



**HAL**  
open science

# Un discriminateur hyperfréquence. I. Stabilisation d'un banc de mesure

René Fanguin, Gaston Raoult

► **To cite this version:**

René Fanguin, Gaston Raoult. Un discriminateur hyperfréquence. I. Stabilisation d'un banc de mesure. *Journal de Physique et le Radium*, 1954, 15 (10), pp.133-138. 10.1051/jphys-rad:019540015010013300 . jpa-00235036

**HAL Id: jpa-00235036**

**<https://hal.science/jpa-00235036>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## UN DISCRIMINATEUR HYPERFRÉQUENCE. I. STABILISATION D'UN BANC DE MESURE

Par RENÉ FANGUIN et GASTON RAOULT,

Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

**Sommaire.** — Pour stabiliser un klystron reflex en fréquence, nous devons trouver une tension qui soit fonction de l'écart de fréquence entre celle du générateur et celle d'une cavité résonnante prise comme référence. Cette tension, convenablement amplifiée, est appliquée sur le réflecteur du klystron. Nous avons utilisé une transposition dans le domaine des hyperfréquences d'un discriminateur usuel en radiocommunications : il consiste à détecter la somme et la différence d'une onde incidente et de la réponse d'une cavité résonnante à ladite onde.

**1. Généralités.** — Un discriminateur est un appareil qui donne une tension  $v$  proportionnelle à un écart de fréquence entre une onde qu'il reçoit et une fréquence de référence qui est en général celle d'un circuit résonnant excité par l'onde incidente. On peut l'utiliser, soit pour détecter des ondes modulées en fréquence, auquel cas la question de rendement intervient au plus haut point, mais l'onde incidente peut être absorbée totalement; ou comme stabilisateur, cette fois en prélevant une très faible partie de l'onde incidente.

Nous nous sommes posés d'abord le problème de la stabilisation d'un banc de mesure sur 3,2 cm de longueur d'onde, utilisant un klystron reflex 723 A/B, nous réservant d'adapter notre solution au premier problème (article en préparation).

Dans le domaine des Radiocommunications, les problèmes sont parfaitement résolus [1], mais dans le domaine des ondes centimétriques, de nombreuses solutions plus ou moins compliquées ont été proposées [2], aucune, à notre connaissance, ne transposant les résultats des fréquences plus basses.

**2. Stabilisation d'un générateur.** — Le problème précis est le suivant : prendre une partie, la plus faible possible, de l'énergie émise par le générateur, et exciter un ou des circuits résonnants, de façon à obtenir une tension proportionnelle à l'écart de la fréquence du générateur avec une fréquence fixée arbitrairement dans la zone de fonctionnement du générateur; cette tension ne doit pas dépendre de l'énergie émise par le générateur, sinon le taux de stabilisation, que nous préciserons plus loin, en dépendrait.

Pour les hautes fréquences usuelles, le dispositif à quartz piézoélectrique est le plus commode, ce qui fait que l'on n'utilise pas en général de discriminateur, mais les quartz ne descendent pas aussi bas en longueur d'onde, et leur utilisation nécessite des démultiplications de fréquence.

Différents dispositifs spéciaux ont été proposés par Pound [3].

On peut utiliser aussi la courbe de réponse de deux cavités légèrement désaccordées, et mises en opposition. Ce dernier dispositif qui donne une très grande sensibilité, a l'inconvénient de nécessiter un couplage mécanique entre les deux palmers qui assurent le déplacement des pistons dans les cavités.

Pircher [4] propose un dispositif qui a fait ses preuves, mais nous avons voulu réaliser un montage qui reproduise fidèlement le schéma du discriminateur haute fréquence, qui, en principe, devrait être à plus large bande.

**3. Théorie du fonctionnement.** — Le klystron K débite dans un guide d'onde G qui forme l'ensemble usuel du banc de mesure : atténuateur étalonné, détecteur d'ondes stationnaires, ondemètres, etc. L'onde incidente excite une cavité couplée au guide par un petit trou. La cavité résonne suivant le mode H<sub>01</sub>, la réponse de cette dernière est ajoutée et retranchée à une fraction de l'onde incidente, prélevée grâce à un couplage directif.

