BRUIT ANORMAL DANS LES CANONS ÉLECTRONIQUES A CHAMPS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES CROISÉS (¹)

PAR J. ARNAUD,

Centre de Physique Électronique et Corpusculaire
de la CSF Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

SOMMAIRE. — *La présence d'un champ magnétique parallèle à la surface d'une cathode provoque l'apparition d'un bruit supplémentaire très intense dans les tubes à vide (bruit anormal); l'auteur rappelle les connaissances acquises sur ce point : théories statiques et dynamiques des flux électroniques en champs électrique et magnétique croisés, et expériences sur le courant sole. Il présente ensuite des résultats expérimentaux nouveaux qui permettent de préciser la nature statistique du bruit anormal et les conditions dans lesquelles il se produit. Ces résultats expérimentaux ont été obtenus sur des optiques du type coaxial, où le champ magnétique est créé par un courant intense circulant dans une tige cylindrique. Il ne parait cependant pas possible de donner actuellement une théorie satisfaisante du phénomène étudié.*
(C. D. U. : 621.385.632.2 : 621.391.822.)

SUMMARY. — *The presence of a magnetic field parallel to the surface of a cathode causes additional noise of high intensity in vacuum tubes (anomalous noise); the author sets out present knowledge on this point : Static and dynamic theories of electron flux in crossed magnetic and electric fields, and experiments on the sole-plate current. He then gives new experimental results which help to define the statistical nature of anomalous noise and the conditions under which it is produced. These experimental results were obtained on coaxial type optical systems in which the magnetic field is generated by a strong current flowing through a cylindrical rod. But it does not so far appear possible to propose a satisfactory theory of this phenomenon.* (U. D. C. : 621.385.632.2 : 621.391.822.)

INHALTSANGABE. — *Das Vorhandensein eines Magnetfeldes parallel zur Oberfläche einer Kathode bewirkt ein sehr starkes zusätzliches Rauschen in den Vakuumröhren (abnormales Rauschen). Der Verfasser legt kurz die diesbezüglichen Erkenntnisse aus : Statische und dynamische Theorie der Elektronenflüsse in gekreuzten elektrischen, magnetischen Feldern und Versuche über den Sohlenstrom. Er bringt dann neuere experimentelle Resultate, mit denen es möglich ist, die statistische Beschaffenheit des abnormalen Rauschens sowie seine Entstehungsbedingungen näher zu bestimmen. Diese Versuchsergebnisse wurden mit optischen Systemen mit koaxialem Aufbau erhalten, in denen das Magnetfeld durch einen Strom grosser Stromstärke erzeugt wird, welcher in einem zylindrischen Stab fliesst. Zur Zeit scheint es aber nicht möglich, eine zusammenhängende Theorie dieser Erscheinung zu geben.*
(D. K. : 621.385.632.2 : 621.391.822.)

(¹) Manuscrit reçu le 19 juillet 1963.

INTRODUCTION.

Les tubes à propagation d'onde (T. P. O.) dans lesquels le champ magnétique est essentiellement perpendiculaire à la surface de la cathode, ont des facteurs de bruit extrêmement bas, pouvant atteindre 2 dB; au contraire, les tubes « M » dans lesquels le champ magnétique est parallèle à la surface de la cathode ont habituellement des niveaux de bruit très élevés. On s'est aperçu que ce bruit n'est pas lié au type d'interaction « O » ou « M » le long du circuit à retard, mais qu'il avait pour origine le canon lui-même.

Les tubes « M » usuels, carcinotrons ([1], [2]) et T. P. O. M. [3] présentent, outre un niveau de bruit élevé, des phénomènes parasites qui paraissent être également en relation avec le canon. Le plus important de ces phénomènes est le courant sole dont l'observation a été à l'origine des études sur le bruit dans les canons « M »; citons également les oscillations parasites des T. P. O. M., les discontinuités et la modulation de fréquence parasite du carcinotron « M ». Ces phénomènes secondaires sont complexes et on limite ici l'étude au canon. La situation est encore plus complexe dans le cas du magnétron où l'on observe des oscillations de la charge d'espace liées au mouvement du faisceau autour de la cathode [4].

Il existe des théories statiques de divers flux électroniques en champs croisés, et des théories mettant en évidence l'instabilité de ces faisceaux; cette instabilité correspond à une amplification des signaux le long du faisceau qui a été appelée « gain diocotron ». Le calcul du bruit d'un canon « M » mené d'une façon analogue au calcul du bruit d'une triode, sur un modèle unidimensionnel ne permet pas de prévoir le niveau de bruit observé; c'est pourquoi on s'attachera ici surtout aux résultats expérimentaux. Quelques observations récentes sur la nature du bruit anormal permettent de préciser la nature et les conditions d'apparition du bruit.

On rappellera donc successivement les théories statiques dans l'espace de glissement puis dans le canon, les théories dynamiques dans l'espace de glissement et enfin les résultats théoriques encore fragmentaires qui concernent précisément le bruit d'une diode à champ magnétique transverse. Puis on présentera les résultats expérimentaux qui permettent de préciser le modèle que devrait utiliser une théorie complète du phénomène.

1. ÉTUDES STATIQUES DE L'ESPACE DE GLISSEMENT.

L'espace de glissement est constitué de deux électrodes planes parallèles; l'une d'elles, la sole, est au potentiel 0 et l'autre est au potentiel positif V_a. Le champ magnétique uniforme H a une direction située dans le plan des électrodes. On utilise un système de coordonnées orthogonales directes $Oxyz$, Ox étant la direction du champ magnétique et Oy étant perpendiculaire aux électrodes.

La trajectoire d'un électron dans un champ magnétique uniforme d'induction B est un cercle décrit avec une vitesse angulaire $\omega_H = \frac{e}{m} B$. Dans l'espace de glissement le champ électrique E provoque un déplacement du centre du cercle dans la direction Oz à la vitesse $v = \frac{E}{B}$: l'électron décrit une trochoïde. Cette trajectoire peut devenir une cycloïde ou une trajectoire rectiligne pour certaines conditions d'injection.

