List of Symbols

a = mean helix radius
B_{mn} = shunt self-susceptance per unit length for m = n
mutual susceptance per unit length for m = n
E = electric field
j = $\sqrt{-1}$
i_m = R. F. current on *m-th* line
I_0, K_0 = midified Bessel functions
L_0 = modified Struve function
t = time
x_{mn} = inductive coupling coefficient between lines m and n; m $\neq$ n
X_{mn} = series self-reactance per unit length for m = n
mutual reactance per unit length for m $\neq$ n
y_{mn} = capacitivs coupling coefficient between lines m and n; m $\neq$ n
v_m = R. F. voltage on *m-th* line
ω = angular frequency
Z_m = characteristic impedance of *m-th* line
β = general phase-shift coefficient
β_∞ = phase shift-coefficient for a single uncoupled helix
γ = radial propagation coefficient
Γ = general propagation coefficient

6. References

[1] *Cook, J. S., Kompfner, R.*, and *Quate, C. F.*: "Coupled Helices", Bell System T. J. 35 (1956), 127.

[2] *Lichtenberg, A. J.*: "Helical Coupling System", M. I. T. Report No. 290, 1954.

[3] *Minakovic, B.*: "The Coupling of Three Coaxial Helices", Proc. Inst. Electr. Eng. 105 (1958), Part B, Suppl. 11, 769.

Lignes à Retard pour Tubes à Propagation d'Onde de grande Puissance

Avec 14 Figures

J. Arnaud et F. Diaman.
Corbeville, Frankreich

La méthode la plus évidente permettant d'accroître la puissance HF consiste à utiliser plusieurs tubes en parallèle; si l'on considère le cas de deux amplificateurs seulement on s'aperçoit que deux conditions doivent être respectées:

— Les différences de phase accidentelles entre les deux tubes doivent rester assez faible dans la bande de fonctionnement pour ne pas réduire la puissance de sortie.

— Les composantes de champ en opposition de phase dans les deux tubes, si faibles soient elles, doivent être absorbées au niveau du couplage des tubes.

Cette situation se retrouve dans le cas où deux structures unimode classiques sont mises en parallèle et faiblement couplées, de manière à constituer une structure de largeur double. Le champ sera décrit en général par un mode symétrique et un mode antisymétrique, ce dernier étant considéré comme un mode parasite; la ligne en T en constitue un exemple.

I. La ligne en T

Cette structure, décrite dans [1], dérive de la structure à plafond central et permet de constituer un amplificateur à champs croisés. Par suite de sa symétrie géométrique deux groupes de modes de propagation peuvent être considérés: les modes symétriques et les modes antisymétriques; pour ces derniers le plan médian peut être matérialisé comme le représente Fig. 1 sans en modifier la propagation.

Le schéma équivalent fait apparaître la possibilité d'une transmission d'énergie entre le plafond et les doigts, jusqu'à des fréquences très basses. Le taux de retard étant de l'ordre de 1 à 3.

Par contre, des straps connectant les plafonds entre les pieds des T, représentés sur le schéma équivallent par des auto inductances L_s en parallèle sur le circuit de transmission, provoquent l'apparition d'une fréquence de coupure basse f_2 et on peut ainsi éviter la propagation de ce mode antisymétrique dans la bande normale de fonctionnement du tube. Lorsque ce résultat est atteint on dispose d'une structure à onde directe donc la largeur est de l'ordre de $\lambda/6$ et

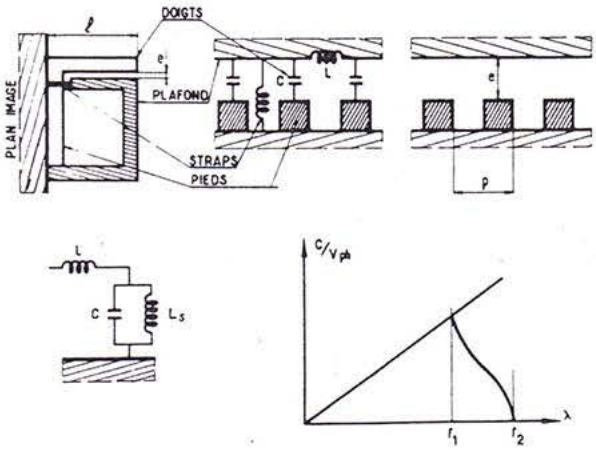

Fig. 1. Ligne en T. Schéma équivalent du mode antisymétrique

guidant la propagation d'un seul mode dans une bande utile d'environ 20 %; une structure plus large, mais conçue pour un oscillateur à onde inverse, va être décrite.