Les deux tensions hyperfréquence ainsi obtenues sont détectées par deux cristaux détecteurs au silicium; elles sont amplifiées et déphasées convenablement par un ou deux amplificateurs à courant continu, et servent à polariser le réflecteur de K.

Nous allons étudier de façon élémentaire les différents points.

**4. Réponse d'un circuit résonnant à une excitation.** — Rappelons rapidement, surtout pour préciser nos notations, les résultats bien connus.

Si nous excitions par une oscillation de fréquence  $f_1$ , donc de pulsation  $\omega$ , un circuit oscillant de coefficient de self  $L$ , de capacité  $C$  et de résistance  $R$ , defacteur de surtension  $Q$ , nous aurons l'équation bien connue, si  $v$  est la différence de potentiel aux bornes du condensateur.

$$LC \frac{d^2 v}{dt^2} + RC \frac{dv}{dt} + v = E_n \cos \omega t$$

et si nous ne considérons que les oscillations forcées, il vient

$$v = v_0 \sin(\omega t - b),$$

avec

$$v_0 = \frac{E_0 \omega^2}{\sqrt{\frac{R^2 \omega^2}{L^2} + (\omega_0^2 - \omega^2)^2}},$$

$$\operatorname{tg} b = \frac{R \omega}{L(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

en posant

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Rappelons la forme des deux courbes de résonance

$$v_0 = f(\omega) \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} b = g(\omega).$$

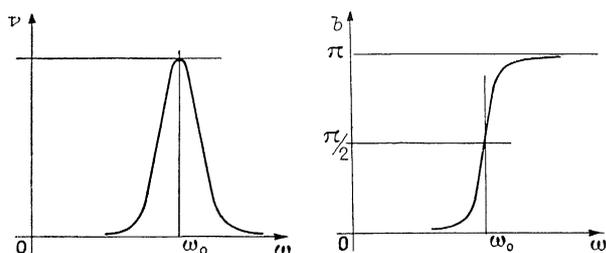


Fig. 1. — Courbes de résonance.

Nous utiliserons par la suite la construction de Fresnel pour composer les oscillations forcées avec l'onde incidente, montrons que le lieu de l'extrémité du vecteur de grandeur  $v_0$  et faisant avec l'axe  $Oy'$  l'angle  $b$  est un cercle.

Remarquons que le déphasage de  $90^\circ$  est obtenu pour la résonance et prenons comme variable l'angle  $c$  tel que  $c = b - \frac{\pi}{2}$  et simplifions les équations en posant

$$\frac{R}{L} = a, \quad \frac{\omega}{\omega_0} = n, \quad \frac{E_0}{v_0} = u;$$

avec ces notations,  $\frac{\omega_0}{a}$  représente le coefficient de surtension  $Q$  de la cavité ou du circuit résonnant.

Nous écrirons alors

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{(1 - n^2)\sqrt{1 + \cot^2 c}} = \frac{\sin c}{1 - n^2},$$

$$\cot c = \frac{an}{\omega_0(1 - n^2)}.$$

Il vient alors :

$$n^2 - 1 = u \sin c, \quad n = u Q \cos c.$$

En éliminant  $n$ , nous obtenons l'équation

$$u^2 Q^2 \cos^2 c - u \sin c - 1 = 0,$$

ce qui donne pour valeur de  $u$  les racines

$$u = \frac{\sin c \pm \sqrt{\sin^2 c + 4Q^2 \cos^2 c}}{2Q^2 \cos^2 c}.$$

Si nous remarquons que  $Q$  est en général très grand, et en négligeant les termes en  $\frac{1}{Q^2}$  devant les termes en  $\frac{1}{Q}$  nous pouvons écrire

$$u = \pm \frac{1}{Q \cos c},$$

ceci n'étant valable en toute rigueur qu'au voisinage de  $c = 0$ , mais pratiquement jusqu'à des valeurs très voisines de  $90^\circ$ . Nous écrivons

$$v_0 = E_0 Q \cos c.$$

C'est l'équation polaire du lieu cherché : c'est un cercle qui passe par l'origine et qui a pour diamètre, porté par l'axe des  $x$ , la valeur  $E_0 Q$ . Le signe  $\pm$  correspond aux deux branchements possibles du circuit, c'est pourquoi nous ne l'écrivons pas : nous aurons besoin par la suite de deux tels cercles, symétriques l'un de l'autre par rapport à l'axe des  $y$ .

