

# ÉTUDE DE VARIATEURS ÉLECTRONIQUES DE RÉACTANCE

Les variateurs électroniques de réactance, appelés aussi tubes à glissement, qui étaient, à l'origine, employés sous une forme rudimentaire dans les « wobulateurs » pour l'étude des circuits résonnants des récepteurs, ont pris une importance toute particulière avec le développement de la modulation de fréquence.

La plupart des émetteurs-récepteurs F.M. des armées alliées utilisaient ce système pour produire l'excursion de fréquence.

Aussi sommes-nous heureux de présenter à nos lecteurs l'étude de W. Mazel, ingénieur des services de recherches d'une des plus importantes entreprises françaises et spécialiste de cette question.

Il a, dans ses travaux, apporté d'élégantes solutions à différents problèmes de ce domaine. Il en expose quelques-unes ici, que l'on appréciera sûrement.

## Nouveaux montages

La nécessité d'employer des tubes à glissement à des nouvelles utilisations où les montages classiques ne satisfaisaient pas, nous a conduit à étudier d'autres circuits.

Rappelons d'abord les principes des montages classiques. La figure 1 a et b représente les deux circuits fondamentaux de lampes à réactance variable. Leur fonctionnement est basé sur le fait qu'une fraction de la tension oscillante  $E$  développée aux bornes du C.O. du pilote, est rapportée avec un déphasage presque égal à  $\pm 90^\circ$ , sur la grille d'une penthode H.F., dont l'espace anode-cathode shunte le circuit oscillant.

Le courant plaque H.F. traversant la penthode est en phase avec la tension grille, il est donc déphasé également de presque  $\pm 90^\circ$  par rapport à  $E$ . Il en résulte que l'espace anode-cathode de la lampe se présente comme une impédance capacitive ou inductive qui modifie en conséquence la self-induction ou la capacité d'accord propres du C.O. aux bornes duquel elle se trouve.

Il nous a fallu chercher un autre principe de fonctionnement permettant d'ob-

tenir une réactance apparente variable, sans être obligé de reporter sur la grille de la lampe de glissement une fraction déphasée de la tension oscillante totale.

Nous allons exposer ici quelques idées personnelles qui ont d'ailleurs donné naissance à une réalisation industrielle française.

## Principe fondamental

Le circuit de base utilisé n'a rien de spécial et c'est uniquement le choix des valeurs qui permet d'obtenir des résultats intéressants.

Exposons d'abord le principe fondamental qui servira de point de départ à notre étude.

Considérons l'ensemble résistance-capacité en série de la figure 2. L'impédance  $Z_s$  de cet ensemble est :

$$Z_s = P - \frac{j}{K\omega} = \frac{PK\omega - j}{K\omega};$$

son admittance  $A_s$  est :

$$A_s = \frac{1}{Z_s} = \frac{K\omega}{PK\omega - j} = \frac{PK^2\omega^2}{1 + PK^2\omega^2} + \frac{jK\omega}{1 + PK^2\omega^2}$$

D'autre part l'ensemble R-C en parallèle de la figure 3, aura une admittance :

$$A_p = \frac{1}{R} + jC\omega$$

En égalant respectivement les parties réelles et les parties imaginaires de  $A_s$  et de  $A_p$ , on peut exprimer R et C en fonction de K et de P.

$$R = P + \frac{1}{PK^2\omega^2} \quad (1)$$

$$C = \frac{K}{1 + PK^2\omega^2} \quad (2)$$

L'ensemble parallèle R-C, défini ainsi, équivaut à l'ensemble série K-P ; R est donc la résistance parallèle équivalente à l'ensemble série K-P et C est la capacité parallèle équivalente au même ensemble.

Admettons maintenant que P soit variable et étudions les variations de C et de R en fonction de P. La loi de variation de C est donnée par la courbe en trait plein (pour  $\gamma = 0$ ) de la fig. 5. C'est en quelque sorte une courbe universelle avec K en paramètre.

P étant exprimé en fonction de l'impédance  $1/(K\omega)$  de K, la capacité parallèle équivalente C s'exprime en fractions de K. Nous voyons — et le calcul le démontre — que cette courbe présente un point d'inflexion pour :

$$P = P_0 = \frac{1}{K\omega} \quad (3)$$

avec  $C = K/2$ . La pente de cette courbe reste d'ailleurs pratiquement la même dans une très large zone, à gauche du point d'inflexion, et diminue (en valeur absolue) d'une façon plus rapide, à droite de ce point. En dérivant l'expression 2 par rapport à P, on obtient pour le point d'inflexion.

$$dC = -\frac{K}{2} \frac{dP}{P_0} \quad (4)$$

La formule 4 montre que pour que dC soit grand,  $P_0$  doit être le plus petit possible. Ainsi — selon 3 — K devient élevé et dC croît avec  $K/P_0$ .

