

## Mise en évidence de quelques phénomènes non linéaires dans un oscillateur

par Raymond QUÉRÉ,  
I.U.T. G.E.I.I.,  
3, rue J.-Vallès, 19100 Brive.

On se propose de montrer que la prise en compte de la non-linéarité de l'élément actif d'un oscillateur Colpitts permet de mettre en évidence des phénomènes non-linéaires d'observation courante tels que l'influence de la charge de l'oscillateur sur l'amplitude et la fréquence de l'oscillation ou la synchronisation de cet oscillateur sur un générateur extérieur.

### A. ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DE L'OSCILLATEUR.

#### 1. Equations de fonctionnement en régime linéaire.

Vu des bornes A, B, le montage de la fig. 1 a) se comporte

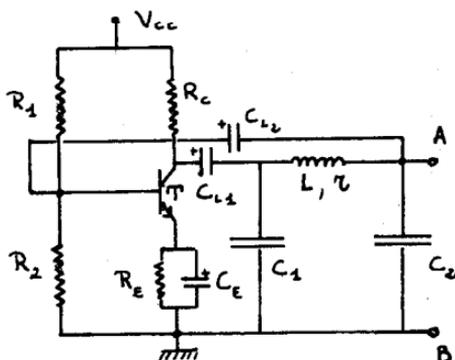


Fig. 1 a.

$$V_{cc} = 20 \text{ V}; \quad T : 2N1711;$$

$$R_1 = 100 \text{ k}\Omega;$$

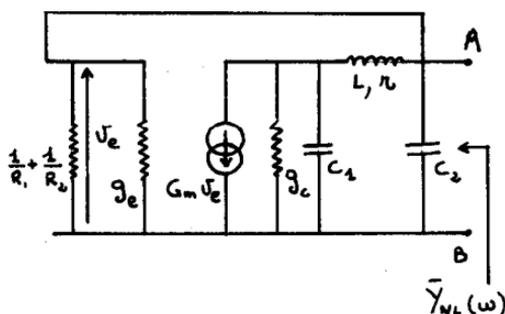
$$R_2 = 10 \text{ k}\Omega;$$

$$R_c = 1 \text{ k}\Omega; \quad L : \text{bobine moulée marque C.L.O., réf. 8c1};$$

$$L = 1 \text{ mH}; \quad r = 17 \text{ }\Omega \text{ (à } 50 \text{ kHz)};$$

$$C_1 = 42 \text{ nF};$$

$$C_2 = 22 \text{ nF}.$$



$$R_1 // R_2 \gg \frac{1}{g_e}$$

Fig. 1 b.

comme un dipôle à résistance dynamique négative. A partir du schéma équivalent « petits signaux » de la fig. 1 b), on peut calculer l'admittance équivalente :

$$\underline{Y}_{NL}(\omega) = G_{NL}(\omega) + j B_{NL}(\omega)$$

on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{NL}(\omega) = g_e + \frac{g_2 \omega^2 + g_0}{d_4 \omega^4 + d_2 \omega^2 + d_0} \\ B_{NL}(\omega) = C_2 \omega + \frac{b_2 \omega^3 + b_0 \omega}{d_4 \omega^4 + d_2 \omega^2 + d_0} \end{array} \right. \quad (1)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} g_0 = (1 + r g_c)(G_m + g_c); \quad g_2 = r C_1^2 - L C_1 G_m; \\ b_0 = C_1 - r G_m C_1 - g_c^2 L - g_c G_m L; \quad b_2 = -L C_1^2 \\ d_0 = (1 + r g_c^2); \quad d_2 = r^2 C_1^2 + g_c^2 L^2 - 2 L C_1; \\ d_4 = L^2 C_1^2. \end{array} \right.$$

## 2. Origine de la non-linéarité.

### a) MISE EN ÉVIDENCE.

Les équations précédentes ne sont valables qu'en régime « petits signaux ». En régime normal de fonctionnement, le transistor a un comportement essentiellement non linéaire dû, d'une part à la caractéristique de transfert  $I_c(V_{BE})$  du transistor qui est :  $I_c \simeq I_{ES} \cdot \exp(V_{BE}/V_T)$  où  $I_{ES}$  est le courant de saturation inverse du transistor et  $V_T$  un potentiel dépendant de la tempé-

rature ambiante, et d'autre part, à la saturation éventuelle du transistor. Ces deux types de non-linéarités sont illustrées à la fig. 2 b).

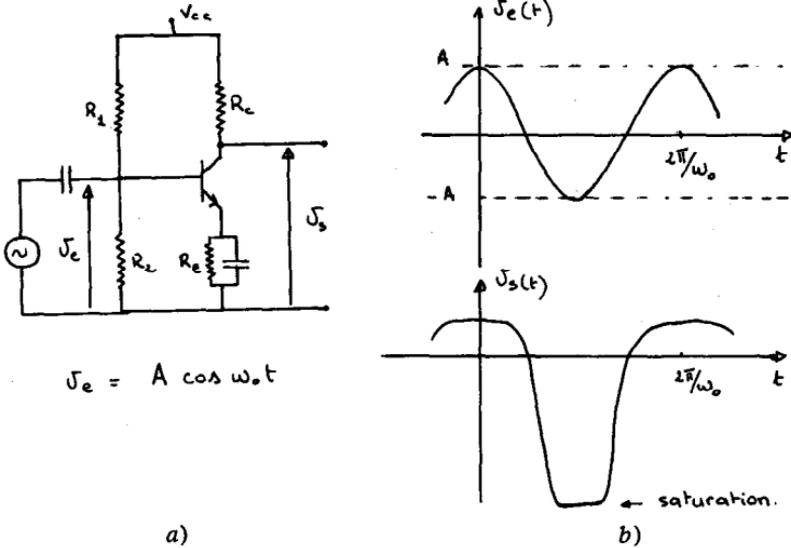


Fig. 2

b) APPROXIMATION DU PREMIER HARMONIQUE.

D'une manière générale, le courant collecteur est lié à la tension d'entrée du montage  $v_e$  par une relation non linéaire  $i_c = f(v_e)$ . Pour une tension d'entrée de la forme :

$$v_e(t) = A \cdot \cos(\omega_0 t)$$

la fonction  $i_c(t)$  sera périodique de période  $\frac{2\pi}{\omega_0}$  et paire. On peut donc la décomposer en série de FOURIER sous la forme :

$$i_c(t) = I_{C0} + I_{C1} \cdot \cos(\omega_0 t) + I_{C2} \cdot \cos(2\omega_0 t) + \dots$$

Afin de poursuivre l'analyse de l'oscillateur, on effectue l'approximation du premier harmonique. C'est-à-dire que l'on néglige l'influence de tous les harmoniques d'ordre supérieur à 1 dans le montage. Dans ces conditions, le courant  $i_c(t)$  s'écrit :

$$i_c(t) \simeq I_{C0}(A) + I_{C1}(A) \cdot \cos(\omega_0 t)$$

N.D.L.R. : Les collègues intéressés par les aspects informatiques de l'article peuvent s'adresser à l'auteur pour obtenir les « listings » des programmes, et en particulier celui d'approximation d'une loi physique par un polynôme au sens des moindres carrés.

car les coefficients du développement en série de FOURIER de  $i_c(t)$  sont des fonctions de l'amplitude  $A$  du signal d'entrée  $v_e(t)$ .