5. **Composition des vibrations.** — Nous représentons l'onde incidente par un vecteur vertical vers le haut et puisque nous lui ajouterons ou retrancherons la réponse du circuit résonnant, nous lui

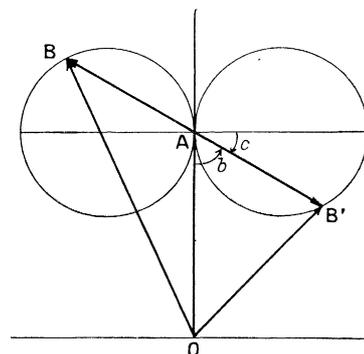


Fig. 2. — Composition des vecteurs.

ajouterons deux vecteurs dont les extrémités seront sur deux cercles symétriques passant par l'extrémité A et de diamètres  $\pm E_0 Q$ . En réalité, les deux vecteurs  $\vec{OA}$  et  $\vec{AB}'$  ou  $\vec{AB}$  ne sont pas dans le rapport  $Q$ , car nous ne prenons qu'une partie de l'onde incidente pour la composer avec la réponse de la cavité. Nous aurons donc la figure 2.

Les tensions détectées par les cristaux détecteurs au silicium sont représentées par les vecteurs  $\vec{OB}$  et  $\vec{OB}'$ , nous aurons donc un courant proportionnel au carré de la tension, à condition, ce qui est toujours réalisé, que cette dernière ne soit pas trop élevée : courants de l'ordre de quelques microampères.

Nous utiliserons deux branchements différents.

a. *Branchement en opposition.* — Chaque détecteur

est relié à la masse par son support, et s'ils sont de même type, nous disposerons entre les extrémités isolées d'une tension (chaque cristal débitant sur une résistance  $R$ ) proportionnelle à la différence des carrés des tensions détectées (fig. 3 a).

$$d = k(\overline{OB}^2 - \overline{OB'}^2).$$

Or dans le triangle  $OBB'$ , un théorème de géométrie élémentaire nous donne

$$\overline{OB}^2 - \overline{OB'}^2 = 4OA \cdot AB \sin c.$$

Soit ici

$$d = 4kE_0E_0Q \cos c \sin c = 2kE_0^2Q \sin 2c.$$

Si nous remplaçons notre variable  $c$  plus pratique par la variable usuelle  $\omega$ , nous retrouvons la formule sous la forme classique

$$d = 2kE_0^2 \frac{\frac{\omega\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}}{1 + \frac{1}{Q^2} \frac{\omega^2\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}}.$$

On reconnaît dans cette dernière formule, l'analogue de la formule de Ketteler-Helmholz pour la dispersion de l'absorption.

Comme nous ne voulons utiliser que la portion de courbe au voisinage de  $c = 0$ , nous tracerons la courbe en fonction de  $c$ , puisque, en première approximation,  $c$  varie comme  $\omega - \omega_0 = x$ ; en effet

$$\operatorname{tg} c = \frac{Q(n^2 - 1)}{n}.$$

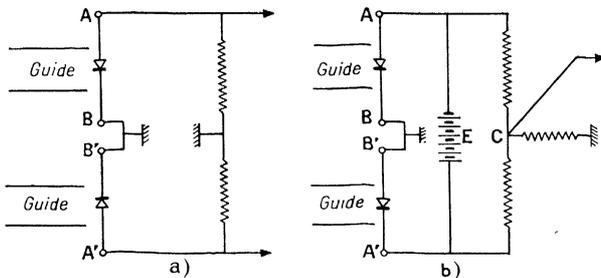


Fig. 3. — Connexions du discriminateur.

et comme  $n = \frac{x}{\omega_0} + 1$ , avec  $x$  petit par rapport à  $\omega_0$ , il vient

$$n^2 = 1 + \frac{2x}{\omega_0}, \quad \text{d'où} \quad \operatorname{tg} c \approx c \approx \frac{2Qx}{\omega_0} = \frac{2x}{a}.$$

La courbe a donc la forme bien connue de la figure 4 a.