Si nous étudions maintenant l'allure des variations de R en fonction de P, nous constatons que R passe par un minimum pour  $P = 1/(K\omega)$ , tel que

$$R_{\min} = \frac{2}{K\omega} = 2 P_0$$

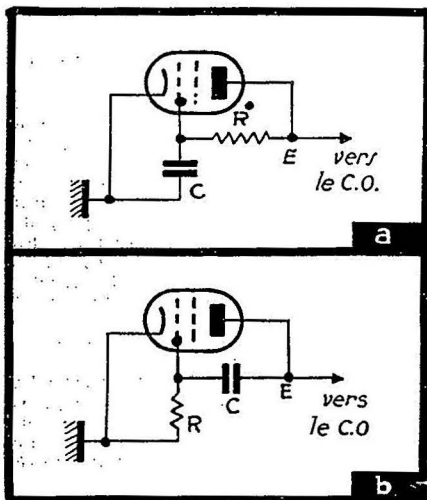


Fig. 1. — Montage inductif (a) et capacité (b).

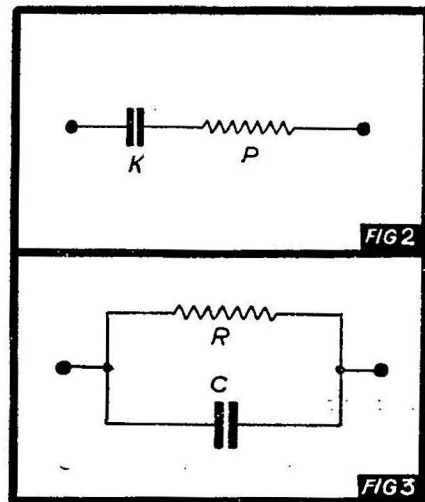


Fig. 2 et 3. — P, K, R et C.

La courbe en trait plein (pour  $\gamma = 0$ ) de la figure 6, nous renseigne sur l'allure des variations  $\Delta R$  de  $R$  à partir de sa valeur minimum  $R_{\min}$  ( $\Delta R$  est exprimé en multiples de l'impédance  $1/(K\omega)$  de  $K$ ). Nous constatons ici que la pente de la courbe varie beaucoup plus vite à gauche qu'à droite du minimum.

### Introduction d'un tube

Remplaçons maintenant dans la figure 2 la résistance ohmique  $P$  par la résistance interne de l'espace anode-cathode d'une triode.

En branchant alors l'ensemble  $K-P$  aux bornes du C.O. d'un oscillateur et en appliquant une tension B.F. sur la grille de commande de la triode en question, on devrait obtenir — a priori — une lampe de glissement très simple et très efficace.

L'effet de glissement sera déterminé par les variations de  $P$  en fonction des variations de la tension B.F. sur la grille. Si on respectait alors la condition 3, les variations de la résistance parallèle équivalente seraient petites, d'où une réduction de la modulation en amplitude, tandis que les variations de la capacité parallèle équivalente  $C$  de l'ensemble resteraient grandes.

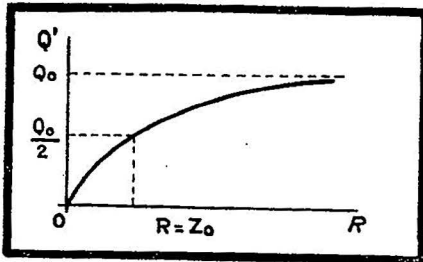


Fig. 4. — Courbe de  $Q'$  en fonction de  $R$ .

Le fait de shunter le C.O. par  $R=2P_0$  réduit son  $Q$ .  $R$  introduit dans le C.O., dont les constantes propres sont  $C_0$ ,  $L_0$  et  $r_0$ , une résistance série supplémentaire :

$$r = \frac{L_0^2 \omega^2}{R}$$

et  $Q$  devient :

$$Q' = \frac{L_0 \omega}{r_0 + r} = \frac{R Q_0}{R + Z_0}$$

$Z_0$  étant l'impédance à la résonance du C.O. proprement dit et  $Q_0$  son coefficient de surintensité. La figure 4 montre l'allure des variations de  $Q'$  en fonction de  $R$ .

Afin de ne pas trop amortir le C.O., ce qui pourrait compromettre la stabilité de la fréquence de l'oscillateur, il ne faudrait pas aboutir à un  $Q'$  sensiblement inférieur à  $Q_0$ . Le même problème d'amortissement se pose d'ailleurs, dans le cas des lampes à réactance variable classiques. Il semble qu'il constitue la principale difficulté pour la recherche du régime optimum d'une lampe de glissement, en général.

### Variation de la fréquence

Pour passer des variations de la capacité d'accord totale d'un C.O. aux variations de la fréquence d'oscillation qui en résultent, considérons la formule de Thomson :

