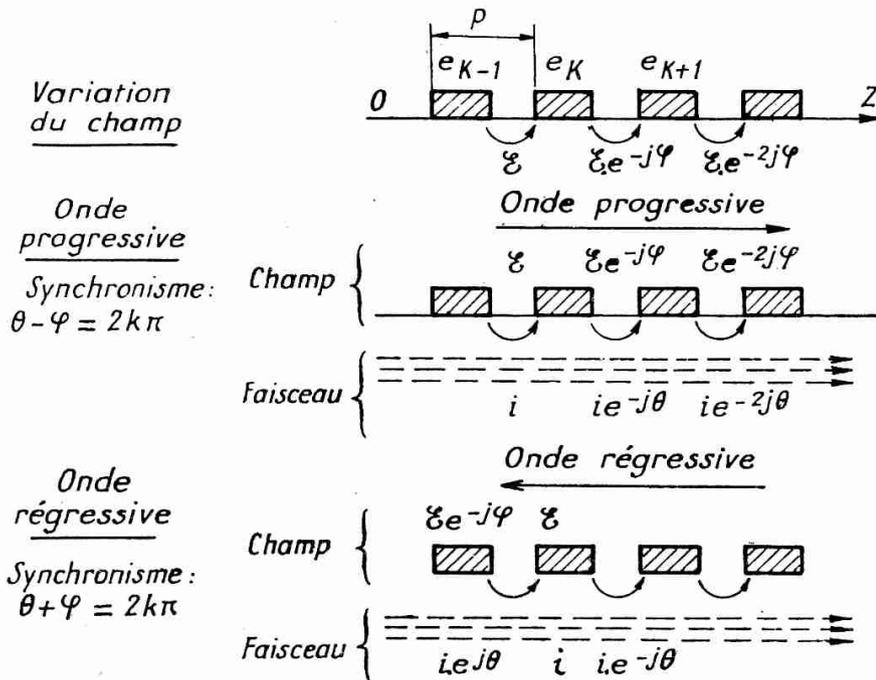


Fig. 133. — Principe des tubes à ondes progressives ou régressives.

Mais il existe des lignes qui sont, au contraire, très fortement dispersives. En particulier, dans le modèle « interdigital » il existe un intervalle où φ varie comme ω^3 (1) ; alors non seulement v_g diffère beaucoup de v_p , mais elle peut être de sens contraire ($\frac{d\omega}{d\varphi}$ étant négatif).

Tube à ondes progressives.

4.832. — Ceci posé, imaginons qu'un faisceau d'électrons modulé à la pulsation ω défile avec une vitesse v_F devant les électrodes ;

(1) Le constructeur donne la courbe $\frac{c}{v_p}$ qui croît comme λ^2 ; c'est-à-dire que V_p est proportionnel à ω^2 , donc $\varphi = \frac{\omega}{v_p} p$ est proportionnel à ω^3 (Notice CSF sur Carcinotron O).

chaque paquet d'électrons, au passage d'une électrode e_K , y induit une perturbation qui se propage sur la ligne dans les deux sens. Elle arrive donc sur les électrodes voisines avec le déphasage φ . Pendant ce temps le faisceau a continué son chemin et passe devant l'électrode $e_{(K+1)}$ avec le déphasage :

$$(3) \quad \theta = \frac{2\pi}{\lambda f} p = \frac{\omega}{V_f} p.$$

Le déphasage relatif entre le champ et le faisceau, est donc :

$$(4) \quad (\theta - \varphi) = \omega p \left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_p} \right).$$

S'il est nul (ou multiple de 2π) — condition de *synchronisme*, le paquet d'électrons atteint l'électrode $e_{(K+1)}$ en phase avec la perturbation qu'il a lui-même provoquée en passant devant l'électrode e_K ; la nouvelle perturbation qu'il produit double donc la précédente. Si, chaque fois, le faisceau cède au champ un peu d'énergie, l'effet croît avec le nombre des électrodes et devient notable. L'énergie se trouve donc transmise dans le sens du faisceau.

Naturellement, la perturbation propagée en sens contraire atteint l'électrode $e_{(K-1)}$ avec le déphasage φ , mais à cet instant le déphasage de faisceau est $-\theta$; le déphasage relatif est donc $(-\theta - \varphi)$ qui n'est pas nul ; les effets ne s'additionnent pas exactement et, au bout d'un certain parcours, se contrarient ; l'onde « régressive » n'est donc pas amplifiée.