Elle présente deux valeurs stationnaires de part et d'autre de  $\omega_0$  obtenue pour  $\operatorname{tg} c = \pm 1$ , soit

$$n^2 \pm \frac{n}{Q} - 1 = 0,$$

ce qui donne avec les mêmes approximations :

$$\begin{aligned} n &= 1 \pm \frac{1}{2Q}, \\ \omega &= \omega_0 \left( 1 \pm \frac{1}{2Q} \right), \\ \omega &= \omega_0 \pm \frac{R}{2L}. \end{aligned}$$

Entre ces deux valeurs de  $\omega$ , nous pouvons assimiler la courbe à une droite dont l'équation s'écrit

$$d = \frac{8kE_0^2Q^2x}{\omega_0}.$$

La pente, qui seule nous intéresse, vaut alors

$$\frac{dd}{dx} = \frac{8kE_0^2Q^2}{\omega_0}.$$

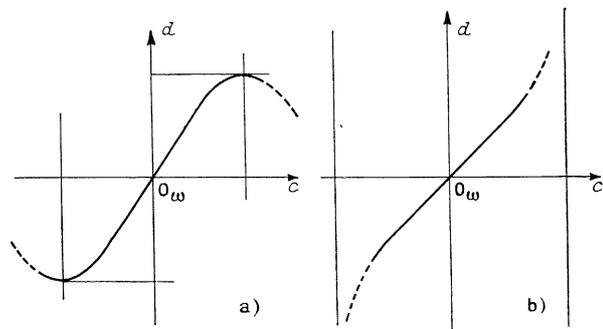


Fig. 4. — Courbes de réponse.

*b. Branchement en série du type « Ratio-detector ».*  
— Comme dans le cas précédent, chaque détecteur est relié à la masse par son support, mais ici, ils sont de type différent, ce qui fait que les extrémités isolées sont de nature différente (l'un est le silicium, l'autre le tungstène). Nous réalisons le montage de la figure 3 b, et nous maintenons artificiellement, à l'aide d'un gros condensateur ou d'une pile, la tension constante entre les extrémités isolées.

Nous amplifions alors la tension entre le point C et la masse.

Il est visible que la tension amplifiée est toujours proportionnelle à la différence  $\overline{OB}^2 - \overline{OB'}^2$ , comme précédemment; par contre, la pile E maintient la somme  $\overline{OB}^2 + \overline{OB'}^2$  constante, alors que dans le ratio-detector, c'est la somme  $\overrightarrow{OB} + \overrightarrow{OB'}$  qui reste constante.

Nous avons alors, d'après un théorème de géométrie élémentaire,

$$\begin{aligned} k'E &= \overline{OB}^2 + \overline{OB'}^2 = 2E_0^2 + 2E_0^2Q^2 \cos^2 c \\ &= 2E_0^2(1 + Q^2 \cos^2 c). \end{aligned}$$

Et la tension utilisable à l'entrée de l'amplificateur sera

$$d = 4k'E_0^2Q \sin c \cos c.$$

D'où, en éliminant  $E_0$  :

$$d = \frac{\gamma k Q \sin c \cos c k'' E}{1 - Q^2 \cos^2 c}$$

et comme  $Q$  est grand devant 1, nous pouvons écrire simplement

$$d = \frac{\gamma k k'' E \sin c}{Q}$$

La courbe des variations de  $d$  est une tangente qui, au voisinage de  $c = 0$ , est assimilable à une droite d'équation

$$d = \frac{\gamma k k'' E c}{Q}$$

et comme  $c = \frac{\gamma Q x}{\omega_0}$ , cela s'écrit

$$d = \frac{\gamma k k'' E x}{\omega_0}$$

La pente, qui seule nous intéresse, vaut

$$\frac{dd}{dx} = \frac{\gamma k k'' E}{\omega_0}$$

Si nous remarquons que  $k'' E$  est de l'ordre de  $E_0^2 Q^2$ , nous voyons qu'en gros nous avons par rapport au cas précédent, une perte de l'ordre de la moitié de la pente.

Par contre, et c'est là l'intérêt du montage, cette pente ne dépend plus de  $E_0$  et, quelle que soit la puissance reçue par le système, le fonctionnement restera le même.