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$

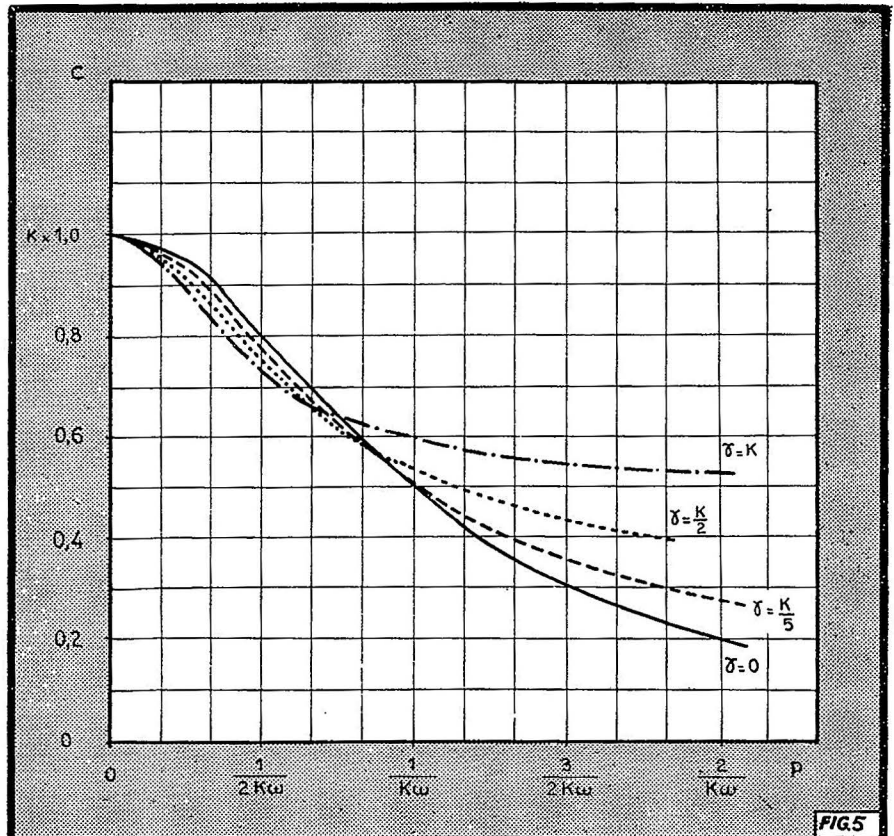


FIG. 5

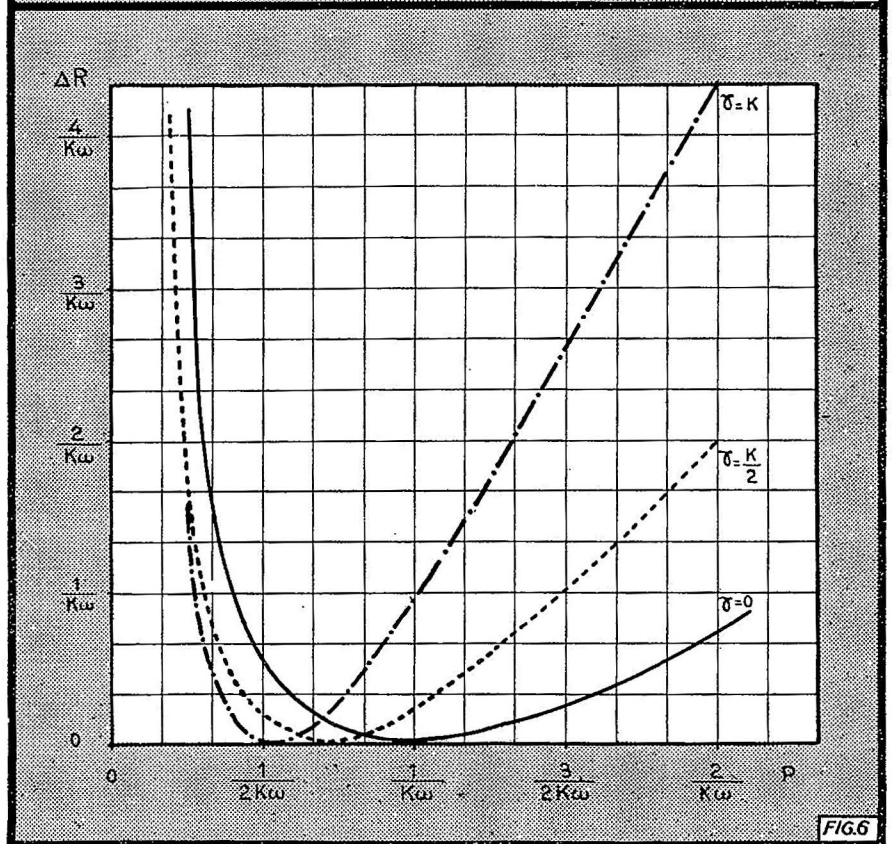


FIG. 6

Fig. 5. — Courbes des variations de  $P$  en fonction de  $C$ .

Fig. 6. — Courbes de  $P$  en fonction de  $R$ . (La valeur de  $R_{\min}$  varie pour chaque courbe.)