On arrive ainsi au tube « à ondes progressives », dont la forme la plus courante est donnée par la fig. 134 :

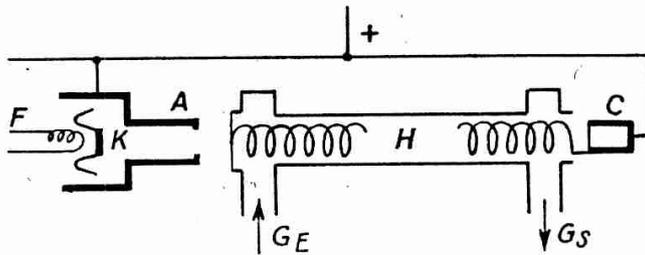


Fig. 134
Schéma de tube à ondes progressives.

la cathode K, accéléré par l'anode A, passe dans la « ligne à retard » en hélice H ; à l'entrée de cette ligne, un guide G_E introduit l'énergie à amplifier ; à la sortie, un second guide G_S recueille cette énergie amplifiée. En fait, la construction est compliquée par la nécessité d'ajouter un amortissement nécessaire à

la stabilité, et par différentes conditions pour réduire le bruit de fond.

On a construit de tels tubes avec des gains de 20 à 30 dB, des facteurs de bruit pouvant tomber à une dizaine de décibels, et une puissance totale de quelques watts. Leur principal intérêt est de présenter une bande passante beaucoup plus large que les précé-

dents parce que la condition de « synchronisme » entre le faisceau et la ligne, est beaucoup plus floue que l'accord d'une cavité ; par exemple, sous réserve de l'adaptation, cette bande pourra atteindre plusieurs centaines de Mc/s aux environs de 3 000 Mc/s. Dans la variante T.P.O.M. (fig. 135), le faisceau se déplace non plus à l'intérieur d'une hélice, mais entre la « ligne à retard » et une plaque (« sole ») à potentiel négatif ; dans cet espace, les trajectoires sont courbées, comme dans un champ magnétique, par le flux d'un aimant (perpendiculaire au plan du papier) ; le tout peut être disposé circulairement.

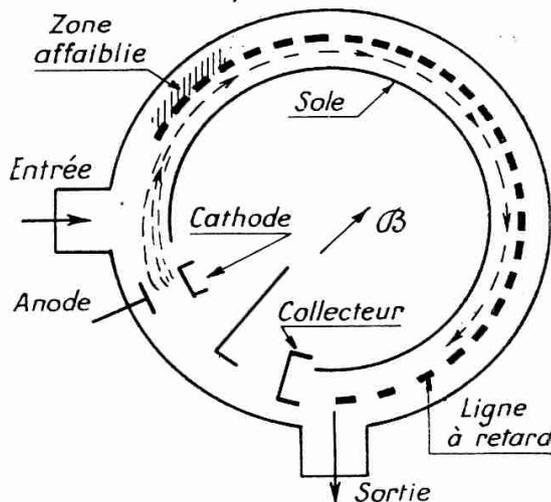


Fig. 135. — Schéma de T.P.O.M. circulaire.

Tubes à ondes régressives.

4.833. — Le principe est le même, sauf que c'est l'onde régressive que l'on amplifie, et donc l'énergie se propage en sens inverse du faisceau : on la recueille du côté de la cathode (*entrée*).

Ceci exige :

1) que la condition de synchronisme soit satisfaite pour l'onde régressive, c'est-à-dire :

$$\theta = -\varphi \pm 2k\pi$$

ce qui est possible, en tenant compte que φ n'est déterminé qu'à $\pm 2k\pi$ près ⁽¹⁾ ; si par exemple on dimensionne la ligne pour que le déphasage φ soit égal à $(2\pi - \theta)$, on a bien $\theta + \varphi = 2\pi$.

2) que sur la ligne, l'énergie soit transmise en sens inverse de la vitesse de phase : on a vu que c'était possible avec une ligne très dispersive (interdigitale).

Cette marche de l'énergie en sens opposé des électrons a valu à ces tubes le nom caractéristique de « CARCINOTRONS » (du grec *καρκινοσ*, écrevisse, qui nage, paraît-il, à reculons).