**6. Amplification.** — Il nous faut amplifier la tension  $d$  pour la réinjecter sur le réflecteur du klystron, mais de façon continue, car même la valeur moyenne a de l'importance, et pas seulement les variations.

Chacun des deux cas précédents nécessite une amplification différente.

*a. Amplification symétrique.* --- Dans le premier

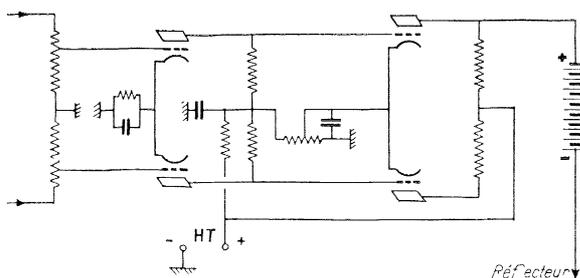


Fig. 5. — Amplificateur symétrique.

cas, il faut amplifier une tension dont aucune extrémité n'est à la masse, il faut donc une amplification différentielle, à deux lampes symétriques (fig. 5).

En sortie, nous aurons à utiliser seulement les

variations de tension du point A ou du point B, ce qui fait perdre la moitié du coefficient d'amplification. Pour pouvoir connecter (en courant continu) les variations de A au réflecteur du klystron, il nous faudra mettre en série une force électromotrice, continue importante (de l'ordre de 500 V) afin de combler la différence de potentiel entre ces deux points.

*b. Amplification ordinaire.* — Dans le deuxième cas, un amplificateur ordinaire à courant continu suffit, toute l'amplification est utilisée cette fois. On voit que, soit dans un cas, soit dans l'autre, le résultat final est le même, le facteur  $\gamma$  étant perdu soit à l'entrée, soit à la sortie.

**7. Réalisation hyperfréquence.** — Le circuit oscillant est une cavité H01, dont le fond se déplace

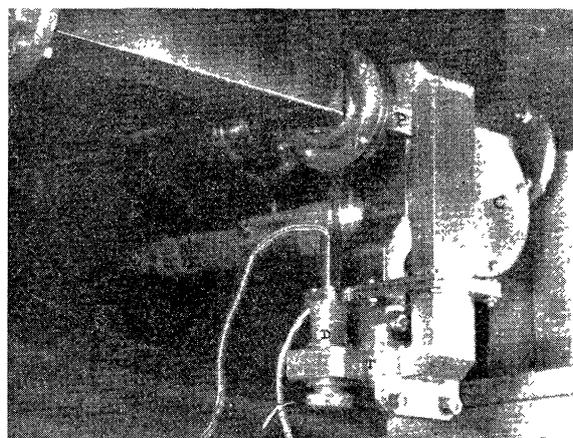


Fig. 6. — Le discriminateur.

On reconnaît en C la cavité, en T le té magique, en D le support du cristal, en P le guide principal.

parallèlement à lui-même grâce à une butée micrométrique. Elle est excitée par un petit trou percé dans le grand côté du guide, l'axe de la cavité étant parallèle au grand côté du guide.

La réponse de cette cavité est reprise par un trou placé à  $90^\circ$  du trou précédent, de façon à éliminer le mode parasite H31 toujours présent.

L'addition et la soustraction se font grâce à un « té magique ».

Rappelons que ce dispositif hyperfréquence est formé de quatre guides qui se rejoignent à angle droit et que l'on appelle les bras du té. Deux bras sont dans le prolongement l'un de l'autre, et forment un guide unique, on les appelle les bras latéraux. Un troisième bras est soudé dans le plan du grand côté du guide, on l'appelle le bras H, car le champ magnétique dans le guide est dans des plans parallèles à ce côté. Le quatrième bras est soudé perpendiculairement au grand côté du guide : on l'appelle le bras E.

Si le té est parfaitement symétrique et les bras latéraux adaptés, une onde envoyée par le bras H se divise dans les bras latéraux en deux ondes qui sont *en phase* à des distances égales de la jonction. Aucune onde ne passe dans le bras E.

Une onde envoyée dans le bras E se divise dans les bras latéraux en deux ondes qui sont *en opposition de phase* à des distances égales de la jonction.