On peut alors définir une pente au premier harmonique pour le transistor qui sera une fonction de l'amplitude  $A$  du signal d'entrée par :

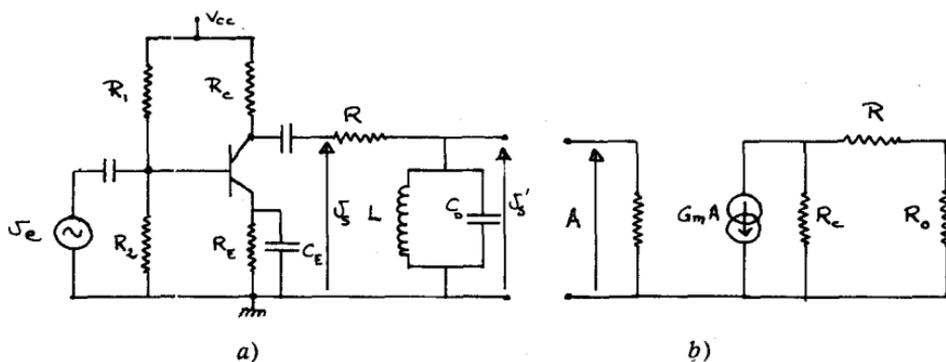
$$G_m(A) = \frac{I_{C1}(A)}{A}$$

Cette approximation est justifiée dans la mesure où la cellule LC constituant le réseau de réaction se comporte comme un filtre passe-bas de fréquence de coupure voisine de la fréquence de l'oscillation.

Il est possible d'obtenir  $G_m(A)$  directement en calculant le premier harmonique du courant  $i_c(t)$ . Cependant, une détermination expérimentale de cette quantité permet de tenir compte simplement de l'ensemble des non-linéarités même si celles-ci interviennent simultanément.

### c) DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE $G_m(A)$ .

Le montage expérimental est représenté à la fig. 3 a). Le circuit oscillant de sortie est accordé sur la fréquence d'oscillation  $f_0$  désirée. La résistance  $R$  est placée en série avec le circuit oscillant de façon à éviter de charger le transistor par la résistance équivalente  $R_0$  du circuit à la résonance dont la valeur est environ  $5 \text{ k}\Omega$ .



$$v_e = A \cos 2\pi f_0 t; \quad f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{2 C_0}} \approx 50 \text{ kHz}$$

$$R = 47 \text{ k}\Omega; \quad R_0 = r_{O_b}^2 \approx 5 \text{ k}\Omega.$$

Fig. 3

Du schéma équivalent de la fig. 3 b), on tire :

$$V_s = G_m \cdot R_c \cdot A \quad \text{car} \quad R_0 + R \gg R_c$$

$$V'_s/V_s = k = R_0/(R + R_0).$$

Le rapport  $k$  sera déterminé en régime « petits signaux » pour lequel les tensions  $v_s$  et  $v'_s$  sont sinusoïdales. En régime de grands signaux, la tension  $v'_s$  reste sinusoïdale et est proportionnelle au premier harmonique de  $v_s$ . Ainsi  $G_m = (1/k \cdot R_c) \cdot (V'_s/A)$  et il suffit de mesurer le rapport  $V'_s/A$  à la fréquence d'oscillation prévue pour obtenir  $G_m(A)$ .

Les mesures ont été effectuées sur le montage de la fig. 3 a) pour un courant d'émetteur de repos de 4,5 mA. Les résultats sont présentés à la courbe 1. Afin d'obtenir une expression analytique de  $G_m(A)$ , les variations de  $G_m(A)$  ont été approximées par un polynôme d'ordre 10 au sens des moindres carrés à l'aide d'un programme réalisé en BASIC. On peut ainsi obtenir  $G_m(A)$  ainsi que sa dérivée par rapport à  $A$  pour toute valeur de  $A$  comprise entre 0 et 500 mV.

### 3. Détermination du point de fonctionnement de l'oscillateur.

En remplaçant  $G_m$  par sa valeur en fonction de  $A$  dans les équations (1), l'admittance équivalente au premier harmonique du dipôle AB devient une fonction à la fois de la fréquence et de l'amplitude de l'oscillation.

$$\underline{Y}_{NL}(\omega, A) = G_{NL}(\omega, A) + j B_{NL}(\omega, A).$$

Les variations de  $G_{NL}$  et de  $B_{NL}$  ont été calculées à l'aide d'un programme BASIC réalisé sur HP85 à partir des équations (1) et sont représentées par les courbes 2, 3, 4 et 5 pour différentes valeurs des paramètres.

Le montage oscillateur peut maintenant être représenté par le schéma équivalent de la fig. 4 où  $R_{ch}$  est la résistance de charge de l'oscillateur. On a pour ce circuit :