(1) Il n'y a rien de troublant à ce que la « vitesse de phase », telle qu'on la définit ici, devienne négative ; elle représente en effet le déphasage entre certains points de la ligne, et ce déphasage peut apparaître de sens contraire à celui qui se produit régulièrement tout le long.

Il n'existe encore que deux types ⁽¹⁾, dans lesquels la réaction interne est suffisante pour qu'ils fonctionnent en auto-oscillateurs (modulés, mais non en impulsions) : l'un « O » à disposition linéaire et sans champ magnétique, de puissance 50 à 600 milli-watts (fig. 136) ; l'autre « M » à disposition circulaire avec champ

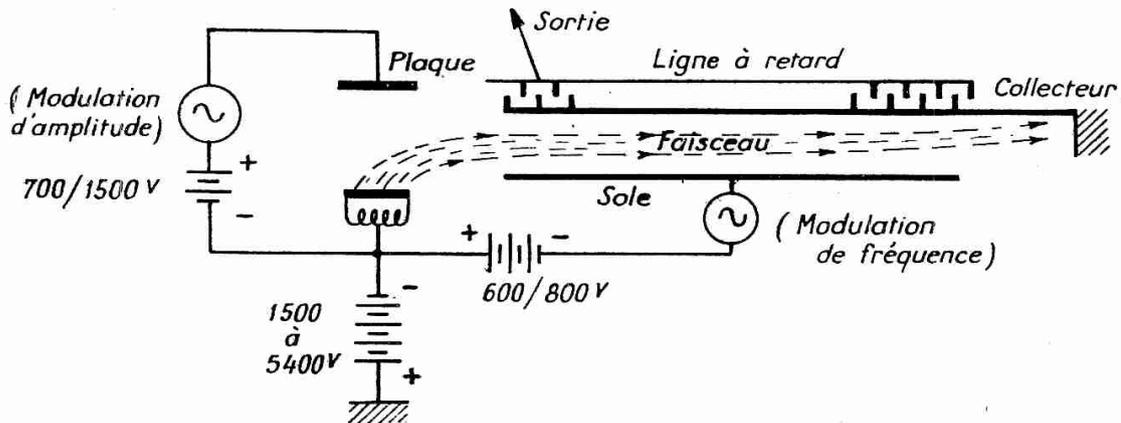


Fig. 136. — Schéma d'un carcinotron.

magnétique (comme un magnétron), de puissance 250 watts environ. Mais ils semblent assurés d'un brillant avenir, car ils présentent les avantages suivants :

— gamme d'accord encore plus étendue que les T.O.P. directs — presque une octave, par exemple 2 400 — 4 700 Mc/s (pour le C.O.119).

— grande facilité de modulation, soit en amplitude (par variation de la tension d'anode), soit en fréquence (par variation de la tension négative sur la « sole »),

— indépendance vis-à-vis de l'impédance de charge, parce que la ligne à retard se termine, du côté « collecteur » (opposé à la cathode) par une zone absorbante qui étouffe les composantes « réfléchies » par l'impédance de charge ; pas de modes parasites, pas de « sauts de fréquence », « pulling » (« entraînement ») très faible,

— rendement satisfaisant (35 à 45 % dans la bande des 10 cm).

Le problème continue d'ailleurs à faire l'objet de recherches très actives partout, et d'autres modèles de tubes pour hyperfréquences surgiront très probablement dans l'avenir ⁽²⁾.

(1) D'après catalogue C.S.F. 1956.

(2) Bibliographie (voir page suivante).

Pour l'état de la question des tubes hyperfréquences en 1945/46, voir les ouvrages de la collection M. I. T., et notamment :

Généralités :

- RIDENOUR, *Radar Systems Engineering*.
 COLLINS, *Microwave Magnetrons* ;
 HAMILTON, etc., *Klystrons and Microwave triodes*.

Pour les travaux récents, dans une littérature innombrable, nous nous bornons à conseiller quelques articles et ouvrages d'ensemble :

Généralités :

- WARNECKE, GUENARD, Tubes à modulation de vitesse, GAUTHIER-VILLARS 1951.
 WARNECKE, GUENARD, Recent work on new types of valves for the highest radio frequencies, Pr. Inst. El. Eng. III, novembre 53, 351/362.
 PIERCE, Some recent advances in microwave Tubes, Pr. Inst. Rad. Eng., décembre 1954, 1735/1747.

Magnétrons :

- GOUDET, *Technique du magnétron*, Onde Electr., février 1946, p. 49/59.