Ces résultats ne sont valables que dans la mesure où l'on néglige les effets de la charge d'espace; dans le cas de faisceaux denses, certains types de flux électroniques entre deux électrodes planes parallèles ont été étudiés; le plus simple est le flux « Brillouin ». Le flux est laminaire, ce qui signifie que les trajectoires ne se croisent pas; la densité de charge électrique ρ est constante et la pulsation de charge d'espace $\omega_p = \left(\frac{\eta\rho}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}$ est égale à la pulsation cyclotron ω_H. Le champ électrique étant donné par l'équation de Poisson :

$$\operatorname{div} E = \frac{\partial E}{\partial y} = \frac{\rho}{\varepsilon_0},$$

il varie linéairement dans le faisceau et la pente peut s'écrire :

$$\frac{\partial E}{\partial y} = \eta B^2.$$

Par ailleurs la conservation de l'énergie pour un électron parti de la cathode avec une vitesse nulle entraîne la relation

$$(1) \qquad 2\eta V = v^2 = \left(\frac{E}{B}\right)^2,$$

V étant le potentiel en y. Le potentiel du bord du faisceau situé du côté de la sole ($y = a$) est

$$(2) \qquad V(a) = a E(a).$$

P. 44

de (1) et (2) on déduit les deux solutions :

$$E(a) = 2\eta B^2 a \quad \text{(faisceau du type I)},$$
$$E(a) = 0 \quad \text{(faisceau du type II)}.$$

Ces relations justifient le tracé de la figure 1; le courant étant proportionnel à l'aire hachurée on voit qu'aux faibles courants, le faisceau est du type I; lorsque la charge d'espace est négligeable, la distance du faisceau à la sole est donnée par

$$2\eta B^2 a = \frac{V_a}{D},$$

D étant la distance sole-ligne. Cette relation peut également s'écrire :

$$a = \frac{D}{4}\left(\frac{B_c}{B}\right)^2,$$

en définissant le champ magnétique critique par

$$B_c^2 = \frac{2}{\eta}\frac{V_a}{D^2}.$$

On voit qu'un courant peut circuler dans l'espace sole-ligne seulement si $\frac{B}{B_c} \geq 0{,}5$.

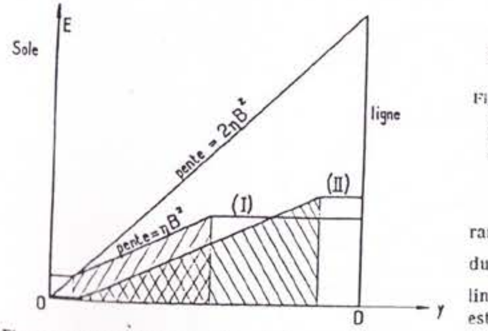

Fig. 1. — Flux Brillouin : variation du champ électrique total fonction de la distance; l'aire hachurée est proportionnelle au courant.

Lorsque le courant croît, un des bords du faisceau se rapproche de la sole; il l'atteint pour un courant I qu'on déduit de la relation

$$(1) \qquad Z = \left(\frac{B_c}{B}\right)^2\left\{1-\left[1-\left(\frac{B_c}{B}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^{-1},$$

où l'on a défini une impédance de faisceau réduite

$$Z = \frac{V_a \eta B l \varepsilon_0}{I},$$

l étant la largeur des électrodes dans la direction du champ magnétique. Si le courant injecté continue à croître, le faisceau s'éloigne de la sole et devient du type II. Le champ est alors nul entre la sole et le faisceau. La limite absolue du courant est obtenue lorsque le faisceau atteint l'anode, ce qui correspond à

$$(3) \qquad Z = 1.$$

Ces résultats sont en accord avec l'expérience. La figure 2 montre le courant cathode, égal au courant injecté dans l'espace d'interaction, en fonction du rapport $\frac{B}{B_c}$. On vérifie que la croissance est linéaire comme l'indique (4). Le courant collecteur est inférieur au courant cathode en raison du bruit intense de ce faisceau qui provoque son absorption partielle par la ligne et la sole. Il est cependant très supérieur au courant donné par (3).

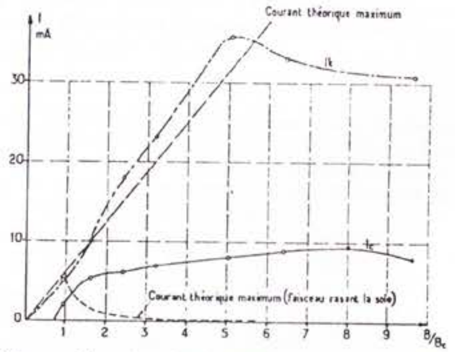

Fig. 2. — Courant maximal susceptible d'être injecté dans une optique en champs croisés (la tension de l'anode accélératrice est réglée à la valeur maximale telle que le courant anodique reste nul).

$V_{\text{ligne}} = 70$ V, $\quad V_{\text{sole}} = -4$ V.

On connaît explicitement une autre solution de flux en champs croisés; c'est le faisceau bidromique. Dans ce cas les trajectoires de tous les électrons sont identiques entre elles à une translation près, et deux trajectoires se croisent en chaque point du faisceau. Le calcul montre que ce flux présente les mêmes caractéristiques externes que le faisceau Brillouin, c'est-à-dire un même courant total pour une même épaisseur. Une étude faite sur les régimes transitoires des magnétrons [5] montre que les faisceaux « M » tendent à s'établir en régime laminaire

plutôt que bidromique. Cette théorie néglige cependant les phénomènes H. F. qui jouent un rôle essentiel.

Ces résultats peuvent être étendus au cas des faisceaux coaxiaux pour lesquels on donnera des résultats expérimentaux détaillés. Ces faisceaux se déplacent entre deux cylindres coaxiaux créant un champ électrique radial E et sont focalisés par un champ magnétique azimuthal H créé par un courant J circulant dans un conducteur central. Le champ magnétique est donné par le théorème d'Ampère :

$$J = 2\pi r H.$$

On appelle r_a le rayon de l'anode et r_c le rayon de la cathode; le champ électrique sans charge d'espace s'écrit :

$$E = \frac{V_a}{r\,L\left(\frac{r_c}{r_a}\right)}$$

et le taux de retard en l'absence de charge d'espace :

$$\tau = \frac{c}{v} = \frac{L\left(\frac{r_c}{r_a}\right)}{2\pi}\,\frac{\sqrt{\frac{2\eta}{\varepsilon_0}}}{\frac{V_a}{J}}.$$

Le courant critique, c'est-à-dire le courant $J = J_c$ tel qu'un électron parti de la cathode atteigne tangentiellement l'anode est donné par

$$(5) \qquad J_c^2 = \frac{8\pi^2 V_a}{\eta\mu_0^2\left(L\frac{r_c}{r_a}\right)^2}$$

et un électron peut traverser l'espace de glissement seulement si $\frac{J}{J_c} \geq 0{,}5$.

Ces expressions sont valables pour $r_c > r_a$ et pour $r_c < r_a$; elles se confondent avec celles du système plan lorsque r_c tend vers r_a.

2. ÉTUDES STATIQUES SUR LE CANON.

D. Charles a proposé en 1949 un canon dit « canon court » [6] dans lequel le champ électrique est égal à la moitié du champ dans l'espace de glissement, ce qui permet d'obtenir une trajectoire rectiligne. Bien que la charge d'espace et la largeur non nulle de la cathode ne permettent pas de réaliser exactement ces conditions, ce type de canon est universellement employé dans les tubes « M » à injection, et c'est ce type de « canon court » qu'on étudiera principalement.