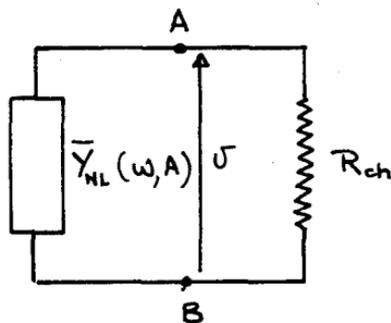
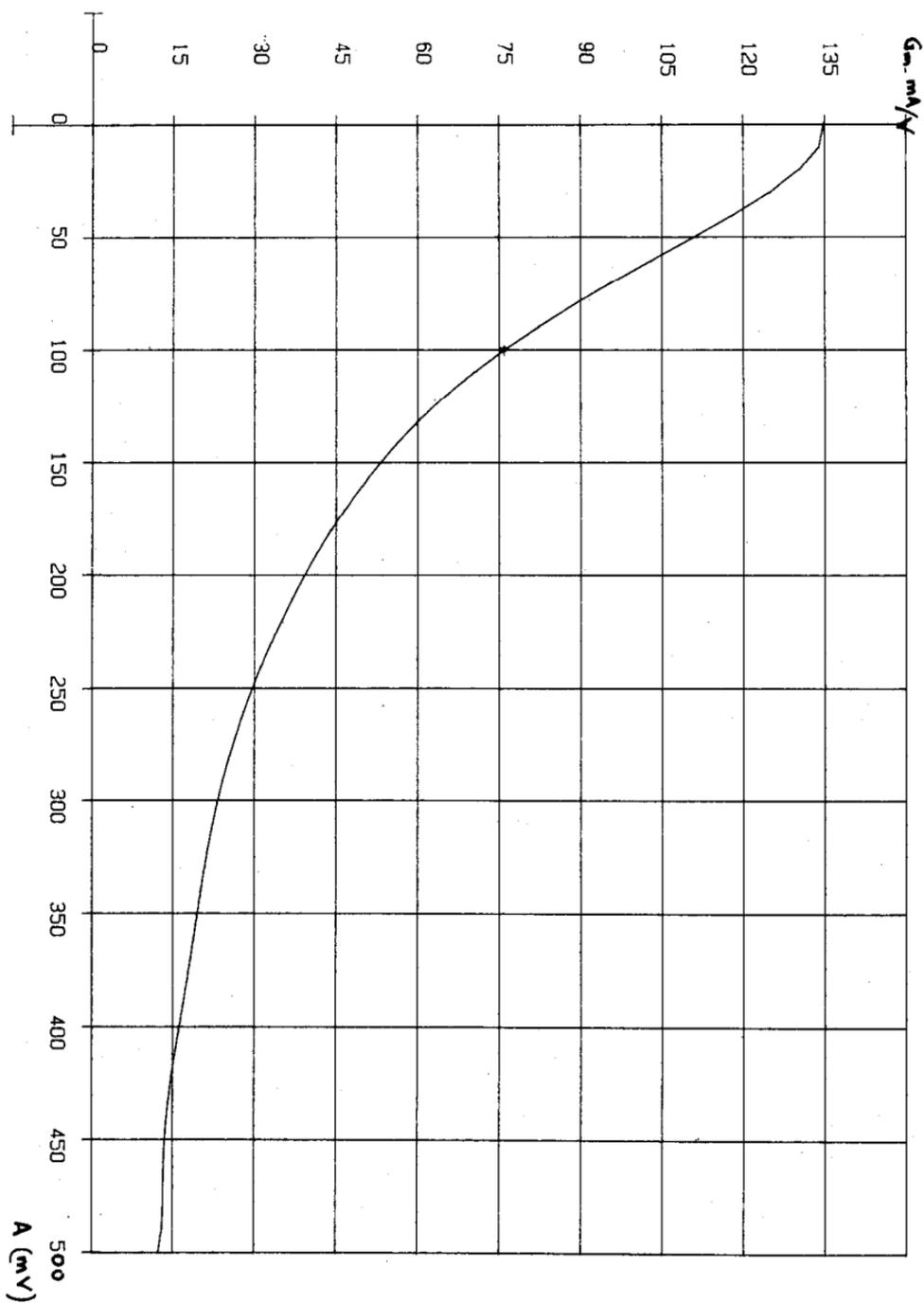
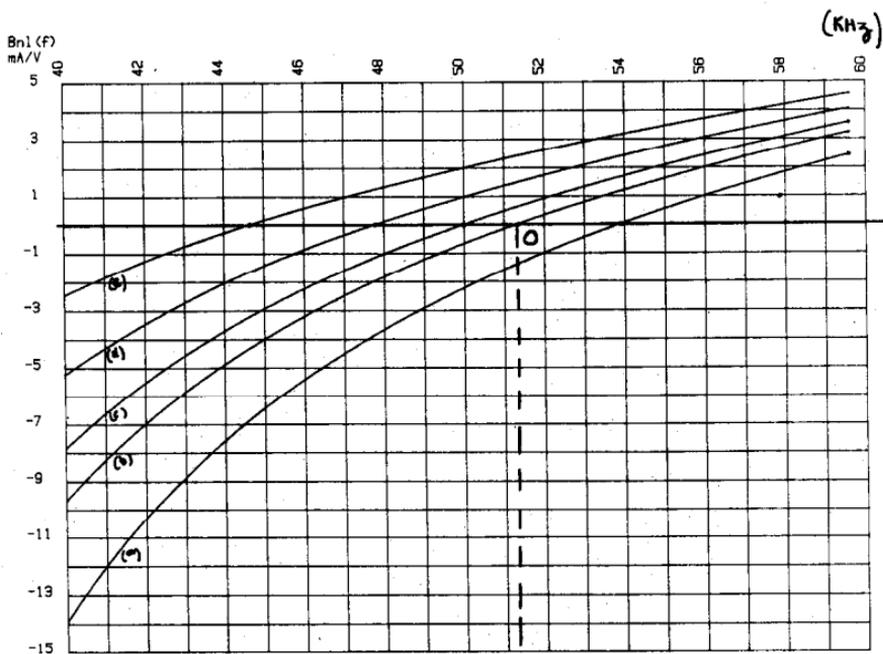