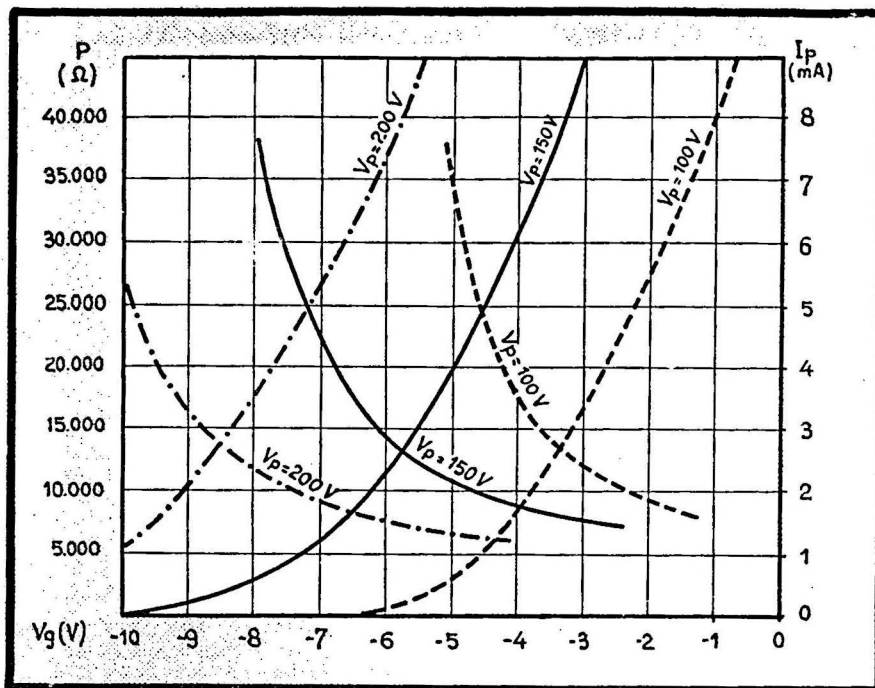


Fig. 7. — Courbes de  $I_p$  et de  $P$ , en fonction de  $V_g$  avec  $V_p$  en paramètre (6J5 R.C.A.).

Si  $C$  varie de  $dC$ , la variation  $df$  de  $f$  sera calculée en partant de la dérivée de  $f$  par rapport à  $C$  :

$$\frac{df}{dC} = -\frac{1}{4\pi C \sqrt{LC}} = -\frac{f}{2C}$$

soit, au signe près :

$$\frac{df}{f} = \frac{dC}{2C} \quad (5)$$

La formule 5 nous renseigne sur l'ordre de grandeur de l'excursion de fréquence absolue et relative obtenue en fonction de la variation de la capacité parallèle apparente.

5 montre également que, pour que la modulation en fréquence soit linéaire, en fonction de la B.F., il faut que les variations de  $C$  soient proportionnelles à la tension B.F.

De ce dernier point de vue, la courbe  $C = f(P)$  ne présente pas de grandes difficultés. Il faut maintenant que les variations de  $P$  soient proportionnelles à celles de  $V_g$ .

Considérons la courbe de  $P$  en fonction de  $V_g$  pour  $V_p = 150$  V d'une 6J5 américaine (fig. 7).

Entre  $V_g = -7$  V à  $-7,5$  V,  $P$  est de l'ordre de 25.000  $\Omega$ .

Pour une petite variation de  $V_g$ , la courbe reste assez linéaire et  $P$  varie fortement.

Si on choisissait comme fréquence de travail  $F_o = 1$  MHz, ce qui est déjà une fréquence assez basse,  $P = 1/(K\omega) = 25.000 \Omega$  donnerait alors un  $K$  de l'ordre de 6,3 à 6,4 pF.

Le fait d'avoir choisi un point de fonctionnement donnant un  $P$  élevé nous a donc conduit à une valeur de  $K$  assez petite. Cette valeur de  $K$  est même inférieure à la capacité de sortie globale  $\gamma$  de la 6J5.

La résistance interne  $P$  de l'espace anode-cathode de la 6J5 est ainsi shuntée par une capacité  $\gamma > K$  telle que

$$P = \frac{1}{K\omega} > \frac{1}{\gamma\omega}$$

$F_o = 10$  MHz, nous amènerait à des résultats tout à fait absurdes, tandis que  $F_o = 100$  kHz nous donnerait  $K = 65$  pF avec  $P$  sensiblement plus grand que  $1/(\gamma\omega)$ .

Dans ce dernier cas, l'examen superficiel des courbes des figures 4 et 6 nous enseigne qu'en tenant compte de l'expression 5 une variation  $\Delta V_g$  de l'ordre de 0,3 V nous conduit déjà à

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{100}$$

pour une capacité d'accord du C.O. :  $C_o = 300$  pF.

Sur des fréquences peu élevées, il y aurait donc moyen d'obtenir des glissements relativement importants.

En mélangeant la tension obtenue avec une oscillation locale stabilisée par quartz et en multipliant la fréquence, on pourrait obtenir à la sortie de l'émetteur la fréquence finale de travail avec l'excursion désirée.

L'amortissement du C.O. donné par la résistance parallèle apparente de la lampe de glissement  $R_{min} = 2P_o = 50.000 \Omega$ , peut paraître difficilement acceptable vu la grande impédance du C.O. oscillant sur 100 kHz.

Nous verrons plus bas que le fait d'avoir une capacité  $\gamma$  non négligeable par rapport à  $K$ , nous conduit à un  $R_{min}$  beaucoup plus important, d'où moindre amortissement.

### Capacité de sortie

Avant de refaire nos calculs en tenant compte de  $\gamma$ , examinons de plus près le problème de la capacité de sortie d'une triode dans le cas de l'utilisation qui nous intéresse ici.

La figure 9 montre la triode avec ses capacités parasites. A priori, étant attaquée par une tension B.F., la grille sera mise à la masse pour la H.F. par une capacité qui la court-circuite ( $C_{g-c}$ ).

La résistance de polarisation comme l'alimentation en H.T. de la pla-

que, doivent être découplées, aussi bien en H.F. qu'en B.F. La réalisation pratique du circuit de glissement peut être exécutée selon la figure 8 ou la figure 10. Ainsi la capacité totale de sortie  $\gamma$  de notre triode serait égale à :

$$\gamma = C_{a-c} + C_{a-g}$$

Ce qui donne pour une 6J5 « Glass » 9 pF.