Il suffira donc de placer un cristal détecteur adapté dans chacun des bras latéraux, et symétriquement, pour détecter la somme et la différence de deux ondes envoyées, l'une dans le bras E, l'autre dans le bras H.

Dans le bras H nous allons envoyer une partie de l'onde incidente que nous prélevons sur le guide principal grâce à un couplage directif [5] à très large bande, formé d'un trou en forme de croix décalé par rapport à l'axe du guide. L'atténuation d'un tel couplage est de l'ordre de 10 db, c'est-à-dire que seulement le 1/10<sup>e</sup> de l'énergie est prélevée. Le départ de l'énergie se fait à 90° de la direction incidente. Pour nous réserver la possibilité d'une variation de phase, l'onde obtenue dans le guide à 90° se réfléchit sur un piston mobile et repart en sens inverse. Il en retourne une fraction dans le guide principal, le 1/100<sup>e</sup> d'après l'atténuation, et ceci est négligeable.

Dans le bras E nous envoyons l'énergie provenant de la cavité. Le guide qui la reprend doit être adapté à l'extrémité opposée au té, ceci est réalisé simplement à l'aide d'un petit carton absorbant taillé en biseau et placé en bout, suivant la technique usuelle.

Chaque élément de guide et de cavité, détail de ce montage, a nécessité une étude individuelle au banc de mesure, de façon à posséder une bande passante permettant l'utilisation des klystrons 723 A/B que nous possédions, soit en gros 2,9-3,4 cm.

**8. Cristaux détecteurs.** — A l'extrémité de chaque bras latéral, nous avons placé des cristaux détecteurs au silicium et nous les avons adaptés pour le courant moyen qu'ils auront à débiter. La terminaison standard, conçue pour des courants de l'ordre de 1 mA, a dû être retouchée, pour les courants de l'ordre de 100 fois plus petits.

Si nous utilisons des cristaux de type français ou anglais, le silicium est relié à la pointe de la cartouche (isolée) nous aurons les connections du type *a*; si nous utilisons un cristal de type américain, avec un du type précédent, comme c'est la moustache de tungstène qui est reliée à la pointe, nous aurons les connections du type *b*.

Les amplificateurs se réduisent à un seul, dans le second cas, on n'en utilise que la moitié.

**9. Marche d'une expérience.** — Un dispositif simple d'inverseurs permet de réaliser à volonté les schémas *a* et *b* : les cristaux détecteurs débitent,

non point sur des résistances, mais sur des potentiomètres bobinés de 10 000 Ω. Les contacts mobiles des potentiomètres sont reliés : aux grilles dans le cas *a* et ensemble dans le cas *b*. Ceci pour permettre d'équilibrer les détecteurs.

Il est, en effet, impossible de trouver deux détecteurs identiques, un réglage doit donc être rendu possible pour rattraper la légère différence qui subsiste toujours entre les courants redressés.

Afin de régler convenablement le discriminateur, un inverseur permet d'isoler l'amplificateur, et de recevoir le signal sur les plaques Y d'un oscillographe cathodique.

Nous obtenons sur l'écran de l'oscillographe la courbe de discrimination de la figure 4, en balayant par la même tension, et le réflecteur du klystron et la coordonnée *x* sur l'écran. Ceci s'obtient simplement à l'aide d'un transformateur à 50 p/s dont un secondaire est en série dans le réflecteur, et un autre aux bornes de l'amplificateur en *x* de l'oscillographe.

Par l'observation de la courbe, nous pouvons régler l'équilibrage des cristaux et la position du piston de déphasage. Ces réglages faits, il suffit de brancher l'amplificateur. Le klystron se stabilise alors sur la fréquence définie par la cavité, ceci même en présence du balayage que l'on peut maintenir ou enlever à volonté.

**10. Coefficient de stabilisation.** — Considérons un appareil quelconque M qui donne à un signal d'entrée *s* une réponse *R*<sub>0</sub> avec la relation

$$R_0 = ts$$

*t* étant une constante, ou une fonction indépendante de *s*, réelle ou imaginaire, ce dernier cas tenant compte des déphasages possibles.