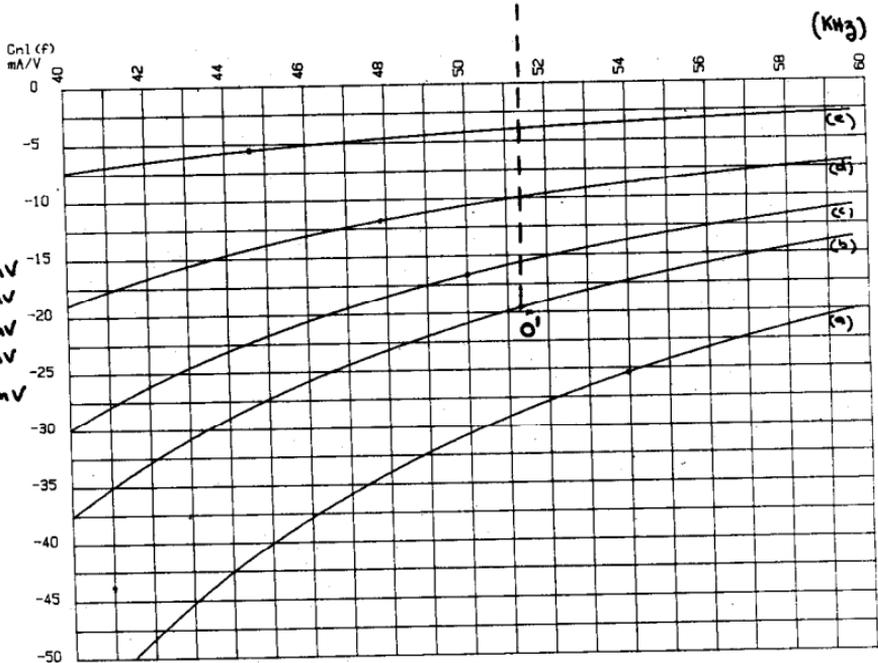
Fig. 4



Courbe 1

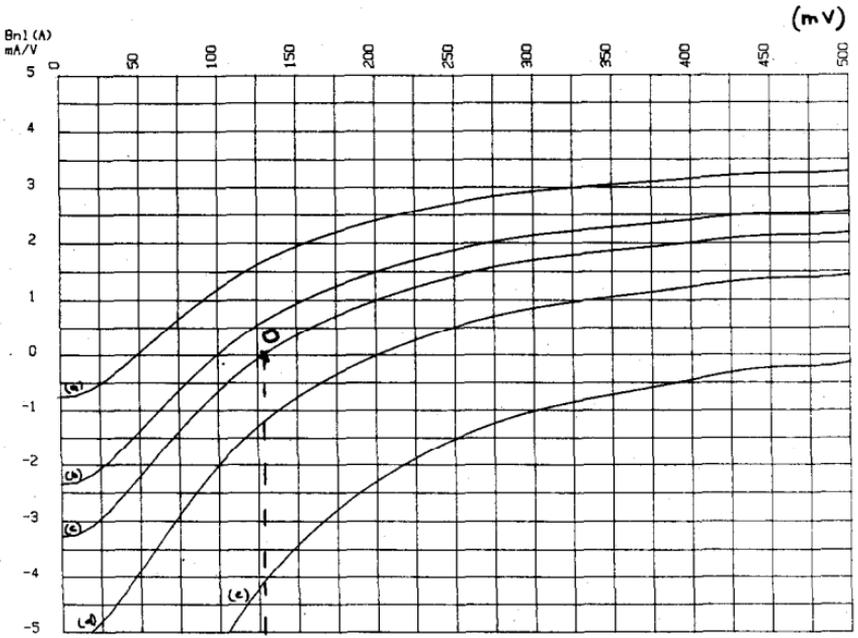


Courbe 3

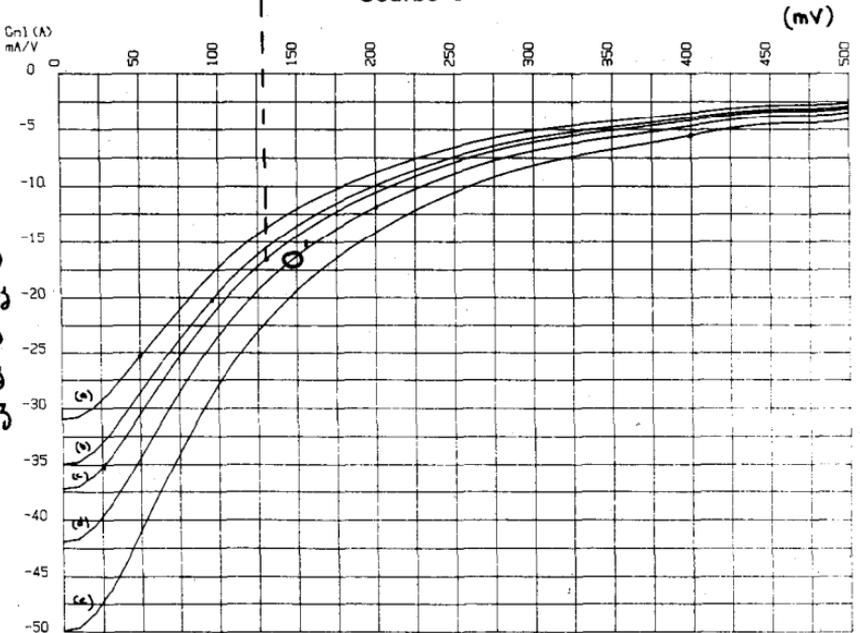


Courbe 2

- A.
- a: 50 mV
  - b: 100 mV
  - c: 130 mV
  - d: 200 mV
  - e: 400 mV



Curbe 5



Curbe 4

- a: 54 kHz
- b: 51,2 kHz
- c: 50 kHz
- d: 47,8 kHz
- e: 44,6 kHz

$$v(t) = A \cdot \cos(\omega_0 t)$$

et :

$$A \cdot (\bar{Y}_{NL}(\omega, A) + 1/R_{CH}) = 0.$$

Une oscillation sinusoïdale pourra exister si :

$$\underline{Y}_{NL} + \frac{1}{R_{CH}} = 0$$

soit encore si :

$$(2) \left\{ \begin{array}{l} B_{NL}(\omega, A) = 0 \\ G_{NL}(\omega, A) + \frac{1}{R_{CH}} = 0. \end{array} \right.$$

Les équations (2) constituent les conditions d'entretien d'une oscillation. La fréquence et l'amplitude de l'oscillation seront les solutions du système d'équations non linéaires (2) que l'on peut résoudre par la méthode de NEWTON (cf. B.U.P. n° 672, pages 717 à 740) ou graphiquement si on a tracé les variations de  $G_{NL}$  et de  $B_{NL}$  comme c'est notre cas.

Sur les courbes 2 et 3 sont représentées les variations de  $G_{NL}(f)$  et de  $B_{NL}(f)$  pour diverses valeurs de  $A$ . Ainsi  $B_{NL} = 0$  pour la fréquence  $f_0 = 51,3$  kHz (point O de la courbe 3 b). Pour cette valeur de la fréquence, on relève  $G_{NL} = -19,5$  mS (point O' de la courbe 2 b). On aura donc une oscillation de fréquence  $f_0 = 51,3$  kHz et d'amplitude 100 mV avec une résistance de charge  $R_{CH} = 51 \Omega$ .

De la même façon, on peut déterminer la résistance de charge requise et l'amplitude d'une oscillation à la fréquence  $f_0 = 50$  kHz. On trouve (points O et O' des courbes 4 c et 5 c) :  $A = 130$  mV et  $G_{NL} = -16$  mS soit  $R_{CH} = 62,5 \Omega$ .

## B. INFLUENCE DE LA CHARGE, SYNCHRONISATION.

Dans cette seconde partie, on se propose de déterminer la réponse de l'oscillateur à des perturbations telles qu'une variation de la charge de l'oscillateur ou l'introduction dans le circuit d'un générateur extérieur. On suppose que, dans tous les cas, les perturbations sont faibles et on considère uniquement la réponse de l'oscillateur en régime permanent (c'est-à-dire à amplitude et fréquence constantes).

1.

Dans tous les cas, une perturbation produit à terme une variation  $\delta\omega$  de la pulsation et une variation  $\delta A$  de l'amplitude

de l'oscillation. Il en résulte une variation  $\delta \underline{Y}_{NL} = \delta G_{NL} + j \delta B_{NL}$  de l'admittance équivalente  $\underline{Y}_{NL}$  et au premier ordre, on a :

$$\underline{Y}_{NL}(\omega, A) = \underline{Y}_{NL}(\omega_0, A_0) + \dots$$

$$\dots \frac{\partial \underline{Y}_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta \omega + \frac{\partial \underline{Y}_{NL}}{\partial A} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta A. \quad (3)$$

## 2. Influence de la charge $R_{CH}$ .

Expérimentalement, on constate que lorsque la charge de l'oscillateur varie, la fréquence et l'amplitude de l'oscillation varient. Ce phénomène est appelé « pulling » de l'oscillateur. Si

on considère une faible variation de la charge  $\delta G_{CH} = \delta \left( \frac{1}{R_{CH}} \right)$ ,

on peut utiliser l'approximation (3) pour déterminer les variations résultantes  $\delta \omega$  et  $\delta A$  de la pulsation et de l'amplitude de l'oscillation.

En effet, la nouvelle condition d'oscillation s'écrit :

$$\underline{Y}_{NL}(\omega, A) + G_{CH} + \delta G_{CH} = 0.$$

La relation précédente combinée à l'approximation (3) donne :

$$\underline{Y}_{NL}(\omega_0, A_0) + \delta \underline{Y}_{NL} + G_{CH} + \delta G_{CH} = 0$$

avec :

$$\underline{Y}_{NL}(\omega_0, A_0) + G_{CH} = 0$$

soit encore :

$$\frac{\partial \underline{Y}_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta \omega + \frac{\partial \underline{Y}_{NL}}{\partial A} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta A + \delta G_{CH} = 0.$$

En séparant parties réelle et imaginaire de l'expression précédente, on obtient le système d'équations linéaires (4) :

$$(4) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial G_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta \omega + \frac{\partial G_{NL}}{\partial A} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta A = -\delta G_{CH} \\ \frac{\partial B_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta \omega + \frac{\partial B_{NL}}{\partial A} \Big|_{\omega_0, A_0} \cdot \delta A = 0. \end{array} \right.$$

La résolution de ce système d'équations donne :

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta\omega = \frac{\delta G_{CH}}{K} \cdot \frac{\partial B_{NL}}{\partial A} \Big|_{\substack{\omega_0 \\ A_0}} \\ \delta A = -\frac{\delta G_{CH}}{K} \cdot \frac{\partial B_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\substack{\omega_0 \\ A_0}} \end{array} \right.$$

où :

$$K = \frac{\partial G_{NL}}{\partial A} \Big|_{\substack{\omega_0 \\ A_0}} \cdot \frac{\partial B_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\substack{\omega_0 \\ A_0}} - \frac{\partial G_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\substack{\omega_0 \\ A_0}} \cdot \frac{\partial B_{NL}}{\partial A} \Big|_{\substack{\omega_0 \\ A_0}} > 0$$

est le coefficient de stabilité de l'oscillateur. On remarque en effet que plus  $K$  est grand plus les variations  $\delta\omega$  et  $\delta A$  de la pulsation et de la fréquence de l'oscillation sont faibles.