En 1950, R. Berterrottière et G. Convert [7] ont proposé d'appliquer aux canons « M » la technique de calcul utilisée par Pierce pour les canons « O », en considérant un régime uniforme dans la direction Oz et en limitant le faisceau à deux trajectoires limites. Les trajectoires dans un tel régime peuvent être obtenues de façon explicite; dans le cas où les vitesses initiales sont négligées, le faisceau exécute des oscillations autour d'une trajectoire moyenne parabolique comme le montre l'expression réduite de la trajectoire :

$$Y = \frac{u^2}{2} + \cos u - 1,$$
$$Z = u - \sin u,$$
$$\Phi = \frac{u^2}{2} - u\sin u + 1 - \cos u,$$

avec

$$y = \frac{\eta i}{\varepsilon_0\omega_H^3}Y, \qquad z = \frac{\eta i}{\varepsilon_0\omega_H^3}Z,$$
$$V = -\frac{\eta i^2}{\varepsilon_0^2\omega_H^4}\Phi, \qquad \omega_H t = u.$$

i étant la densité émise par la cathode et V le potentiel en un point de la trajectoire.

Une méthode due à P. T. Kirstein [8] permet de calculer explicitement la forme des électrodes. L'expérience a montré qu'il était effectivement possible d'obtenir un faisceau laminaire et une densité d'émission constante ([9], [10]).

Les calculs précédents supposent que la vitesse initiale des électrons est nulle; dans l'hypothèse, *a priori* arbitraire, qu'elle est constante et correspond à un potentiel $\Phi = \frac{1}{4}$, G. S. Kino [11] a montré que les équations ci-dessus se simplifient et que les trajectoires sont purement paraboliques; la distance des deux paraboles limitant le faisceau diminue pour des distances croissantes; il est ainsi possible d'obtenir un canon « long » très convergent. Si le canon est très long et la tension de l'électrode accélératrice V_a faible, la vitesse correspondant à $\Phi = \frac{1}{4}$ peut devenir inférieure aux vitesses thermiques et l'on peut alors considérer que la solution parabolique se trouve réalisée sans grille accélératrice. Mais il se peut aussi que le régime soit instable; il y a peu d'expériences permettant de préciser ce point [12].

Les canons étudiés ci-dessus avaient pour but d'obtenir une densité de courant constante sur la cathode. Ce cas est très loin d'être réalisé dans les canons usuels où la plaque accélératrice est parallèle à la cathode. Dans ce cas, en effet, les électrons émis par la région de la cathode la plus éloignée de l'espace

de glissement tendent à réduire le champ électrique au voisinage de la cathode dans la région la plus proche de l'espace de glissement et, par conséquent, la densité de courant émise varie. Si le champ magnétique est particulièrement fort, ou si la cathode est très large dans la direction Oz, une partie de la cathode n'émet aucun courant (ou même en reçoit). Ce résultat a été bien mis en évidence par les expériences de A. G. Stainsby [13].

Le courant total émis par ce type de canon, dont l'anode est parallèle à la cathode, a été déterminé théoriquement [14] et empiriquement [15]; lorsque la cathode est très large le courant tend vers le courant limite donné par (3); on peut en déduire le profil qu'il convient de donner à l'anode pour obtenir une densité d'émission constante ([16], [42]). Ce calcul approximatif rejoint les conclusions des calculs rigoureux cités précédemment : la distance anode-cathode doit diminuer du côté de l'espace de glissement.

Un autre calcul rigoureux de flux électronique a été proposé par G. Wendt [17]; ce calcul suppose que la densité d'émission à la cathode, au lieu d'être constante, varie linéairement avec la distance Oz, le système restant uniforme dans la direction Ox du champ magnétique. On utilise un système de coordonnées polaires x, r, θ; la surface de la cathode correspond à $\theta = 0$ et son potentiel est supposé nul; par contre, le potentiel correspondant à $\theta = 2\pi$ n'est pas obligatoirement nul.

On montre que, dans le cas général où le champ magnétique est parallèle à la surface de la cathode :

$$\mathrm{rot}(\vec{v} - \eta\vec{A}) = 0$$

ou

$$\vec{v} = \mathrm{grad}\,W + \eta\vec{A},$$

W étant la fonction action et $\vec{A}$ le potentiel vecteur.

Dans le cas où la densité i est une fonction linéaire de la distance, toutes les trajectoires sont homothétiques par rapport à l'origine des coordonnées. La densité ρ est indépendante de r et les potentiels varient en r^2. On pose

$$W = [f(\theta) - \theta]\,r^2\frac{\omega_H}{2}.$$

En écrivant l'équation de conservation de l'énergie, l'équation de Poisson, et la conservation de l'électricité, on est conduit à une équation différentielle du quatrième ordre en $f(\theta)$, dont la solution pour de petites valeurs de θ s'écrit :

$$f(\theta) = f_0\theta^{\frac{4}{3}} - \frac{81}{175 f_0}\theta^{\frac{7}{3}} + \left(\frac{17}{21} - \frac{2187}{21875}\frac{1}{f_0^2}\right)\theta^{\frac{10}{3}} + \ldots,$$

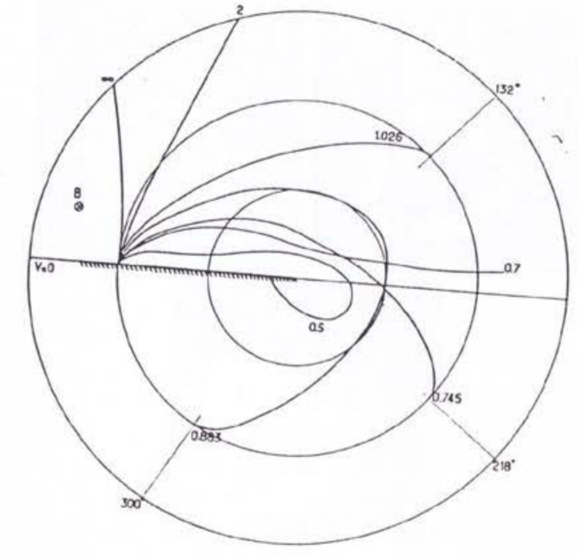

Fig. 3. — Trajectoires d'un canon à variation linéaire de la densité de courant émise par la cathode pour différentes valeurs de champ magnétique (paramètre f_0); certaines valeurs critiques de f_0 correspondent à un deuxième minimum de potentiel.

avec

$$f_0^3 = \frac{243}{250}\frac{\eta}{\varepsilon_0}\frac{\frac{i}{r}}{\left(\frac{\omega_H}{2}\right)^3}.$$

Pour de grandes valeurs de θ une machine à calculer a permis d'obtenir les trajectoires qui sont représentées sur la figure 3, et qui sont valables tant qu'il n'y a pas croisement des trajectoires. Certaines sont assez surprenantes, en particulier pour $f_0 = 1{,}026$, 0,883, 0,745, ... La vitesse s'annule ainsi que le potentiel après un angle respectivement égal à 132°, 218°, 300°, ... Ces trajectoires présentent un axe de symétrie, et le temps de transit de l'électron jusqu'au plan de vitesse nulle pour $f_0 = 1{,}026$, est égal à 6,2 périodes-cyclotrons. La courbe marquée $f_0 = \infty$ correspond à l'absence de champ magnétique, et l'on voit que le faisceau se concentre dans ce cas dans une direction orientée vers la gauche. Pour f_0 très faible, 0,1 par exemple et θ petit, on retrouve les trajectoires ondulées du cas précédemment étudié (densité uniforme).