Il semble que  $\gamma$  pourrait être diminuée, à condition d'isoler la grille de la masse en H.F.

On peut obtenir ce résultat en intercalant par exemple au point A de la figure 8 une bobine d'arrêt H.F. ou une résistance assez élevée. Ainsi  $C_{a-g}$  serait en série avec  $C_{g-c}$ .

Le tableau I indique les capacités parasites de quelques triodes dont  $C_{a-c}$  ne dépasse pas 10 pF, nous montre que vu le fait que pour une 6J5  $C_{g-c} = C_{a-g} = 4$  pF, la capacité parasite résultante en paral-

Triode	$C_{a-c}$ (pF)	$C_{a-g}$ (pF)	$C_{g-c}$ (pF)
75	2,5	2,8	3,5
76	2,5	2,8	3,5
6J5	5	4	4,2
6Q7	5	1,5	5,5
6FS5	3,6	2,4	4
955	0,6	1,4	1

TABLEAU I

lèle sur  $C_{a-c}$  serait alors de l'ordre de 2 pF au lieu de  $C_{a-g} = 4$  pF.

Un potentiel H.F. de la grille égal environ à la moitié de la tension totale obtenue sur l'anode fausserait tous nos résultats.

De même, il faudrait tenir compte de l'augmentation de  $C_{g-c}$  (effet Miller).

Rejetons pour le moment la possibilité d'isoler la grille pour la H.F. et mettons-

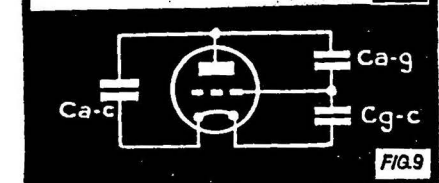
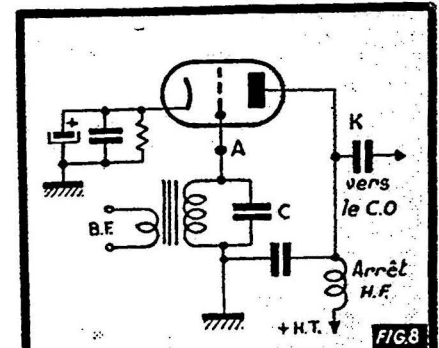


Fig. 8. — Schéma de variateur.  
Fig. 9. — Capacités internes.

la plutôt à la masse par un condensateur C shuntant la sortie de la B.F.

Dans le cas de l'alimentation parallèle de la figure 8, la capacité répartie de la bobine augmente  $\gamma$ . La figure 8 montre un moyen d'éviter cet inconvénient en alimentant la lampe de glissement en série à partir du C.O. de l'oscillateur ; alors, la capacité répartie de la bobine serait comprise dans la valeur totale K.

### Linéarité

Revenons maintenant à notre calcul de base de C et de R en fonction de K et de P, en tenant compte, cette fois-ci, de  $\gamma$  qui shunte P. Cela nous conduit au schéma de la figure 11. Un calcul semblable à celui fait au début de cette

	P.	C	R.
O	$\frac{1}{K\omega}$	0,5 K	$\frac{2}{K\omega}$
K/5	$\frac{5}{6K\omega}$	0,584 K	$\frac{2,4}{K\omega}$
K/2	$\frac{2}{3K\omega}$	0,667 K	$\frac{3}{K\omega}$
K	$\frac{1}{2K\omega}$	0,75 K	$\frac{4}{K\omega}$

TABLEAU II

étude, nous conduit à la capacité et à la résistance parallèles équivalentes de l'ensemble de la figure 10 :

$$C = \frac{K + K\gamma P^2 \omega^2 (K + \gamma)}{P^2 \omega^2 (K + \gamma)^2 + 1}$$

$$R = \frac{1 + P^2 \omega^2 (K + \gamma)^2}{K^2 P \omega^2}$$

La courbe  $C = f(P)$  accuse ici également un point d'inflexion,  $P_0$  étant la valeur de P pour laquelle ce point a lieu ; la courbe de R passe par un minimum pour  $P = P_0$ .

En exprimant  $\gamma$  et  $P_0$  en fonction de K, nous obtenons pour quelques valeurs de  $\gamma$  les résultats groupés dans le tableau II où  $C_0$  et  $R_{min}$  représentent les valeurs de C et de R pour  $P = P_0$ .

Les courbes correspondantes sont représentées sur les figures 5 et 6.