A partir d'un point d'oscillation donné, on a déterminé l'évolution de la fréquence et de l'amplitude de l'oscillation à l'aide des relations (5). Les résultats théoriques sont présentés aux courbes 6 et 7 ainsi que les résultats expérimentaux. On constate au vu de ces deux courbes que la concordance entre les résultats expérimentaux et les résultats issus du modèle précédent est vérifiée à 10 % près. L'écart existant entre les résultats théoriques et expérimentaux est dû à deux types d'erreurs. D'une part, la valeur des composants mis en jeu est connue à 5 % près. D'autre part, lorsque l'amplitude de l'oscillation augmente, cette oscillation n'est plus rigoureusement sinusoïdale et l'approximation du premier harmonique est bien moins justifiée. Pour une étude plus fine de l'oscillateur, il serait nécessaire de tenir compte non seulement du premier harmonique mais aussi du second.

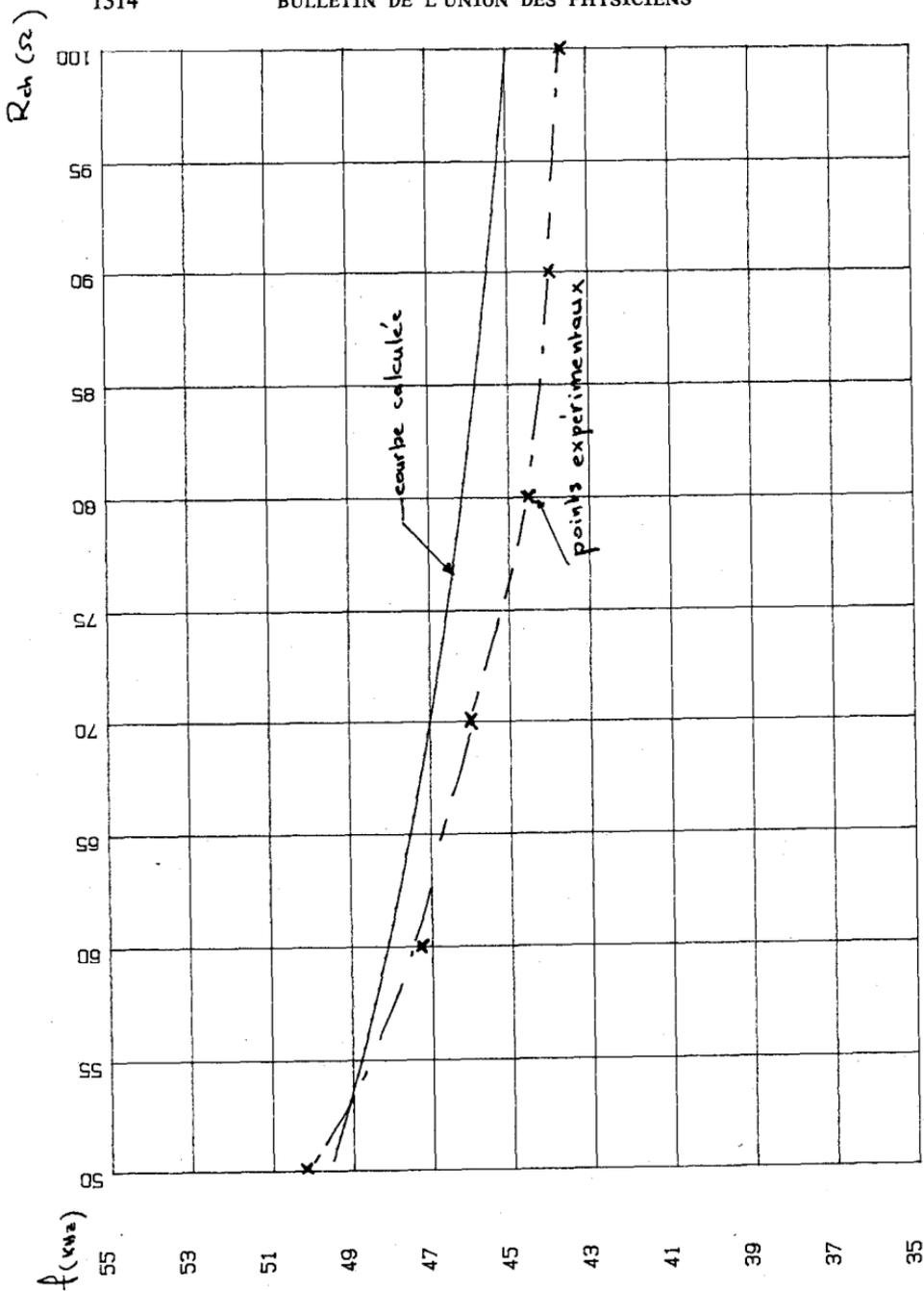
### 3. Synchronisation de l'oscillateur par un générateur extérieur.

Il est possible de synchroniser l'oscillateur à l'aide d'un générateur extérieur de la façon représentée à la fig. 5 a.

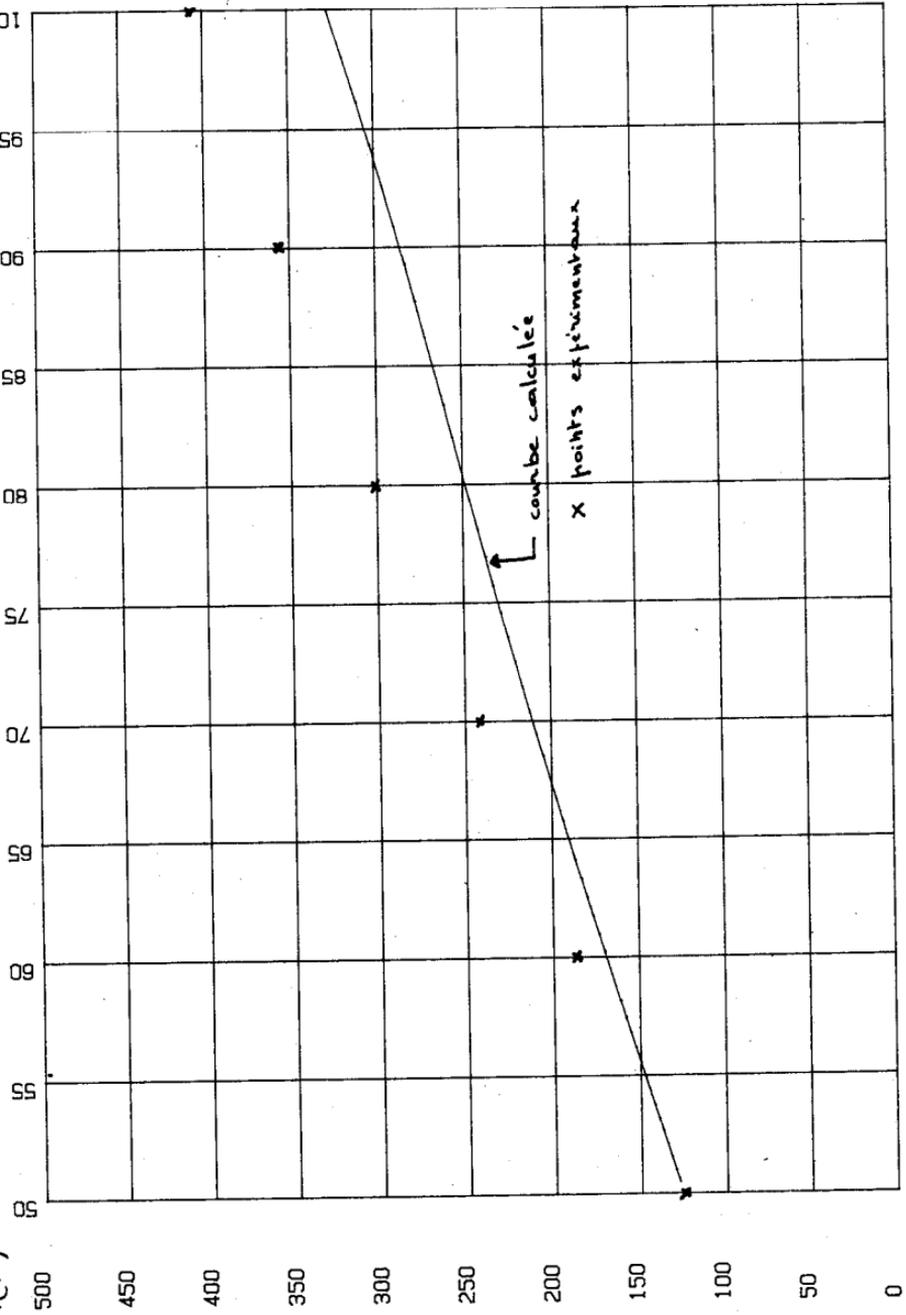
Dans le cas général, il se produira un phénomène de battement entre les fréquences de l'oscillateur et du générateur extérieur si bien que la tension  $v(t)$  aux bornes de la charge s'écrira :