Si un régime analogue à $f_0 = 1{,}026$ s'établissait dans les canons réels on conçoit que la présence d'un deuxième minimum de potentiel puisse entraîner une instabilité de la charge d'espace. Il n'y a cependant pas eu jusqu'ici d'observation expérimentale de ce régime.

3. ÉTUDES DYNAMIQUES SUR L'ESPACE DE GLISSEMENT.

On sait qu'un faisceau se déplaçant dans des champs électriques et magnétiques croisés est instable, depuis les travaux de O. Buneman [18], R. R. Warnecke, O. Doehler et D. Bobot [19] et de G. G. Mac Farlane et H. G. Hay [20] basés sur l'hypothèse d'un faisceau laminaire et utilisant une méthode de raccordement de champ. Cette instabilité signifie qu'une perturbation s'amplifiera exponentiellement le long de l'espace de glissement. C'est ce que ces premiers auteurs ont appelé « gain diocotron ».

Plus récemment, B. Epsztein [21], R. W. Gould [22] et J. R. Pierce [23] ont calculé cet effet en supposant le faisceau infiniment mince, ce qui les conduit à des calculs particulièrement simples. Ce type de calcul montre que l'instabilité du faisceau est due à la répulsion des électrons et l'instabilité serait assez analogue au « flambage » d'une poutre soumise à une forte pression interne. G. Mourier [24] et H. Apter et G. Mourier [25] ont utilisé une théorie de modes couplés en assimilant les bords du faisceau à deux couches de charges.

Les résultats obtenus avec les faisceaux épais montrent que le gain augmente en fonction de l'épaisseur, en raison de l'augmentation du courant total, puis décroît en raison de l'éloignement des deux couches. Le gain pourrait même s'annuler.

Dans l'ensemble, ces diverses théories ne conduisent pas à des résultats assez différents pour que l'expérience permette de trancher; mais l'ordre de grandeur a été vérifié par des mesures détaillées de P. Guénard et H. Huber [26].

Le gain peut s'écrire en utilisant l'impédance réduite définie précédemment :

$$(6) \qquad \gamma = \frac{\omega}{v}\frac{1}{Z}\left(\frac{B}{B_c}\right)^2,$$

on remarquera que le gain (en népers par unité de longueur) est proportionnel à la fréquence du signal; ceci n'est vrai que si la longueur d'onde dans le faisceau reste grande devant l'épaisseur de celui-ci. Il apparaît d'autre part des effets non linéaires; ces effets peuvent être visualisés par un dispositif analogique comme l'a montré B. Epsztein [27]; en effet, pour un observateur se déplaçant avec le faisceau, les équations de mouvement deviennent

$$(7) \qquad m\frac{d\bar{w}}{dt} + e\bar{w}\times\bar{B} = 0,$$

$\bar{w}$ étant la vitesse alternative; ce résultat suppose que le champ E est constant, c'est-à-dire que la charge d'espace reste faible ainsi que le glissement des couches électroniques. On observe alors que (7) s'applique aussi à un faisceau plan immobile dans un champ magnétique parallèle à sa surface. Pour obtenir un dispositif pratique, on peut animer le faisceau d'un mouvement de glissement dans la direction du champ magnétique sans modifier (7).

La figure 4 montre la déformation d'un tel faisceau en fonction du courant à partir de perturbations statiques dues aux irrégularités de construction du canon ou d'émission de la cathode (la forme circulaire a été donnée au faisceau pour la commodité de réalisation du canon). On voit que des nodosités se forment avec des dimensions croissantes en s'enroulant les unes autour des autres. Ces images donnent une bonne représentation de ce qu'il advient à un faisceau en champs croisés par suite du gain diocotron à partir de perturbations aléatoires telles que le bruit du canon. Le faisceau, après une région d'amplification exponentielle obéissant à la loi du gain diocotron (6) se décompose en paquets de dimensions croissantes. Les parois, la sole et la ligne, tendent

à limiter l'évolution de ce phénomène par suite des effets d'image lorsque la distance des paquets successifs atteint la distance sole-ligne D; c'est pourquoi, après un espace de glissement assez long, le spectre du bruit contenu dans le faisceau paraît centré autour d'une fréquence voisine de $\frac{v}{D}$ [28]. On peut, en effet, représenter le faisceau comme une succession de paquets d'électrons répartis aléatoirement dans le temps; un calcul analogue à celui de l'effet de grenaille mais portant sur des paquets d'électrons et non sur les électrons eux-mêmes montre que le spectre d'un tel signal est presque uniforme jusqu'à une fréquence de l'ordre de $\frac{v}{D}$. Au-delà de ce régime, le faisceau commence à être absorbé par la ligne et par la sole. Les mesures montrent que le bruit du faisceau restant est réduit [29].

P. Guénard et H. Huber ont bien montré [26] que le courant sole est dû à l'amplification par le gain diocotron du bruit du canon ou éventuellement d'un signal externe appliqué au faisceau après le canon.

H. Alfven et coll. [28], D. Reverdin [9] et M. H. Miller [30] ont donné la répartition du courant

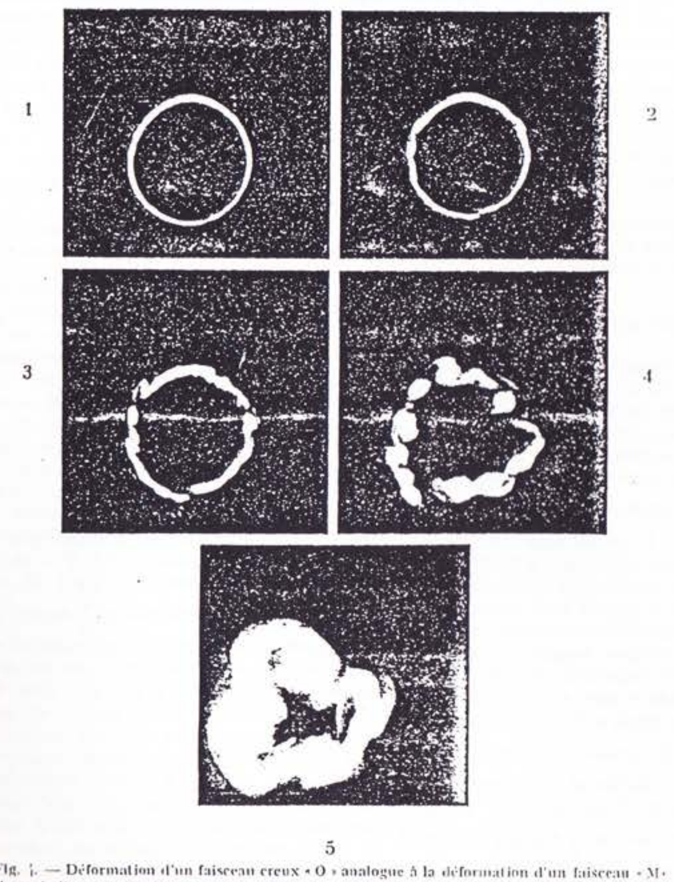

Fig. 4. — Déformation d'un faisceau creux « O » analogue à la déformation d'un faisceau « M » le long de l'espace de glissement sous l'influence du bruit du canon (d'après B. Epsztein [20]).

sole le long de l'espace de glissement. La densité de courant sole augmente à mesure que le faisceau s'étale, puis elle diminue en raison de la diminution du courant total. La distance entre le canon et la position du maximum de courant sole augmente lorsque la sole est polarisée plus négativement par rapport à la cathode puisque la distance moyenne du faisceau à la sole augmente; elle diminue, au contraire, lorsque le niveau de modulation initial augmente.