II. La ligne interdigitale alternee

Dans son principe, cette structure est constituée d'un système de barres parallèles équidistantes connectées à la masse suivant un réseau bipériodique [2].

La période p_3 joint deux points masse adjacents de la même barre et sa longueur est $2\,d$ (Fig. 2); les points masse de deux barres successives seront supposés distants de $|p_3/2| = d$; la période p est perpendiculaire à p_3. Si φ_1 et φ_3 sont les déphasages suivant p et p_3, la théorie des lignes à barreaux conduit à la relation

$$\cos\frac{\varphi_1}{2}\cos\frac{\varphi_3}{2} = \cos k\,d \qquad (1)$$

k étant la constante de propagation libre.

Cette expression simple suppose que seules les capacités entre barres adjacentes ont de l'importance, et que l'auto-inductance des connections à la masse est négligeable; on reviendra sur cette dernière hypothèse.

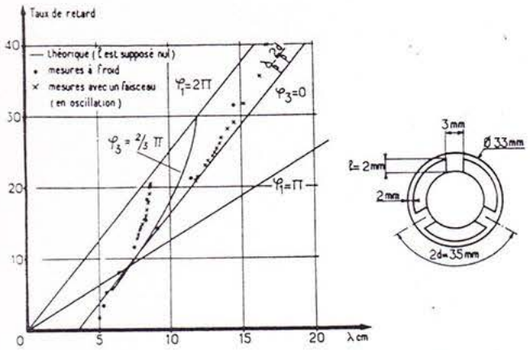

Fig. 2. Courbe de dispersion d'une structure interdigitale alternée

Le cas concret d'emploi de cette structure est un carcinotron O utilisant un faisceau tubulaire et dont la ligne à retard est obtenue en enroulant la structure précédente sur un cylindre, les électrons se déplaçant perpendiculairement aux barres.

Si n est le nombre de cellules dans le sens azimuthal, φ_3 doit prendre une des valeurs suivantes

$$\varphi_3 = 2\,\varkappa\,\pi/n \qquad (2)$$

$\varkappa$ étant un entier.

Fig. 2 montre la forme des rondelles utilisées lorsque $n = 3$, une rondelle sur deux, lors de l'empilage, subissant une rotation de $\pi/3$; les deux courbes de dispersion en trait plein sont déduites de l'expression (1) et les cercles correspondent aux valeurs mesurées à froid, pour les deux modes:

$$\varphi_3 = 0$$
$$\varphi_3 = 2\,\pi/3 \text{ ou } 4\,\pi/3 \qquad (3)$$

La forte différence constatée entre les valeurs théoriques et expérimentales pour $\varphi_3 = 2\,\pi/3$ provient de la longueur des connections à la masse qui a été négligée dans (1); les croix figurées sur ce diagramme correspondent aux fréquences d'oscillations du carcinotron O. On voit que, aux basses tensions, l'oscillation se produit sur le mode zéro pour lequel le tube est adapté et que, dès que la tension le permet ($c/v_{ph} \leq 21$), l'oscillation se produit sur le mode $2\,\pi/3$; la mesure des vitesses dans le faisceau montre que le niveau d'oscillation est sensiblement le même sur les deux modes, mais la puissance fournie à l'extérieur du tube est nulle lors de l'oscillation sur le mode $2\,\pi/3$ par suite de la symétrie du couplage utilisé; le calcul confirme que la résistance de couplage croît et tend vers l'infini lorsque φ_3 varie de 0 à π, pour un taux de retard fixé.