$$v(t) = [A_0 + \delta A(t)] \cdot \cos [\omega_0 t + \varphi(t)]$$

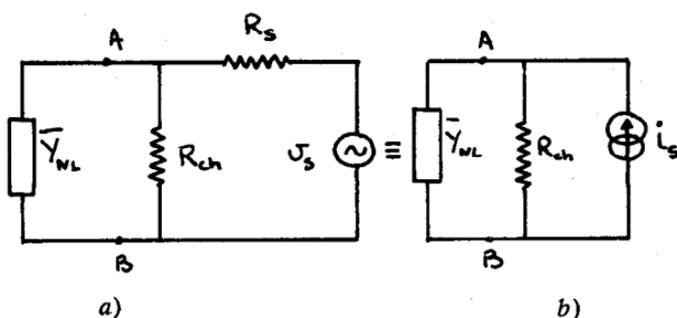
où  $\omega_0$  est la pulsation de l'oscillateur non perturbé,  $A_0$  son amplitude et où  $\varphi(t)$  et  $\delta A(t)$  représentent respectivement les termes de phase et d'amplitude résultant du battement entre les deux fréquences.



Courbe 6



Courbe 7



$$v_s(t) = V_s \cos \omega_s t$$

$$i_s(t) = \frac{V_s}{R_s} \cos \omega_s t$$

$$R_s \gg R_{ch}$$

Fig. 5

L'oscillateur sera synchronisé sur le générateur extérieur si la pulsation instantanée :

$$\omega_i(t) = \frac{d}{dt} [\omega_0 t + \varphi(t)] = \omega_0 + \frac{d\varphi}{dt}$$

de l'oscillation est constante et égale à celle du générateur, soit :

$$\omega_0 + \frac{d\varphi}{dt} = \omega_s,$$

ce qui donne :

$$\varphi(t) = (\omega_s - \omega_0)t + \Phi_0$$

et si  $A(t) = \text{constante}$ , soit :

$$\delta A(t) = \delta A \quad \text{avec} \quad \delta A \ll A_0.$$

Dans ces conditions, en posant :

$$v(t) = A_0 \Re_e \{ e^{j(\omega_s t + \Phi_0)} \} \quad \text{et} \quad i_s(t) = I_s \Re_e \{ e^{j\omega_s t} \}$$

l'équation d'entretien des oscillations devient :

$$\left( G_{CH} + \underline{Y}_{NL}(\omega_0, A_0) + \frac{\partial \underline{Y}_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} \cdot \delta \omega + \dots \right. \\ \left. \dots \frac{\partial \underline{Y}_{NL}}{\partial A} \Big|_{A_0} \cdot \delta A \right) A_0 e^{j(\omega_s t + \Phi_0)} = I_s e^{j\omega_s t},$$

ce qui donne, en séparant parties réelle et imaginaire et en utilisant le fait que  $\delta \omega = \omega_s - \omega_0$ , le système d'équations (6) :

$$(6) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial G_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{A_0}^{\omega_0} \cdot \delta \omega + \frac{\partial G_{NL}}{\partial A} \Big|_{A_0}^{\omega_0} \cdot \delta A = \frac{I_s}{A_0} \cos \Phi_0 \\ \frac{\partial B_{NL}}{\partial \omega} \Big|_{A_0}^{\omega_0} \cdot \delta \omega + \frac{\partial B_{NL}}{\partial A} \Big|_{A_0}^{\omega_0} \cdot \delta A = \frac{I_s}{A_0} \sin \Phi_0. \end{array} \right.$$

La résolution de ce système d'équations donne l'écart de pulsation entre la pulsation de l'oscillateur non perturbé et celle du générateur en fonction des caractéristiques de l'oscillateur et du déphasage existant entre les deux courants circulant dans la résistance de charge. Cet écart est :

$$\delta \omega = - \frac{I_s}{A_0} \frac{\frac{\partial B_{NL}}{\partial A} \cos \Phi_0 + \frac{\partial G_{NL}}{\partial A} \sin \Phi_0}{\frac{\partial G_{NL}}{\partial A} \cdot \frac{\partial B_{NL}}{\partial \omega} - \frac{\partial B_{NL}}{\partial A} \cdot \frac{\partial G_{NL}}{\partial \omega}}. \quad (7)$$

Il est intéressant de rechercher le maximum de cet écart. En égalant la dérivée de l'expression (7) par rapport à  $\Phi_0$  à 0, on tire :

$$\delta \omega_{max} = \pm \frac{I_s}{A_0} \cdot \frac{\frac{\partial G_{NL}}{\partial A}}{K} \sqrt{1 + \alpha^2}$$

où :

$$\alpha = \frac{\partial B_{NL} / \partial A}{\partial G_{NL} / \partial A}$$

et :

$$K = \frac{\partial G_{NL}}{\partial A} \cdot \frac{\partial B_{NL}}{\partial \omega} - \frac{\partial G_{NL}}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial B_{NL}}{\partial A}.$$

La plage de synchronisation est alors donnée par :

$$(f_2 - f_1)_{max} = \left( \frac{1}{\pi A_0 R_s} \cdot \frac{\partial G_{NL} / \partial A}{K} \sqrt{1 + \alpha^2} \right) V_s.$$

On pose :

$$k_s = \frac{1}{\pi A_0 R_s} \cdot \frac{\partial G_{NL} / \partial A}{K} \sqrt{1 + \alpha^2}.$$

L'expérience montre que la plage de synchronisation augmente bien linéairement avec l'amplitude  $V_s$  du générateur de synchronisation et on a résumé dans le tableau les valeurs calculées et mesurées de  $k_s$  pour deux valeurs de la résistance de charge.

$R_{CH}$ ( $\Omega$ )	$k_s$ calculé (kHz/volt)	$k_s$ mesuré (kHz/volt)
50	0,47	0,54
60	0,3	0,35

Là encore, la concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux est satisfaisante.