Il faut remarquer que le courant sole total, pour un espace de glissement très long, peut être calculé simplement par des considérations énergétiques [43]. Si, en effet, on suppose le faisceau rectiligne et la charge d'espace assez faible pour ne pas modifier la vitesse moyenne des électrons, on peut écrire :

$$V_a I_L - V_S I_S = \frac{V_0}{4}\left(\frac{B_c}{B}\right)^2 (I_L + I_S),$$

où I_L et I_S sont les courants totaux ligne et sole, V_a et V_S les tensions cathode-ligne et cathode-sole. Le terme de gauche représente l'énergie fournie par les alimentations et le terme de droite l'énergie cinétique des électrons. On déduit de cette équation

$$\frac{I_S}{I} = \frac{1 - \frac{1}{4}\left(\frac{B_c}{B}\right)^2}{1 + \frac{V_S}{V}}.$$

Cette expression est en accord avec l'expérience pour les optiques longues. Des considérations analogues montrent que l'absorption d'une partie du faisceau par une électrode, la sole par exemple, déplace vers l'autre électrode, la ligne, le centre de gravité du faisceau restant et que le faisceau tend à remplir symétriquement l'espace ligne-sole. Le courant sole n'est donc proportionnel à la modulation initiale du faisceau que dans le cas où une proportion notable du faisceau atteint le collecteur.

Les études précédentes considéraient l'amplification d'ondes dans la direction du flux électronique, c'est-à-dire d'ondes dont la phase est constante dans la direction du champ magnétique. J. R. Pierce [23] ainsi que B. Glance et G. Mourier [31] ont envisagé le cas d'ondes obliques. Ils constatent que le gain décroît rapidement avec l'angle θ entre l'onde et le flux électronique. La valeur θ_0 pour laquelle le gain s'annule est égale environ à 16° aux basses impédances du faisceau. Ce gain « oblique » assure une certaine corrélation des bruits émis par différentes parties de la cathode comme on le montrera expérimentalement.

4. CALCULS DYNAMIQUES SUR LE CANON.

Les études sur ce point sont difficiles et peu nombreuses. La plupart des auteurs ont choisi un modèle unidimensionnel de flux électronique (c'est-à-dire sans variation dans la direction Oz) et ils ont cherché à étendre à ce flux les résultats déjà obtenus dans le cas des faisceaux « O ». T. Van Duzer et coll. [32] ont écrit les équations de Llewellyn-Peterson sous la forme d'une matrice reliant les quantités alternatives entre un plan $y = a$ et un plan $y = b$:

$$\begin{bmatrix} I_y \\ w_y(b) \\ q_y(b) \\ w_z(b) \end{bmatrix} = [x] \begin{bmatrix} I_y \\ w_y(a) \\ q_y(a) \\ w_z(a) \end{bmatrix},$$

V étant la différence de potentiel entre les plans a et b, I_y la composante suivant Oy du courant total, w_y et w_z les composantes de la vitesse et q_y la composante suivant Oy du courant de convection. Ces auteurs constatent que les fluctuations à la sortie du canon ne sont pas sensiblement différentes des fluctuations à la cathode. Ce calcul ne peut donc pas expliquer l'existence du bruit anormal; il permettrait cependant, une fois éliminé le bruit anormal, d'étudier des canons à très faible bruit.

En l'absence de champ magnétique, on sait que le bruit de la cathode dû, d'une part, à la structure granulaire de l'électricité et, d'autre part, à la fluctuation des vitesses d'émission, entraîne pour le carré de la fluctuation du courant total $(I - I_0)^2$ la valeur $2eI_0\Delta f$ lorsque l'émission de la cathode est limitée par la température (Δf étant la bande dans laquelle est mesuré le bruit). Cette fluctuation est multipliée par un facteur Γ^2 très inférieur à l'unité lorsque l'émission est limitée par la charge d'espace $\left(\text{pour une cathode à } 1000°\text{C}, \Gamma^2 \text{ est de l'ordre de } \frac{1}{5V_a}, V_a \text{ étant la tension continue cathode-anode}\right)$. Cette réduction provient des fluctuations de la valeur du minimum de potentiel qui tendent à s'opposer aux fluctuations du courant émis par la cathode. Ceci n'est vrai que lorsque le temps de transit entre la cathode et le minimum de potentiel est petit devant la période des fluctuations considérées. Aux hautes fréquences, Γ^2 augmente de façon très importante. Certains auteurs ont suggéré que, en présence de champ magnétique, il pouvait exister une oscillation du minimum de potentiel; mais le calcul de T. Van Duzer et J. R. Whinnery [32] d'une diode en présence de champ magnétique ne fait pas apparaître une telle singularité. Le minimum

de potentiel et les trajectoires dans cette région ne sont pas modifiées de façon très importante par la présence du champ magnétique.

Un autre calcul de M. A. Pollack [33] utilisant la méthode de Monte-Carlo, montre que le facteur de réduction Γ^2 augmente en fonction du champ magnétique et tend vers de grandes valeurs lorsque le champ s'approche du champ critique, ce qui correspond bien aux mesures faites sur les diodes. Cependant le calcul ne permet pas non plus de prévoir le comportement du faisceau dans les conditions où le bruit anormal est dominant.

Les résultats expérimentaux obtenus depuis 20 ans sur les canons « M » sont nombreux mais les mesures sont souvent perturbées par des phénomènes parasites et il est difficile d'arriver à des conclusions générales; il existe cependant des résultats bien établis qui vont être maintenant décrits.

5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES CANONS A CHAMPS CROISÉS.

5.1. Influence des ions. Loi d'homothétie. Influence du chauffage de la cathode.

Un certain nombre de ces résultats sont négatifs. Ils permettent d'éliminer certaines hypothèses proposées pour expliquer le bruit anormal.

En particulier tous les auteurs s'accordent à constater que le vide ne joue aucun rôle sur le phénomène, de 10^{-4} à 10^{-9} Torr au moins. L'intervention d'oscillations ioniques est donc à rejeter.