Klystrons :

- MC NALLY, SHEPHERD, *Oscillateurs pour radars (P.I.R.E.)*, décembre 1947, 1424/1435.
 CHANTEREAU, etc., *Klystron reflex 3 cm*, Revue Techn. C.F.T.H., nov. 1950, 47/57.

Klystrons de puissance :

- GUENARD, *Annales Radio-El.*, avril 1951, 109/113.
 LEARNED, etc., Pr. Inst. Rad. Eng., avril 1952, 465/469.
 PREIST, etc., Pr. Inst. Rad. Eng., janvier 1953, 20/25.
 CHODOROV, etc., Pr. Int. Rad. Eng., novembre 1953, 1584/1602.

Tubes à ondes progressives et régressives :

- BLANC-LAPIERRE, etc., *Onde El.*, mai 1947, 194/202.
 GOUDET, *Onde El.*, janvier 1950, 8/12.
 GOUDET, etc., *Annales Télécomm.*, avril 1952.
 KOMPENER, Pr. Inst. Rad. Eng., novembre 1953, 1602/1611.
 WARNECKE, GUENARD, *Onde El.*, avril 1954, 323/337.
 HEFFNER, Pr. Inst. Rad. Eng., juin 1954, 930/937.
 HEFFNER, *Telonde*, 1955, N° 1, p. 3/18.

INDEX ALPHABÉTIQUE

- A (classe, régime), paragraphe 4.431, page 77.
A' ou AB, par. 4.434, p. 83.
Acorn (tube), par. 4.123.3, p. 41.
Alimentation (d'un récepteur), par. 4.635, p. 224.
Amplification (coeff. d'), par. 4.121, p. 26.
APPLEGATE (diagramme d'), par. 4.82, p. 267.
A. T. R. (tube), par. 4.211, p. 57 et par. 4.74, p. 250.
- B (classe, régime); par. 4.435, p. 94.
Basculante (caractéristique), par. 4.133, p. 52.
Basculateur, par. 4.54, p. 180 et par. 4.552, p. 187.
Battements, par. 4.434.5, p. 89.
« Beam », power tube, par. 4.131, p. 46.
BLOCH-BRILLOUIN, par. 4.01, p. 12.
Bloquage (blocking) (oscillateur de), par. 4.543, p. 183.
BRILLOUIN (zones de), par. 4.01, p. 12.
Bruit de fond des tubes et transistors, par. 4.47, p. 166.
- C (classe, régime), par. 4.435, p. 94.
Capacités internes (parasites) : triodes, par. 4.122, pp. 33 et 40, et par. 4.431, p. 80 ; pentodes, par. 4.131, p. 45 ; transistors, par. 4.454, p. 155.
Caractéristiques de lampes : pp. 23, 28, 49, 50, 51 ; de thyatron, p. 59 ; de diodes à cristal, p. 64 ; de transistor, pp. 68 et 150.
Carcinotron, par. 4.833, p. 275.
Cathodes chaudes, par. 4.03, p. 15 ; froides, par. 4.21, p. 57.
Changement de fréquence, par. 4.73, p. 245.
Chauffage des tubes, par. 4.03, p. 14 ; par. 4.031, p. 17 ; par. 4.032, p. 18.
CK 515 (tube), par. 4.121, p. 30.
CK 527 (tube), par. 4.132, p. 47.
Classes A, A', B, C, par. 4.42, p. 74.
Conducteur (milieu), par. 4.022, p. 12.
Continu (amplif. à courant), par. 4.457, p. 161.
Conversion (gain de), par. 4.73, p. 248.
Courbure des caractéristiques : par. 4.434, p. 84 ; correction, par. 4.434.8, p. 92.
Courtes (tubes pour ondes très) : par. 4.8, p. 259 et par. 4.123.3, p. 39.
Cristaux (détecteurs à) : par. 4.32, p. 63.
- Déformation (voir Distorsion).
Démultiplication de fréquence, par. 4.72, p. 244.