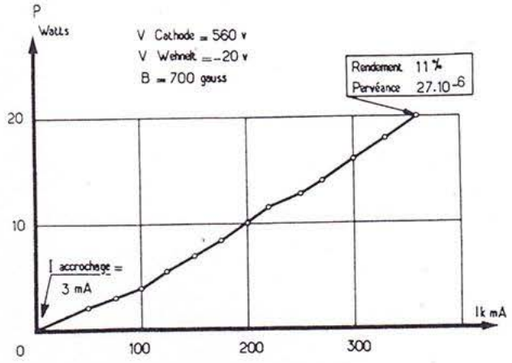

Fig. 3. Carcinotron O à ligne multiple – Variation de la puissance avec le courant

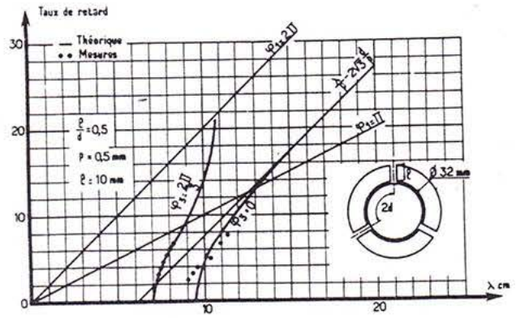

Fig. 4. Ligne interdigitale alternée à pieds $l/d = 0{,}5$

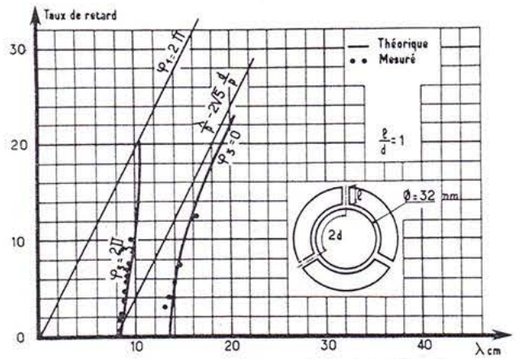

Fig. 5. Ligne interdigitale alternée à pieds $l/d = 1$

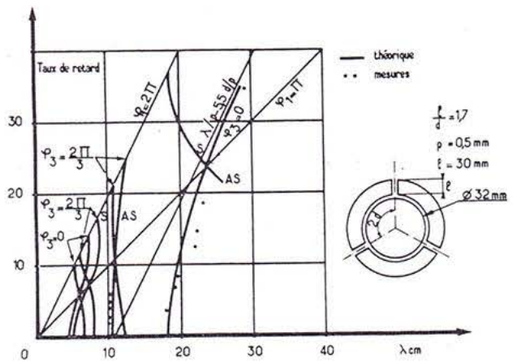

Fig. 6. Ligne interdigitale alternée à pieds $l/d = 1{,}7$, S = mode symétrique, AS = mode antisymétrique

Fig. 3 donne la variation de la puissance du tube avec le courant; on voit qu'un rendement de 11 % et une puissance de 20 watts peuvent être obtenus avec un faisceau de pervéance $27 \cdot 10^{-6}$; le courant d'accrochage est de 3 mA ce qui correspond aux calculs théoriques. Par suite de la présence du mode $2\,\pi/3$ la bande d'accord électronique est réduite et il est souhaitable de supprimer l'oscillation sur ce mode.

Le calcul théorique et l'expérience montrent que ce résultat peut être atteint en augmentant la longueur l des connections à la masse, appelés pieds. Les figures 4, 5 et 6 correspondant respectivement à $l/d = 0{,}5 - 1 - 1{,}7$ montrent l'évolution du mode $2\,\pi/3$ lorsque la longueur l est accrue; on trouve que le résultat cherché est atteint lorsque la longueur l est 1,5 fois d; le mode $2\,\pi/3$ est alors très dispersif et il est donc très fortement atténué.