On peut remarquer en second lieu que le bruit apparaît dans des conditions très similaires quels que soient le champ magnétique, la tension ou la dimension du système. Il existe des résultats pour des champs magnétiques allant de 10 à 6 000 gauss, des tensions de 10 V à 100 kV et des distances de 0,3 à 30 mm. Le bruit et le courant sole apparaissent toujours lorsque $\frac{B}{B_c}$ est compris entre 0,8 et 2 suivant la forme du canon avec un niveau relatif comparable dans tous les cas. Cela signifie que le phénomène essentiel obéit aux lois d'homothétie déduites de l'équation de Poisson et de l'équation de mouvement. Il paraît, dans ces conditions, peu probable que les vitesses thermiques, qui n'obéissent pas aux lois d'homothétie, jouent le premier rôle dans ce phénomène. Mais il est, par contre, évident qu'un phénomène aléatoire ne peut avoir son origine que dans l'émission discontinue de la cathode. Il y a là une contradiction qui n'est peut-être pas insurmontable.

En troisième lieu les expériences de P. Guénard et H. Huber [26] montrent que les oscillations parasites liées aux connexions externes et aux résistances négatives de l'optique ne jouent pas un rôle essentiel, bien qu'elles perturbent les mesures en faisant apparaître des instabilités externes, des discontinuités, etc.

Le quatrième point important résulte des expériences de B. Epsztein [21] et de R. P. Little, H. M. Rupple et S. T. Smith [34] qui ont montré que le sous-chauffage de la cathode peut amener la disparition du bruit, le courant émis restant cependant à peu près constant. On exprime ceci en disant que le bruit disparaît si l'émission cathodique est limitée par la température. Il est difficile de s'assurer, en présence de champ magnétique, à partir de quel moment l'émission cathodique est, sur toute la surface, limitée par la température. Cette loi définit donc plutôt un ordre de grandeur de la puissance de chauffage critique, de telle sorte que ces résultats ne sont pas en désaccord avec ceux de H. Alfven et coll. (*loc. cit.*, p. 88).

Un autre groupe d'expérience concerne la forme du canon. On va décrire quatre types de canons courts permettant d'éviter le bruit anormal.

5.2. Le canon à cathode étroite.

B. Epsztein [21] a observé que la largeur de la cathode (dans la direction Oz) influe sur la valeur du champ magnétique pour lequel apparaît le courant sole. Ses résultats sont montrés sur la figure 5 où le courant sole est porté en fonction du champ magnétique pour différentes largeurs de cathode. La valeur de $\frac{B}{B_c}$ correspondant à l'apparition du courant sole varie de 0,9 à 1,6 pour une largeur variant de 6 à 1 mm. On peut essayer de caractériser autrement ces résultats. Si, en effet, on néglige l'effet d'image dû à l'anode et si l'on admet que les lois d'homothétie sont valables, ce que de nombreuses expériences paraissent montrer, la forme seule du faisceau devrait déterminer l'apparition du bruit anormal et non la valeur absolue de la distance anode-cathode D. Cette forme peut être définie par le rapport entre la hauteur du faisceau $y_a = \frac{2}{\eta}\frac{E}{B^2}$ et la largeur h de la cathode; les résultats expérimentaux montrent que le bruit anormal apparaît lorsque ce rapport $\frac{y_a}{h}$ est inférieur à 0,6.

On peut alors faire la remarque suivante : le produit du gain diocotron donné par (6) et de la lar-

geur h de la cathode, avec $\frac{y_a}{h} = 0,6$ pour une fréquence égale à la fréquence cyclotron et un courant donné par (3) est constant et égal à 7 dB; la valeur de ce gain peut donner une indication sur la possibilité d'une oscillation de la charge d'espace à une fréquence de l'ordre de grandeur de la fréquence cyclotron.

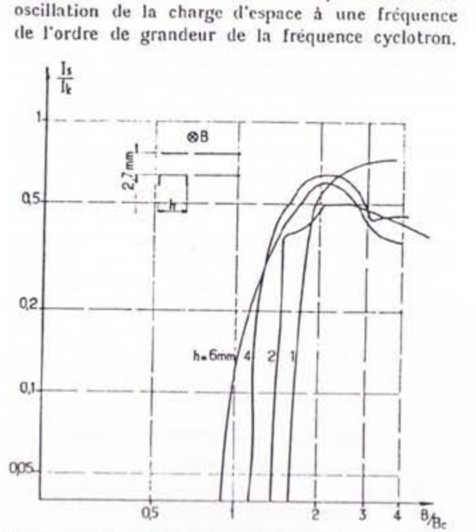

Fig. 5. — Influence de la largeur h de la cathode sur les conditions d'apparition du bruit; on remarque qu'une cathode étroite (h = 1 mm) ne présente pas de bruit anormal jusqu'à un champ B = 1,6 B_c (d'après B. Epsztein [21]).

5.3. Le canon à émission uniforme.

On a indiqué au chapitre 2 qu'il est possible de réaliser un canon sans variation de densité de courant à condition de donner une forme convenable aux électrodes. J. R. Anderson [35] a réalisé avec un canon de ce type un amplificateur à onde inverse dont le facteur de bruit est très faible, pour un tube « M », environ 24 dB. Le courant sole est négligeable. N. R. Mantana et coll. [44] ont obtenu plus récemment, dans des conditions similaires, un facteur de bruit de 10 dB. Par contre, des mesures faites sur un canon long [12] font apparaître un courant sole normal. Il semble néanmoins qu'une émission uniforme sur la cathode permette d'éviter le bruit anormal.

5.4. Le canon à grille écran.

A la suite d'expériences faites par J. Nalot [36] qui avaient montré l'influence de fils de grille placés au-dessus de la cathode, J. Arnaud et O. Doehler [37] ont observé la disparition du bruit en utilisant une grille écran transparente aux électrons. Ce résultat est montré sur la figure 6. Le facteur N est la modulation du courant collecteur par le bruit dans la bande du récepteur utilisé (4 kHz). Lorsque le

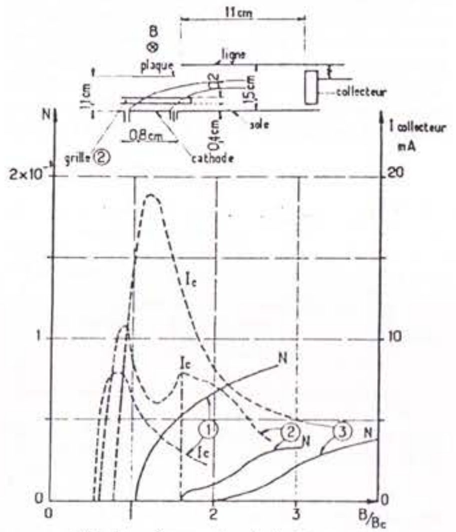

Fig. 6. — Suppression du bruit anormal par une grille-écran positive assurant une émission uniforme de la cathode.
1. Canon court sans grille;
2. Grille à 4 mm de la cathode;
3. Grille à 2 mm de la cathode.

champ est modéré $\left(\frac{B}{B_c} < 1,4\right)$ le faisceau traverse la grille; au-dessus de cette valeur le faisceau peut se déplacer entre la grille et la cathode. Dans le premier cas, le bruit et le courant sole n'apparaissent pas. Le champ magnétique limite est encore accru si la grille est rapprochée de la cathode. On peut penser que le rôle de la grille est d'assurer une émission régulière de la cathode et plus précisément d'éviter la formation de régions à faibles champs externes et à faibles vitesses. Ce canon à grille est alors comparable au canon décrit précédemment. Il permet d'obtenir un faisceau sans bruit anormal avec un courant plus élevé que le canon à cathode étroite. F. Diamand [45] a obtenu avec un TPOM utilisant un tel canon (200 W — gain 20 dB) un facteur de bruit de 43 dB.