- Dérivation*, par. 4.75, p. 255.
Détection (de signaux H. F.), par. 4.626, p. 212.
Diodes : à vide, par. 4.11, pp. 22 et 24 ; à gaz, par. 4.21, p. 56 ; à cristal, par. 4.32, p. 63.
Dissipation sur la plaque, par. 4.123.2, p. 35.
Distorsion, par. 4.434, p. 83 ; étude graphique, par. 4.436.2, p. 119.
Division de fréquence (voir démultiplication).
Doublage de fréquence, par. 4.711, p. 237.
DUSHMAN, par. 4.03, p. 15.
Dynatron, par. 4.52, p. 174.
- EAB 2*, *EB 4*, par. 4.14, p. 54 ; par. 4.12, p. 24.
EABC 80, *EBC 3*, *EBF 2*, *EBF 80*, *EBL 1*, par. 4.14, p. 54.
ECF 1, *ECH 3*, *ECH 41*, *ECH 81*, par. 4.14, p. 54.
Echauffement (limite d'), par. 4.435.5, p. 113.
EF 6, *EF 9*, par. 4.121, p. 30 et par. 4.132, p. 47.
EF 42, par. 4.132, p. 47.
EL 2, par. 4.132, pp. 47 et 48.
EL 3 N, par. 4.121, p. 28 et par. 4.445, p. 140.
EL 38, *EL 41*, par. 4.132, p. 47.
Emission Electronique, par. 4.03, p. 14.
Emission secondaire, par. 4.03, p. 14.
Entraînement (pulling) d'un magnétron, par. 4.81, p. 274.
Entretien d'oscillations, par. 4.5, p. 170.
Excitation de grille (triodes), par. 4.435.3, p. 103 ; (pentodes), par. 4.444, p. 136.
EY 51, *EZ 2* (tubes), par. 4.12, p. 24.
EZ 4, par. 4.12, p. 24 et par. 4.635, p. 224.
EZ 80, par. 4.12, p. 24.
- Faisceaux dirigés* (tube à), par. 4.131, p. 46.
 « *Fieldistors* », par. 4.34, p. 71.
Filtrage du courant redressé, par. 4.636, p. 225.
 « *Flip-flop* », par. 4.541, p. 181.
DE FOREST, par. 4.12, p. 25.
- Germanium* (semi-conducteurs au), par. 4.023, p. 14 et par. 4.32, p. 65.
Gland (tubes), par. 4.123.3, p. 41.
Graphique (étude — des tubes), par. 4.436, p. 117.
Graphite (plaques en), par. 4.123.2, p. 36.
Grilles (polarisation) : par. 4.627, p. 214 ; (limites d'excitation) : par. 4.435.3, p. 103 et par. 4.444, p. 136.
Grille-écran, par. 4.131, p. 44.
- Harmoniques* : par. 4.434, pp. 84 et 86 ; par. 4.436.2, p. 119.
Heptode, *Hexode*, par. 4.14, p. 53.
Hyperfréquences (tubes pour), par. 4.8, p. 259.
- Ignitrons*, par. 4.24, p. 60.
Impédances de charge, par. 4.41, p. 73.
Impédance d'entrée des tubes, par. 4.122, p. 32.
Impulsions : par. 4.435.8, p. 116 et par. 4.437.3, p. 132.