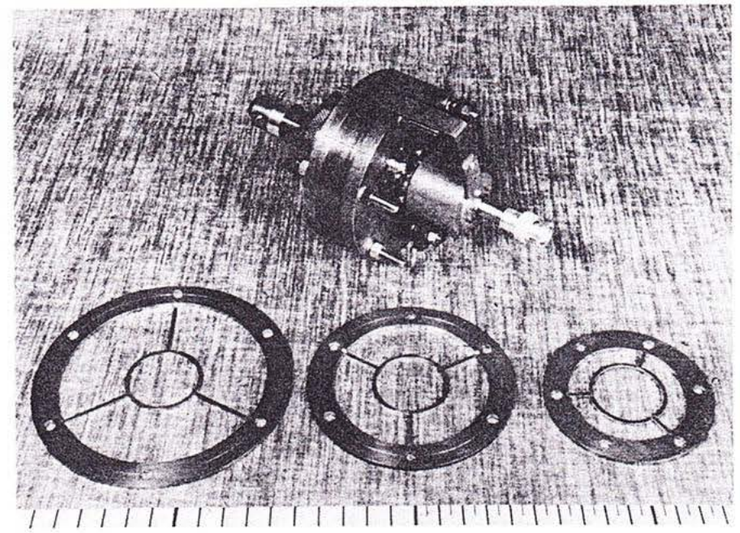

Fig. 7. Photographie de la ligne interdigitale

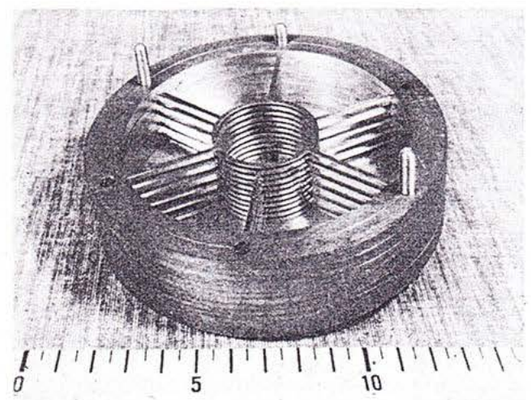

Fig. 8. Photographie de la ligne interdigitale alternée – Cavité ouverte

Les Figures 7 et 8 montrent les cavités expérimentales. Ainsi il est possible de réaliser une structure pour carcinotron du type O ou M coaxial propageant un seul mode inverse aux taux de retard utilisés, et dont la largeur est de $\lambda/2$, ce qui permet l'emploi de faisceaux à haute pervéance.

Pour une largeur donnée la puissance moyenne des tubes est limitée par la conductivité thermique du conducteur constituant la structure à retard; certains isolants (Al_2O_3 ou Be O) ayant une conductivité thermique élevée tout en étant de bons isolants électriques permettent d'accroître la dissipation thermique s'ils sont en contact avec la ligne; d'autre part une structure conductrice peut être déposée sur un diélectrique avec une bonne précision par des procédés photochimiques.

III. Lignes a retard deposees sur dielectrique

Les structures de base sont la ligne interdigitale et la ligne en méandre qui sont complémentaires au sens de principe de Babinet; la caractéristique de dispersion de ces structures, supposées infiniment plates, dans le vide, et dans le cas où la largeur de la partie conductrice est égale à celle de la partie vide, est donnée par:

$$\tan^2 k\,d/2 = |\tan \varphi_1/4| \qquad (4)$$

φ_1 étant le déphasage par cellule et d la longueur des doigts. Si la structure est supportée par un diélectrique de constante ε et de hauteur infinie, il suffit, en première approximation ($c/v_{ph} \gg \sqrt{\varepsilon}$), de remplacer

$$d \text{ par } d\,\sqrt{(1+\varepsilon)/2} \qquad (5)$$

dans la formule précédente.

On trouve théoriquement que la résistance de couplage définie par

$$\mathfrak{R} = \frac{EE^* k d}{2\,\beta^2\,P\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}} \qquad (6)$$

(où E est le champ utile au niveau de la ligne pour une puissance P, β la constante de propagation retardée et d la largeur de la structure) est divisée par $(1+\varepsilon)/2$.

Les pertes cuivre ne sont pas modifiées par le diélectrique mais il faut tenir compte des pertes dans le diélectrique; en outre, les pertes cuivre tendent logarithmiquement vers l'infini lorsque l'épaisseur tend vers 0; le problème des pertes devient donc très important.

Fig. 9 représente une ligne en méandre supportée par une alumine épaisse, la courbe théorique et la courbe expérimentale qui sont en bon accord.

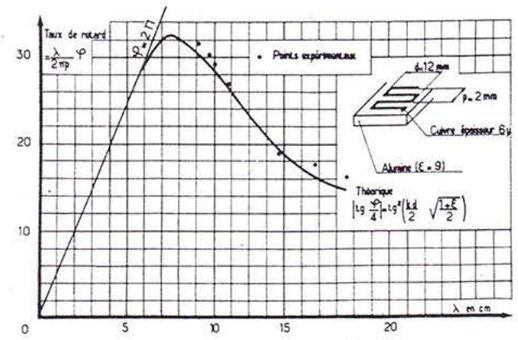

Fig. 9. Ligne en méandre sur alumine épaisse – Dispersion théorique et expérimentale