La figure 5 montre qu'à pente maximum presque égale, les courbes de

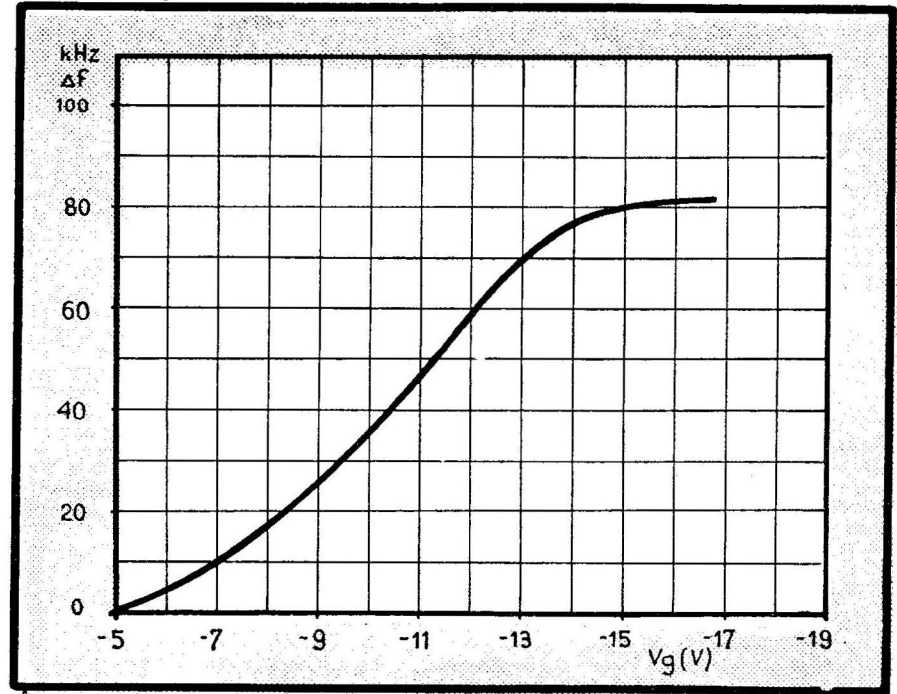


Fig. 12. — Courbe de  $\Delta f$  en fonction de  $V_g$  pour une 6J5 alimentée sous 250 V, avec  $K = \gamma$ .

$C = f(P)$ , pour  $\gamma$  croissant, présentent une partie linéaire de plus en plus réduite. En réalité, si on voulait placer le point de fonctionnement de notre lampe de glissement au point d'inflexion de  $C = f(P)$  pour un  $P_0$  fixe, choisi à l'aide de la courbe  $P = f(V_g)$ , on serait obligé de diminuer K pour  $\gamma$  croissant.

En effet, on vient de voir que pour  $\gamma = 0$ , par exemple,  $P_0 = 1/(K\omega)$  et que, d'autre part, pour  $\gamma = K$ ,  $P_0 = 1/(2K\omega)$ .

Si donc,  $P_0$  est fixe, c'est K qui diminue de moitié dans le deuxième cas. Il s'ensuit que malgré les pentes maximum à peu près équivalentes, des courbes universelles de la figures 4, le fait que K diminue pour  $\gamma$  croissant, réduit l'efficacité de glissement (voir l'expression 4).

$\gamma$  étant connue, le choix de  $P_0$  nous permet de calculer la capacité série K pour le point d'inflexion de  $C = f(P)$ .

En effet 7 donne :

$$R = \frac{1}{K^2 \omega^2 P} + \frac{P}{K^2} (K + \gamma)^2$$

de là :  $\frac{dR}{dP} = -\frac{1}{K^2 \omega^2 P^2} + \frac{(K + \gamma)^2}{K^2}$  en égalant cette dérivée à 0, ce qui donne

le minimum de  $R = f(P)$  avec  $P = P_0$ , on obtient :

$$K = \frac{1}{P_0 \omega} - \gamma \quad (8)$$

Revenons maintenant à notre 6J5 (courbes de la figure 7).

Comme nous venons de le constater, dans le cas d'un oscillateur sur 1 MHz, nous avons choisi un P assez élevé, même plus grand que l'impédance  $1/(\gamma\omega)$  de  $\gamma$ , afin de nous placer dans une région de grande variation de P.

Avec  $K = \gamma$ , nous nous trouvons ainsi dans une zone de  $C = f(P)$  où C varie lentement ( $P > P_0$ ). En ce qui concerne la linéarité du glissement, les variations moins rapides de P pour les P décroissant de la courbe  $P = f(V_g)$ , peuvent à priori être compensées par les variations croissantes de C du côté de P décroissant de la courbe  $C = f(P)$ . On peut donc s'attendre à obtenir une variation linéaire assez étendue de C en fonction de  $V_g$ . On obtient ainsi avec notre 6J5 pour un circuit oscillant sur 1 MHz accordé par  $C_0 = 150$  pF, et délivrant à ses bornes une tension H.F. de l'ordre de 10  $V_{eff}$ , un glissement pratiquement linéaire sur une plage de 20 kHz environ.

La lampe de glissement, alimentée par  $V_g = 150$  V, étant branchée en série avec  $\gamma = K = 10$  pF est polarisée au coude inférieur de  $I_p = f(V_g)$ , avec  $V_g = 7$  à 8 V.

### Point de fonctionnement

Au lieu de nous placer dans la région des grandes variations de P de la courbe  $P = f(V_g)$ , ce qui nous conduirait dans une zone de  $C = f(P)$  où C varie lentement, on pourrait choisir un P réduit dans la zone des petites variations de P — régime normal classe A — de façon que la valeur de P remplisse la condition 3 (point d'inflexion de la courbe).

Pratiquement pourtant, le premier régime l'emporte sur le second aussi bien du point de vue de la linéarité que de celui de l'efficacité ; et cela grâce aux variations très énergiques de P qui com-

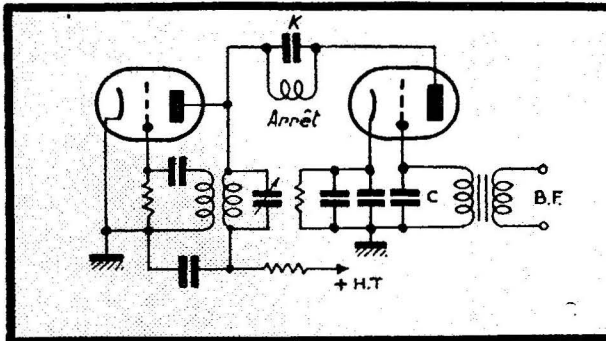


Fig. 10. — Oscillateur et variateur de réactance.