- Indirect* (chauffage), par. 4.031, p. 17.
Intégration par tubes, par. 4.75, p. 255.
Intermodulation, par. 4.434.6, p. 90.
Interrupteur (tube), par. 4.74, p. 249.
Isolant (milieu), par. 4.021, p. 12.
- Jonction* (transistor à), par. 4.33, p. 68.
- Kénotron*, par. 4.11, p. 22.
Klystron, par. 4.82, p. 267.
- Lacunes* (dans les semi-conducteurs), par. 4.023, p. 13.
LANGMUIR (formule de), par. 4.11, p. 22.
Limitations des lampes, par. 4.123, p. 35.
- Magnétrons*, par. 4.81, p. 261.
Mélangeuse (lampe), par. 4.73, p. 245.
Mercure (tubes à vapeur de) : par. 4.21, p. 56 et par. 4.22, p. 59.
Miniature (tubes), par. 4.123.3, p. 41.
Mobilité (des porteurs), par. 4.023, p. 13.
Modulation : régime modulé, par. 4.435.8, p. 116 ; modulateurs de radar, par. 4.74, p. 252 ; modulation de vitesse, par. 4.82, p. 267.
Molybdène (plaques en), par. 4.123.2, p. 36.
Multiplés (lampes), par. 4.14, p. 53.
Multiplification de fréquence, par. 4.71, p. 233.
Multivibrateurs : par. 4.543, p. 182 et par. 4.552, p. 187.
- Nickel* (plaques), par. 4.123.2, p. 36.
- OA 2, OA 3* (tubes régulateurs), p. 58.
OA 50, OA 51 (diodes au germanium), p. 64.
Octode, par. 4.14, p. 54.
Oscillatrice (lampe), par. 4.5, p. 170 ; (transistors), par. 4.551, p. 186.
Oxycuivre (redresseur), p. 64.
Oxydes (cathodes à —), par. 4.03, p. 16.
- P. 500* (pentode), par. 4.132, p. 47.
P. 1806, par. 4.132, p. 47 et par. 4.447, p. 143.
PA. 12/15, par. 4.132, p. 47.
Parasites (capacités), voir Capacités.
Pente des lampes : par. 4.121, p. 29 ; (variable), par. 4.133, p. 49 ; de conversion, par. 4.73, p. 249.
Pentode, par. 4.132, p. 46.
Phanotron, par. 4.21, p. 56.
Phantatron, par. 4.544, p. 185.
Phare (lampe —), par. 4.123.3, p. 42.
Photo-électrique (émission), par. 4.05, p. 19.
Polarisation (automatique de grilles), par. 4.627, p. 214.
Polyphasé (redressement), par. 4.633, p. 220.
Pont (redresseur à —), par. 4.632, p. 217.
Porteurs de charges (semi-conducteurs), par. 4.023, p. 13.
Progressives (tubes à ondes —), par. 4.832, p. 276.
« *Pulling* » (entraînement) d'un magnétron, par. 4.81, p. 264.

- QQE 06/40* (tube) : par. 4.446, p. 141 et par. 4.712.1, p. 140.
R 120 (tube) : p. 28 et par. 4.121, p. 30 ; par. 4.437.1, p. 129.
Réaction, par. 4.53, p. 175.
Redressement par diode à vide, par. 4.6, p. 195 ; à gaz, par. 4.64, p. 228 ;
 par semi-conducteur, par. 4.65, p. 229 ; par triode, pentode, etc.,
 par. 4.66, p. 230 ; à deux alternances, à pont, etc., par. 4.63, p. 216.
Refroidissement (par air ou eau), par. 4.123.2, p. 37.
Régimes A. B. C. (Voir Classes).
Régressives (tubes à ondes —), par. 4.833, p. 275.
Relaxation (oscillations de —), par. 4.543, p. 184 ; par. 4.552, p. 187.
Rendement « interne » et « externe », par. 4.435.7, p. 114.
Réservoir (condensateur), par. 4.62, p. 198.
Résistance de charge, par. 4.41, p. 73 ; interne, par. 4.11, p. 24 ; négative, par. 4.51, p. 170.
Rhumbatron, par. 4.82, p. 269.
 RICHARDSON, par. 4.03, p. 15.
 RIEKE (diagramme de —), par. 4.81, p. 264.
Rimlock (tubes), par. 4.123.3, p. 41.
RL 17 et *RL 260*, par. 4.22, p. 61.
Rocky-Point (effet), par. 4.10, p. 21, p. 36.
Ronflement, par. 4.434.4, p. 89.
- Saturation*, par. 4.11, p. 22 ; par. 4.624, p. 210.
Secondaire (émission), par. 4.04, p. 18.
Sélénium (redresseur au —), p. 64.
Semi-conducteurs, par. 4.023, p. 13 ; 4.21, p. 62.
Silicium, par. 4.023, p. 14.
Sifflements, par. 4.434.5, p. 89.
Souffle des lampes, voir Bruit de fond.
Stabilisation (transistors), par. 4.455, p. 156.
Subminiature (tubes), par. 4.123.3, p. 41.
Sur-excité (régime), par. 4.435.4, p. 112.
Symétrique (Montage), par. 4.434.8, p. 92 ; 4.435.2, p. 102 ; 4.436.3, p. 123 ; 4.713, p. 243.
- Tantale* (plaques), 4.123.2, p. 36.
TC. 1/75 (tube), par. 4.121, p. 30.
Température des semi-conducteurs, par. 4.024, p. 14 ; des tubes, par. 4.123.2, p. 35.
Tétrodes, par. 13, p. 43.
TG 400, par. 4.22, p. 61.
Thoriée (cathode), par. 4.03, p. 16.
Thyratron, par. 4.22, p. 58 et 4.46, p. 166 ; par. 4.56, p. 192.
T. R. (tube), par. 4.211, p. 57 et 4.74, p. 250.
Transistors, par. 4.33, p. 66 ; comme amplificateurs, par. 4.45, p. 145 ;
 comme oscillateurs, par. 4.551, p. 186 et suite.
Transit ou *trajet* (temps de —), lampes, par. 4.122, p. 34 ; par. 4.123.3, p. 40 ; par. 4.8, p. 259 ; transistors, par. 4.454, p. 154.
Triodes à vide, par. 4.12, p. 25 ; à gaz, par. 4.22, p. 58.
Triplage de fréquence, par. 4.711, p. 238.
Trous dans les semi-conducteurs, par. 4.023, p. 13.
- V. 1401*, par. 4.12, p. 24.