5.5. Le canon coaxial.

Le troisième type de canon qui sera décrit ici est du type coaxial ([38], [39]). Dans ce dispositif le sont des cylindres coaxiaux comme le montre le dessin de l'optique de la figure 7. Dans ce dispositif, les rebords de sole ne sont plus nécessaires. Les

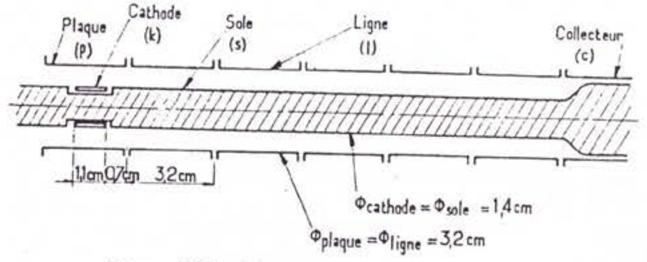

Fig. 7. — Schéma d'une optique coaxiale à cathode interne.

champ magnétique est créé par un courant intense circulant dans une tige cylindrique. Les électrodes résultats montrés sur les figures 8 et 9 indiquent qu'il n'en résulte aucun changement radical. Cependant les conditions paraissent plus favorables que dans le cas de l'optique plane : avec une polarisation sole de — 15 V, on peut obtenir un faisceau sans bruit mesurable, avec une transmission voisine de 1 de $\frac{J}{J_c} = 0{,}9$ à 1,4. Ce résultat peut être légèrement amélioré en ajoutant un champ magnétique axial au champ azimuthal.

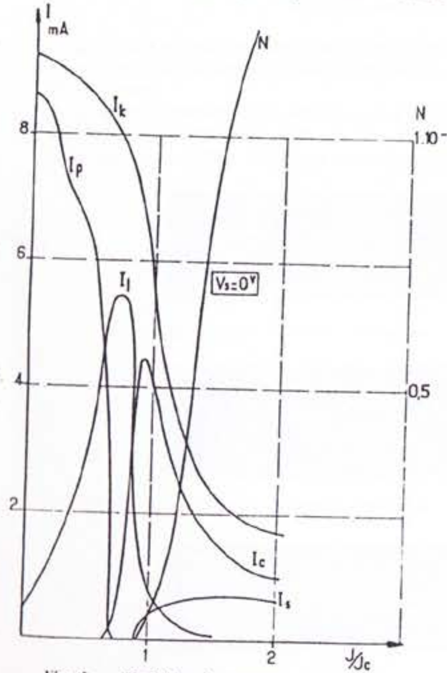

Fig. 8. — Variation des courants et du bruit dans l'optique coaxiale de la figure 7.
$V_l = 100$ V, $V_p = 50$ V, $V_s = 0$ V.
N est le rapport du courant de bruit dans une bande de 4 kHz au courant continu.

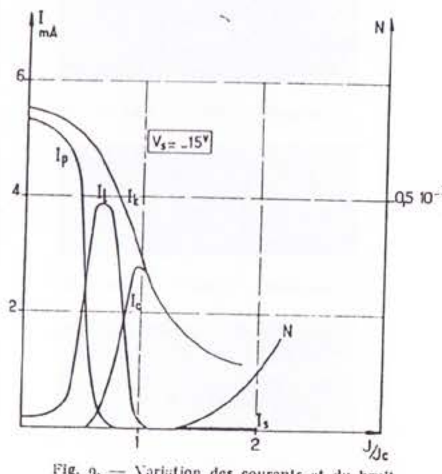

Fig. 9. — Variation des courants et du bruit de l'optique coaxiale (*fig.* 7).
$V_l = 100$ V, $V_p = 50$ V, $V_s = -15$ V.
N est le rapport du courant de bruit dans une bande de 4 kHz au courant continu.

6. ANALYSE DU BRUIT ANORMAL.

6.1. Condition d'observation du bruit.

Le niveau de bruit anormal est habituellement repéré par le courant sole auquel il est proportionnel dans les optiques courtes. Cependant, H. Alfven et coll. [28] ont analysé le spectre du bruit recueilli sur une électrode après un très long temps de transit dans un espace de glissement. On a indiqué que ce spectre paraissait lié davantage aux dimensions de l'espace de glissement qu'aux propriétés du bruit à la sortie du canon. On présentera dans ce paragraphe des résultats concernant l'observation du bruit à proximité du canon. Les fréquences incluses dans le bruit paraissant obéir aux lois d'homothétie, ce qui sera montré avec précision, il est nécessaire pour cette observation, d'utiliser des champs magnétiques faibles. Ceci correspond à des cathodes de très grande surface si l'on veut recueillir des puissances de bruit appréciables. Une optique plane, utilisant une cathode de 0,8 × 11 cm, a permis d'obtenir des indications sur la corrélation du bruit entre les différentes régions de la cathode.

6.2. Étude de la corrélation du bruit.

Dans le cas des diodes classiques sans champ magnétique et en court-circuit H. F., la corrélation entre les bruits recueillis par deux parties de l'anode est nulle si leur distance est très supérieure aux écarts des trajectoires d'électrons émis en un même point de la cathode. Ce n'est pas le cas dans les optiques « M ». Pour s'en assurer on a disposé plusieurs éléments collecteurs dans la direction Oz du champ magnétique. Chacun de ces collecteurs effectue une moyenne des bruits émis à différentes cotes Ox et cette mesure ne donne donc pas de résultats concernant la corrélation dans cette direction. Mais elle permet, par contre, de préciser la loi d'extension de la corrélation suivant Ox. D'une façon précise la corrélation entre deux signaux $x(t)$ et $y(t)$ peut être définie par

$$C = \frac{\lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)\, y(t)\, dt}{\left[\overline{x(t)^2} \cdot \overline{y(t)^2}\right]^{\frac{1}{2}}}.$$

Si $y(t) = Kx(t)$, $K > 0$, $C = 1$; pour deux signaux indépendants, $C = 0$. C a été mesuré en additionnant les deux signaux dans une résistance et en comparant les amplitudes au voltmètre hétérodyne. L'expérience a montré que le résultat était pratiquement indépendant de la fréquence de la mesure (0,1, 10 ou 30 MHz), ce qui permet de penser que les composantes H. F. du spectre proviennent de l'intermodulation de signaux H. F. Il paraît donc possible de mesurer la corrélation sur les composantes B. F.