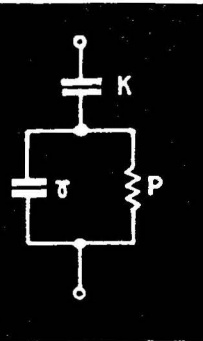


Fig. 11. — Introduction de  $\gamma$ .

pensent les variations réduites de C. Nous avons déjà signalé, plus haut, que l'utilisation d'une triode comme la 6J5 ne permettait de remplir les deux conditions optima : grande variation de P et grande variation de C, que dans le cas des fréquences basses (de 100 à 500 kHz par exemple.) Dans le cas de l'oscillateur fonctionnant sur 100 kHz, dont il était question plus haut, on pourrait obtenir un moindre amortissement au prix d'une réduction de l'efficacité de glissement. Ainsi pour  $P=25.000 \Omega$ , on choisirait par exemple  $K=30 \text{ pF}$ ;  $\gamma$  sera alors portée, à l'aide d'un ajustable, à la même valeur ( $\gamma=K$ ). On obtient alors :

$$P = \frac{1}{2K\omega} = P_0$$

avec  $R_{\min} = 4 P_0 = 100.000 \Omega$

### Cas des oscillations importantes

Jusqu'à maintenant nous supposons que l'amplitude de l'oscillateur utilisé était assez réduite. On pourrait se demander si le dispositif resterait efficace dans le cas d'oscillations d'amplitude relativement importante.

Rappelons que dans les circuits classiques de la figure 1 a et b où l'on reporte une partie de la tension oscillante E sur la grille de commande, E doit être assez réduite pour que le fonctionnement du montage reste efficace.

Dans le cas du montage étudié ici, si l'on veut se rapprocher des conditions théoriques indiquées par les courbes, il faut également travailler avec une oscillation de petite amplitude.

Dans le cas contraire, si, par exemple, l'amplitude maximum de E est égale à 50 V pour  $V_p=150 \text{ V}$  et avec une polarisation de  $-5 \text{ V}$ , la valeur de P de notre 6J5 (figure 7) oscille à la fréquence de la H.F. entre le point  $P_1$  pour  $V_p=200 \text{ V}$ , et le point  $P_2$  pour  $V_p=100 \text{ V}$ . Une valeur moyenne de  $P_1$  souvent beaucoup plus grande que  $P_{\text{statique}}$  en résulte.

On peut alors difficilement prévoir les résultats pratiques et une étude purement expérimentale s'impose. Ainsi une 6J5 travaillant avec  $V_p=200 \text{ V}$ , selon le schéma de la figure 8, avec  $K=\gamma$ , nous a donné une courbe de glissement

$$\Delta f = f(V_g)$$

représentée sur la figure 12. L'oscillateur — un E.C.O. — fonctionnant sur  $f_0=3 \text{ MHz}$ , était constitué par une 6F6

et un C.O. accordé par une capacité de l'ordre de 100 pF.

Nous croyons, en nous basant sur notre expérience personnelle que — vue l'oscillation relativement violente — une commande efficace d'un tel ensemble à l'aide d'une lampe de glissement classique serait plutôt délicate à réaliser.

Nous voyons que la pente de la courbe de la figure 12 croît légèrement avec la polarisation croissante. Cela est dû, comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, aux variations de plus en plus énergiques de la valeur de P dans le coude inférieur de  $I_p=f(V_g)$ . En effet,  $P_{\text{moyen}}$  étant bien supérieur à  $P_{\text{statique}}$ , varie également d'une façon de plus en plus énergique du côté du « cut-off » de  $I_p=f(V_g)$ . L'allure assez linéaire de la courbe entre  $V_g=-8 \text{ V}$  et  $V_g=-13 \text{ V}$  s'explique par le fait que les variations moins énergiques de  $P_{\text{moyen}}$  pour des polarisations décroissantes se trouvent compensées par des variations plus grandes de la capacité apparente C. Entre  $V_g=-11 \text{ V}$  et  $V_g=-13 \text{ V}$  on obtient une zone quasi linéaire couvrant 20 kHz, ce qui donne un glissement relatif

$$\Delta f/f_0 = 1/300$$

(l'excursion  $\Delta f$  à gauche et à droite de  $f_0$  étant alors de 10 kHz).

### Propositions

Plaçons-nous dans le cas d'une fréquence d'oscillation de l'ordre de 1 MHz. Il y aurait évidemment avantage à se rapprocher des deux conditions optima citées plus haut : grande variation de P et grande variation de C en utilisant une triode du genre 955 dont la capacité de sortie totale  $\gamma$  ne dépasse pas 2 pF.

Nous supposons également que l'on pourrait obtenir des résultats très intéressants en déplaçant, en quelque sorte artificiellement, la zone des grandes variations de P dans un domaine des valeurs de P assez réduites.