La synchronisation d'un oscillateur est un phénomène essentiellement non linéaire qui présente plusieurs propriétés intéressantes. En effet, lorsque l'oscillateur est synchronisé, le spectre de sortie est celui du générateur extérieur et la puissance de sortie est quasiment inchangée. L'intérêt de cette propriété est de réaliser un oscillateur très puissant mais mauvais en bruit de phase puis de le synchroniser par un oscillateur peu puissant mais ayant un bon spectre de bruit. L'oscillateur résultant aura alors la puissance du premier et la pureté spectrale du second. Cette propriété est illustrée sur les photos 1, 2 et 3. La photo 1 représente le spectre de l'oscillateur non synchronisé. Ce spectre présente un renflement à 25 dB au-dessous du niveau maximum qui disparaît lorsque l'oscillateur est synchronisé (photo 2).

Il est à noter que l'on peut synchroniser l'oscillateur soit sur l'un de ses harmoniques (photo 4), soit sur l'un des harmoniques du générateur extérieur (photos 5 et 6). Juste avant la synchronisation, la tension issue de l'oscillateur est fortement perturbée par le générateur extérieur et le spectre correspondant est un spectre multi-raies typique de la synchronisation (photos 7 et 8).

### C. CONCLUSION.

On a montré, dans ces quelques lignes, que la prise en compte de la non linéarité du transistor dans un oscillateur Colpitts permet, à l'aide de l'approximation du premier harmonique, de calculer les paramètres de l'oscillation. Elle permet d'autre part, en utilisant un développement au premier ordre de l'admittance équivalente, de déterminer de proche en proche les variations de fréquence et d'amplitude de l'oscillation résultant de variations de la résistance de charge ainsi que de calculer la plage de synchronisation de l'oscillateur.

Cependant, une étude plus fine nécessiterait la prise en compte de l'harmonique 2, conduisant ainsi à déterminer les caractéristiques de l'oscillation à l'aide d'un système d'équations non linéaires à 3 inconnues.

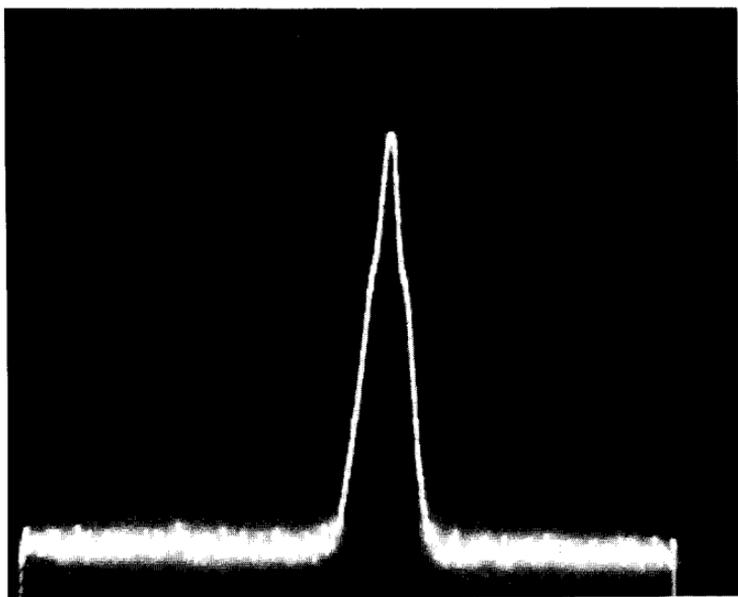


Photo 1. — Spectre de l'oscillateur libre.

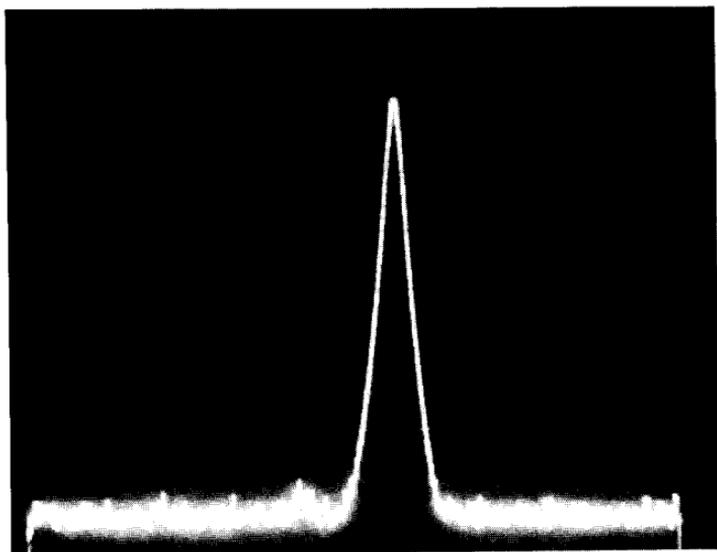


Photo 2. — Spectre de l'oscillateur synchronisé.

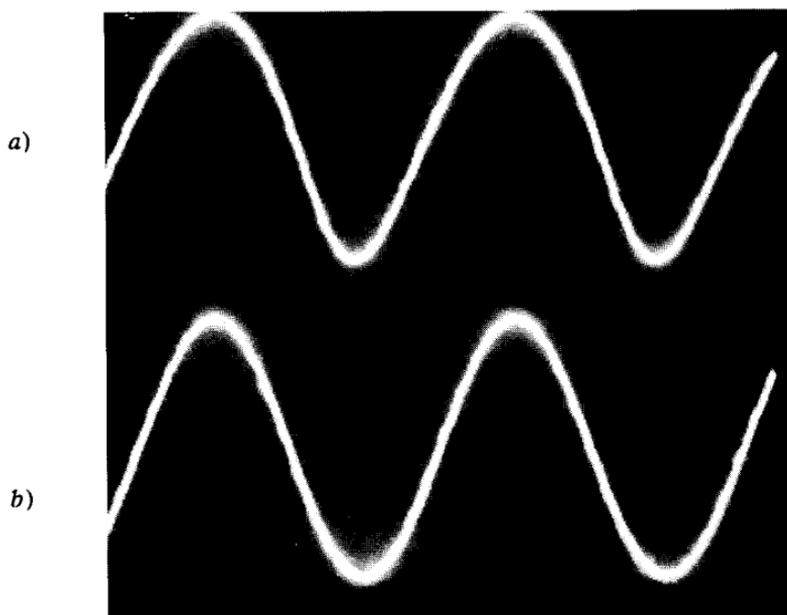


Photo 3. — Tensions issues de :

a) l'oscillateur,

b) générateur de synchronisation.

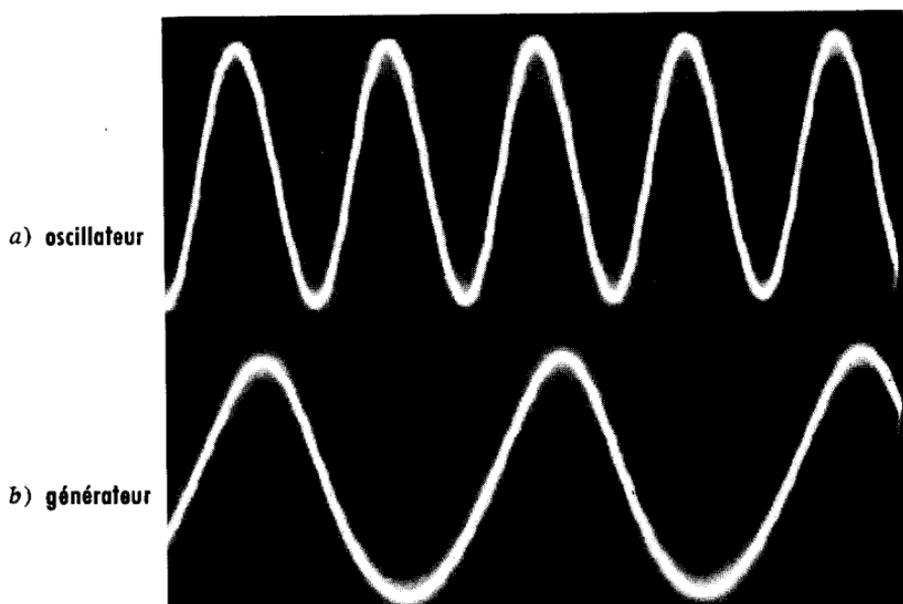


Photo 4. — Synchronisation sur l'harmonique 2 de l'oscillateur.