Valence (électrons de —), par. 4.01, p. 12.
Valves, voir diodes.
 VAN DER POL, p. 184.
Vapotrons, par. 4.123.2, p. 38.
Variable (pente), par. 4.133, p. 49.
 VH. 1401, par. 4.12, p. 24.
 VH. 550, VH. 8500, par. 4.21, p. 58.
Vide (tubes à —), par. 4.1, p. 21.
 VR. 75, par. 4.21, p. 58.
 VX 30, par. 4.12, p. 24.
 VX. 550 A, VX 7400, par. 4.21, p. 58.

Tubes repérés par numéros

1 A 3, par. 4.12, p. 24.
 1 C 5, par. 4.132, p. 47.
 1 E 4, 1 E 5, par. 4.121, p. 30.
 1 L 4, par. 4.132, p. 47.
 2 C 43, par. 4.121, p. 30.
 par. 4.123.3, p. 42.
 2 D 21, par. 4.22, p. 61.
 3 A 4, par. 4.132, p. 47.
 3 B 28, par. 4.21, p. 58.
 4 C 35, 5 C 22, par. 4.22, p. 6U.
 6 AC 7, 6 AG 7, par. 4.132, p. 47.
 6 AL 5 par. 4.12, p. 24.
 6 AM 6 par. 4.133, p. 51.
 6 AU 6 par. 4.132, p. 47.
 6 BA 6 par. 4.133, p. 51.
 6 E 8 par. 4.14, p. 54.
 6 F 5 par. 4.121, p. 30.
 6 F 7 par. 4.14, p. 54.
 6 H 6 par. 4.12, p. 24.
 6 H 8 par. 4.14, p. 54.
 6 J 4, 6 J 5, 6 J 6, par. 4.121, p. 30 et 4.14, p. 54.
 6 L 6, par. 4.132, p. 47.
 6 Q 7, par. 4.121, p. 30 et 4.14, p. 54.
 12 AT 7, 12 AU 7, 12 AX 7, par. 4.14, p. 54.
 19 par. 4.14, p. 54.
 25 Z 5, par. 4.12, p. 24.
 756 par. 4.121, p. 30.
 814 par. 4.132, p. 47.
 834 4.121, p. 30.
 836 4.12, p. 24.
 860 4.132, p. 47.
 866 4.21, p. 58.
 954 4.132, p. 47.
 955 4.121, p. 30.
 959 4.132, p. 47.
 1852 par. 4.132, p. 47.
 1856 par. 4.132, p. 49.
 4.437.2, p. 131.
 1875 par. 4.12, p. 24.
 2051 par. 4.123.2, p. 37.

3067	4.121, p. 30.
3077	4.21, p. 58.
3803	4.21, p. 58.
5545	4.22, p. 61.
5558	4.21, p. 58.
5831	4.121, p. 30.
13201	par. 4.21, p. 58.

Semi-conducteurs

par. 4.32, p. 66, 67, 68.

1 N	21.
	21 B.
	23.
	26.
	34.
	54, 55, 56.
	60.
	151.
	158.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

GENERALITES SUR L'ELECTRONIQUE

4.01	Qu'est-ce que l'Electronique ?	9
4.02	Principes de l'Electronique	11
4.03	L'émission thermionique	14
4.04	Emission secondaire	18
4.05	Emission photo-électrique	19

CHAPITRE PREMIER

TUBES A VIDE

4.10	Tubes à vide	21
4.11	Diodes à vide (« kénotrons »)	22
4.12	Les triodes à vide	24
4.13	Tétrapodes et pentodes	43
4.14	Lampes multiples. — Hexodes, heptodes, octodes, multigrilles.	53