Si maintenant nous voulons stabiliser, nous prendrons une partie du signal de sortie et nous le réinjecterons à l'entrée, convenablement amplifié et déphasé de 180°. Supposons que muni de ce dispositif, la réponse de l'appareil au signal d'entrée *s* ne soit plus que *R*.

Le discriminateur prend *kR*, l'amplificateur donne *akR*; *k* étant la pente du discriminateur, et *a* le coefficient d'amplification; ce qui entrera dans l'appareil sera donc *s - akR*, nous aurons

$$R = t(s - akR),$$

d'où

$$R = \frac{ts}{1 + akR}$$

sans stabilisation, *R*<sub>0</sub> = *ts*.

Le taux de stabilisation est donc donné par le rapport  $\frac{R_0}{R}$  :

$$\frac{R_0}{R} = 1 + akt.$$

Voyons les valeurs des constantes dans notre cas précis : une variation de fréquence, qui peut provenir d'un grand nombre de facteurs (tension de chauffage du klystron, tension et température de la cavité du klystron, etc.) peut se ramener à une variation  $dV$  de tension sur le réflecteur. En l'absence de stabilisation, on peut écrire

$$df_0 = t dV.$$

Or lorsque le discriminateur et l'amplificateur seront connectés, une variation de fréquence  $df$  entraînera l'apparition d'une tension

$$dd = \frac{dd}{dx} df$$

aux bornes du discriminateur, la pente a été calculée précédemment et nous pouvons la mesurer à l'oscillographe.

Nous amplifions après dans le rapport  $a$  et la variation de tension sur le réflecteur du klystron qui donne la variation de fréquence  $df$  et de  $dV = a \frac{dd}{dx} df$ , il vient alors

$$df = t(dV - ap df) \quad \text{avec} \quad p = \frac{dd}{dx},$$

le coefficient de stabilisation est

$$\frac{df_0}{df} = 1 + apt$$

et comme 1 est négligeable devant  $apt$

$$\frac{df_0}{df} = apt.$$

**11. Mesure du taux de stabilisation.** — Lorsque nous mesurons à l'oscillographe la pente de la courbe, nous obtenons tout de suite le produit  $pt$ , ce qui

nous évite de mesurer la pente du klystron. En effet, compte tenu des amplifications de l'oscillographe et du rapport du transformateur d'entrée, nous mesurons le rapport entre la tension de sortie (appliquée sur le réflecteur) et la tension fournie par le discriminateur.

Le coefficient d'amplification de l'amplificateur à courant continu est facile à mesurer.

Dans nos premières expériences, nous avons une amplification de  $a = 2900$  et une variation  $\frac{dd}{dx}$  de 0,12, ce qui nous donne un taux de stabilisation de l'ordre de

$$\frac{df_0}{df} = 350.$$

**12. Application de l'appareil : variation de la fréquence.** — Avec un banc de mesure équipé d'un tel discriminateur dont la cavité est à l'air libre (on pourrait avoir mieux en la calorifugeant), nous avons tracé point par point la courbe de résonance d'une cavité d'ondemètre, ce qui nous a permis de mesurer avec précision son coefficient de surtension qui était de 8300.

Dans une série de mesures s'étalant sur une journée, on a pu vérifier que, sans précautions spéciales, les variations de fréquence dues aux variations fortuites des conditions d'alimentation (le secteur est très mauvais, tout au moins sur la ligne qui alimente le laboratoire) étaient au maximum de 0,12 MHz, ce qui donne une précision journalière pour notre klystron à 10 000 MHz de 12 pour 1 000 000.

Un nouvel amplificateur en construction nous permettra d'augmenter encore cette précision, ainsi qu'un calorifugeage de la cavité de référence.

Manuscrit reçu le 28 novembre 1953.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] SEELEY et AVINS. — *R. C. A. Review*, 1947, **8**, 201-237.  
 [2] MONTGOMERY et all. — *Technique of Microwaves Measurements*, p. 59-78.  
 [3] POUND. — *Technique of Microwaves Measurements*, p. 59-78.  
 [4] PIRCHER. — *Onde Électrique*, 1951, **31**, 144-153.  
 [5] SURDIN. — *J. Inst. Élect. Eng.*, 1946, **93**, 725-737.