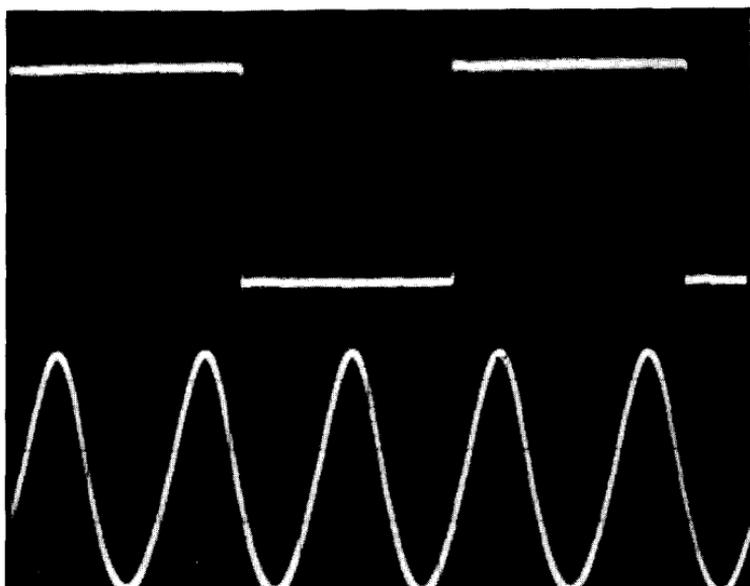


Photo 5. — Synchronisation sur l'harmonique 3 du générateur.

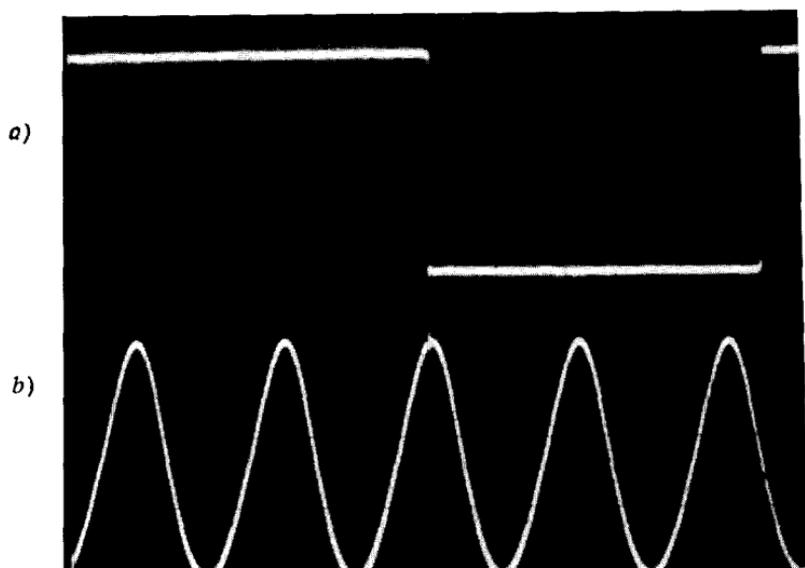


Photo 6. — Synchronisation sur l'harmonique 5 du générateur.

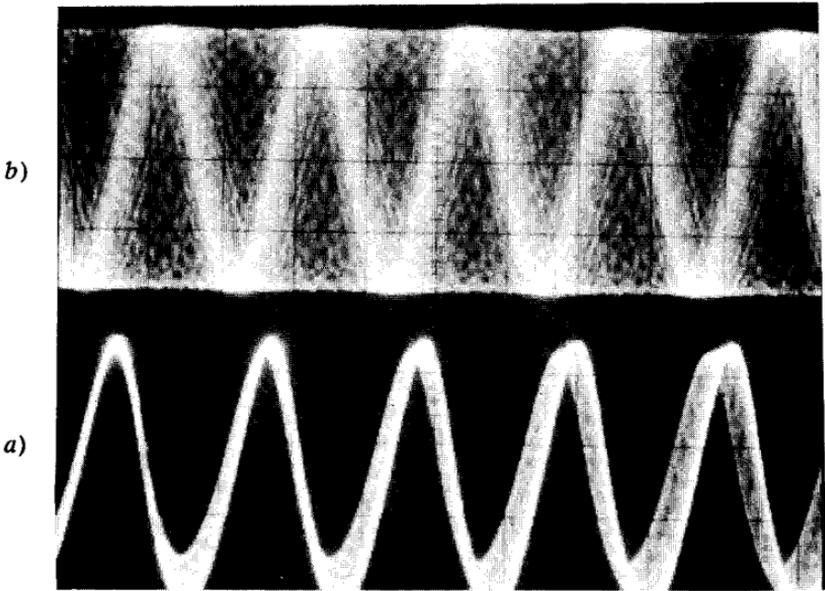


Photo 7. — Tensions issues du générateur *a)* et de l'oscillateur *b)* juste avant la synchronisation.

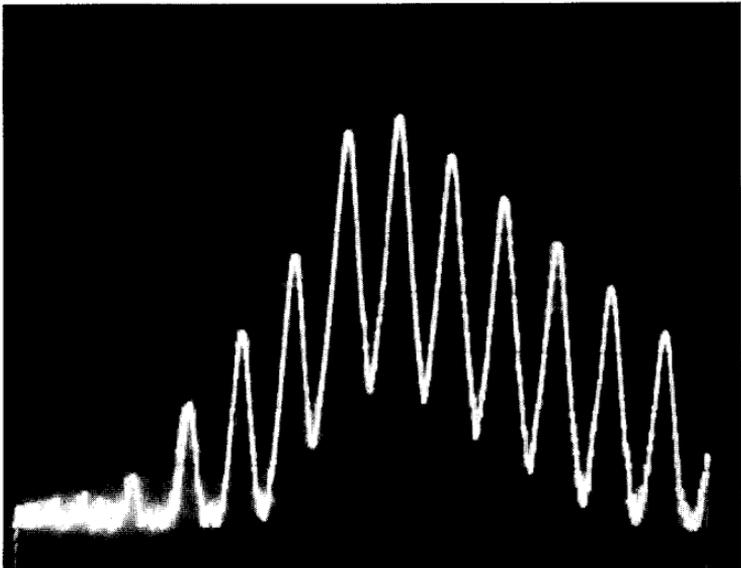


Photo 8. — Spectre correspondant de l'oscillateur juste avant la synchronisation.

## REFERENCES

---

R. SOARES, J. GRAFFEUIL et J. OBREGON :

*Applications des transistors à effet de champ en arséniure de gallium.* Collection technique et scientifique des télécommunications. Eyrolles.

---