CHAPITRE II

LES TUBES A VAPEUR OU A GAZ

4.21	Diodes à vapeur et à gaz (« phanotrons »)	56
4.22	Triodes à gaz (« thyratrons »)	58
4.23	Tétrapodes à gaz	60
4.24	Ignitrons	60

CHAPITRE III

LES SEMI-CONDUCTEURS — DIODES ET TRANSISTORS

4.31	Réalisation de dispositifs électroniques avec des semi-conducteurs. — Rôle des impuretés	62
------	--	----

4.32	Rôle des jonctions. Diodes à cristal	63
4.33	Principe du « transistor »	66
4.34	Perfectionnements des transistors	70

CHAPITRE IV

L'AMPLIFICATION

4.4	La fonction amplificatrice	72
4.41	Formes de l'impédance de charge	73
4.42	Divers régimes (ou « classes ») de fonctionnement	74
4.43	Amplification par triode à vide	77
4.44	Tétrodes et pentodes amplificatrices	134
4.45	Le transistor amplificateur	145
4.46	Emploi des thyratrons comme amplificateurs	166
4.47	Le « bruit de fond » des amplificateurs	166

CHAPITRE V

LA FONCTION OSCILLATRICE

4.51	Principe de la « résistance négative »	170
4.52	Réalisation directe d'une résistance négative par émission secondaire ou grille d'arrêt d'une pentode	174
4.53	Réalisation de résistance négative par réaction dans un amplificateur	175
4.54	Réalisation de basculeurs. Oscillations « de relaxation ».	180
4.55	Oscillateurs à transistors	186
4.56	Oscillateurs à thyratrons	192

CHAPITRE VI

LE REDRESSEMENT
EMPLOI DES TUBES COMME REDRESSEURS

4.61	Redressement par diode à vide. Principe	195
4.62	Diode avec « condensateur-réservoir »	198
4.63	Groupement de diodes	216
4.64	Redressement par diodes à gaz	228
4.65	Redressement par semi-conducteurs	229
4.66	Redressement par triodes, pentodes, thyratrons, etc	230

CHAPITRE VII

MULTIPLICATION, DEMULTIPLICATION
ET CHANGEMENT DE FREQUENCE — FONCTIONS DIVERSES

4.71	Multiplication de fréquence	233
------	-----------------------------------	-----

Paragraphes	Pages
4.72 Division ou démultiplication de la fréquence	244
4.73 Changement de fréquence, addition, soustraction	245
4.74 Interruptions, limitations, etc.	249
4.75 Opérations mathématiques. Dérivation, intégration	253

CHAPITRE VIII

TUBES SPECIAUX POUR HYPERFREQUENCES

4.81 Magnétron	261
4.82 « Klystrons »	267
4.83 Tubes à ondes progressives et régressives	271
INDEX ALPHABÉTIQUE	279

ÉDITIONS EYROLLES

BLANC-LAPIERRE, GOUDET et LAPOSTOLLE.

Électronique générale, 396 pages (1953).

BRÉANT. — **Cours de mesures électriques**. Tome I, 356 pages (1956).

DAVID et RIGAL. — **Cours de Radioélectricité générale**.

Tome I. — **Généralités. Rayonnement, Antennes**, 352 pages (1952).

Tome II. — **Lampes amplificatrices et transistors**, 288 pages (1957).

Tome III. — *Livre I. L'émission*, 204 pages (1957).

Livre II. La réception, 504 pages (1956).

Tome IV. — **Propagation des ondes**, 224 pages (1955).

FAUGERAS. — **Appareils et installations télégraphiques**, 364 pages (1955).

GOUDET. — **Les Semi-Conducteurs**, 440 pages (1957).

Électronique industrielle, 636 pages (1957).

JOLY. — **Cours de Commutation téléphonique**, 484 pages (1956).

LANGLOIS. — **Appareillage des machines et des réseaux**.

Tome I. — **Généralités. Appareils haute tension**, 264 pages (1953).

Tome II. — **Appareils basse tension pour les machines**, 288 pages (1953).

PRACHE, JANNÈS, TROUBLÉ et CLAVAUD. — **Cours de lignes à grande distance** (transmission, diaphonie, construction et entretien) 442 pages (1954).

SIMON et CROZE. — **Cours de transmission téléphonique**, 416 pages (1956).

ÉDITIONS EYROLLES