Il s'agit simplement de faire appel à une sorte de contre-réaction permettant d'obtenir un P apparent, égal à une fraction voulue de P statique. N'ayant pas pu poursuivre nos essais dans le sens voulu, nous nous bornons de signaler ici cette possibilité...

Pour illustrer ce principe citons la 6C6 dont la capacité de sortie est de 6,5 pF. Cette 6C6 peut être montée par exemple selon la figure 14. Contrairement aux lampes à réactance variable classiques, on

rapporte ici sur la grille de commande une tension H.F. en phase avec E.

Le diviseur de tension ( $T_1-T_2$ ) étant parcouru par un courant :

$$i = \frac{E}{r_1 + r_2}$$

$V_g$  sera :

$$V_g = ir_2 = \frac{E r_2}{r_1 + r_2}$$

et finalement :

$$i_p = V_g S_m = ES_m \frac{r_2}{r_1 + r_2}$$

$S_m$  étant la pente moyenne, variable en fonction de l'amplitude de  $V_g$ .

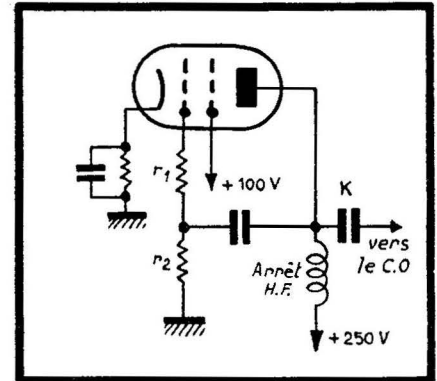


Fig. 14. — 6C6 avec contre-réaction.

La résistance interne apparente de l'espace anode-cathode est alors :

$$P' = \frac{E}{i_p} = \frac{r_1 + r_2}{r_2 S_m} = \frac{\mu'}{S_m}$$

avec

$$\mu' = \frac{r_1 + r_2}{r_2}$$

Supposons E suffisamment réduit, de façon que  $V_g$  soit petit et que  $S_m$  se rapproche de la pente statique S. La figure 13 représente alors  $P' = f(V_g)$  pour différentes valeurs de  $\mu'$ .

Notons que  $\mu' = 1$  signifie que la grille se trouve au potentiel de la plaque, c'est-à-dire que  $r_1 = 0$  (ou  $r_2 \gg r_1$ ). Une capacité d'isolement en continu (H.T.) se trouve évidemment branchée entre la grille et la plaque.

Plus  $\mu'$  est petit, plus E doit être réduite, afin de diminuer  $V_g$  de façon que  $S_m$  se rapproche de  $S_{\text{statique}}$ .

On obtient ainsi — comme le démontrent les courbes de la figure 13 — des variations très énergiques de P' autour des valeurs tout à fait raisonnables, comme par exemple 10.000  $\Omega$ .

Pour terminer, revenons au montage de la figure 8 et signalons que le fait d'introduire en P une résistance ou une bobine d'arrêt H.F., pour isoler la grille en H.F. de la masse, nous amène à un montage du genre de celui de la figure 13.

La figure 9 montre que la grille sera alors attaquée par une fraction de la tension E grâce au diviseur de tension composé de  $C_{g-k}$  et  $C_{g-c}$ .

Ces deux capacités parasites étant sensiblement égales dans le cas de la 6J5,  $\mu'$  sera environ égal à 2. La capacité de sortie totale  $\gamma$  sera, comme nous l'avons vu plus haut, légèrement réduite.

Si on disposait, par exemple, d'une oscillation d'une douzaine de volts, on obtiendront pour  $K = \gamma$  et  $P \leq 1/(\gamma\omega)$  au maximum 4 V H.F. sur la plaque, donc une tension de 2 V sur la grille.

Cette possibilité semble également être intéressante.

W. MAZEL.

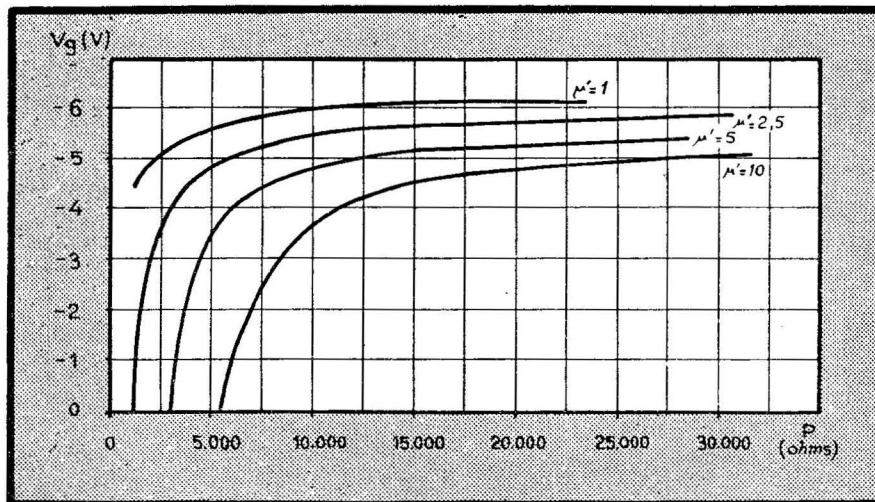


Fig. 13. — Courbes de P en fonction de  $V_g$ , avec  $\mu'$  en paramètre, pour une 6C6 avec 250 V de tension anodique et 100 V de tension écran.