La figure 10 montre les résultats obtenus pour deux dispositions des collecteurs montés sur l'optique représentée sur la figure 2. A proximité du canon, C est nul si la distance des collecteurs est de 3 cm (courbe C_{35}). A 11 cm du canon le coefficient de corrélation C_{12} atteint 0,3. Il résulte probablement du gain diocotron « oblique » dont on a parlé précédemment. Pour deux collecteurs à faible distance l'un de l'autre (C_{34} et C_{45}) la corrélation est de 0,6.

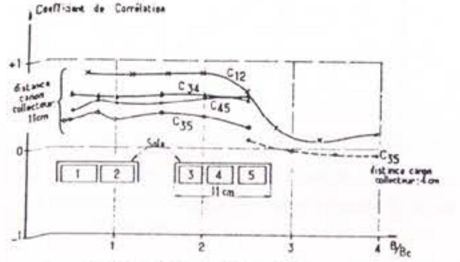

Fig. 10. — Coefficient de corrélation du bruit dans la direction du champ magnétique pour l'optique plane de la figure 6.

L'influence du champ magnétique est montrée par la courbe C_{12} obtenue avec deux collecteurs placés à 11 cm du canon. La corrélation est de 0,85 aux faibles champs et tend vers zéro aux fortes valeurs de $\frac{B}{B_c}$.

Ces résultats sont compréhensibles si l'on admet que la corrélation s'étend dans la direction du champ magnétique à une distance de l'ordre de la hauteur du faisceau au-dessus de la cathode, ce qui correspondrait à la zone d'action des forces de charge d'espace.

Les essais qui vont être décrits maintenant ont porté sur une optique coaxiale à cathode externe; les conditions expérimentales permettent d'observer le signal de bruit sur un oscilloscope et d'étudier son évolution en fonction de la distance au canon.

6.3. Conditions expérimentales de l'optique coaxiale à cathode externe.

La figure 11 montre le schéma de cette optique. La tige centrale est alimentée en continu jusqu'à 250 A et en alternatif jusqu'à 800 A. Dans ce dernier cas l'observation du signal de bruit est faite

pendant le temps où le champ magnétique est maximal.

La sole est directement réunie à la cathode et l'électrode positive unique est la tige centrale (potentiel V_a). Le canon est par conséquent du type système (90 MHz) est supérieure aux fréquences observées.

La cathode est une cathode à oxyde à chauffage indirect. Le courant de chauffage est redressé à une alternance et l'observation du bruit est faite pendant

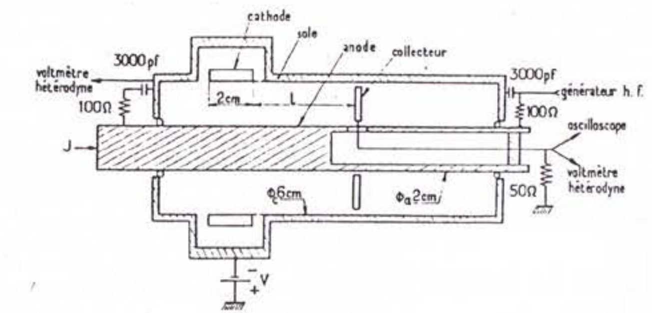

Fig. 11. — Schéma d'une optique coaxiale à cathode externe; la tige centrale est traversée par le courant J créant le champ magnétique; elle est reliée à la masse.

« magnétron », ce qui signifie que les trajectoires dans le cas plan et en l'absence de charge d'espace seraient des cycloïdes.

Les deux électrodes sont réunies entre elles par des capacités à très faible self-inductance, de telle sorte que la première fréquence de résonance du la demi-période où le courant de chauffage est nul, afin d'éviter l'influence perturbatrice du champ magnétique créé par ce courant. La température de la cathode est de 800 ± 10°C.

La distance l entre le canon et le collecteur est normalement de 4 cm. Les rayons de cathode et

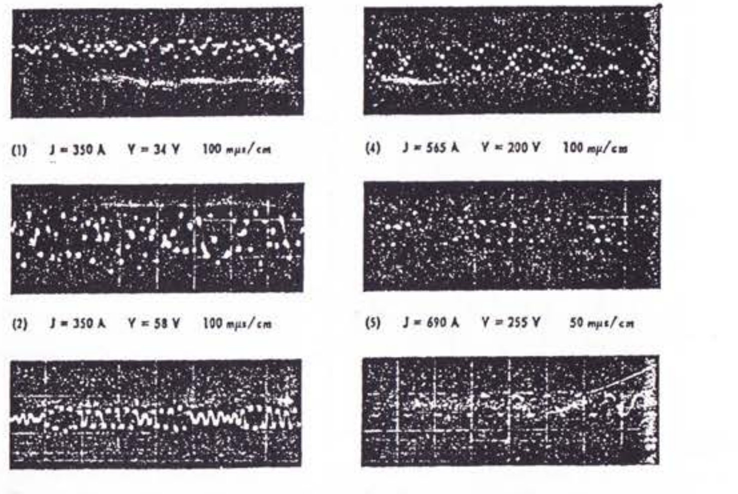

Fig. 12. — Oscillogrammes de bruit. En (1), (2), (3) avec une impédance nulle entre cathode et anode. En (4), (5), (6) avec une impédance de 50 Ω.

d'anode conduisent, en utilisant (5), au courant critique :

$$J_c = 754\, V_a.$$

6.4. Étude de la fréquence principale du bruit.

La figure 12 montre en (1), (2) et (3) les différents aspects sous lesquels se présente le bruit observé avec un oscilloscope à large bande (100 MHz); en (3) la tension est voisine de la tension maximale pour laquelle le bruit est observable. Ceci correspond au rapport $\frac{J}{J_c}$ minimal. On voit que le bruit se présente sous l'aspect d'un signal dont la fréquence est bien définie (fréquence principale f_p) modulé en amplitude par une fonction aléatoire. Il semble, de plus, que la phase change de π au passage à zéro, ce qui correspondrait à un phénomène de battement.

Lorsque la tension diminue, $\frac{J}{J_c}$ croît et le signal s'enrichit en composantes B. F.; en (1) le signal paraît même entièrement incohérent. La figure 13 montre le spectre du bruit pour deux valeurs de V_a. La largeur relative du spectre à 3 dB est de l'ordre de 25 %.

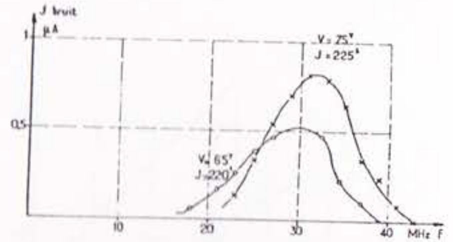

Fig. 13. — Spectres du bruit.

Dans ces conditions, on peut porter la fréquence principale du bruit en fonction du courant J en maintenant le rapport $\frac{J}{J_c}$ constant et égal à 0,87 (*fig.* 14). On voit que la fréquence est proportionnelle au champ magnétique, ce qui est conforme aux lois d'homothétie.

Si l'on définit un champ magnétique moyen au niveau du rayon $(r_a . r_c)^{\frac{1}{2}}$ on obtient un rapport $\frac{f_H}{f_p} = 2{,}4$, le rapport $\frac{r_c}{r_a}$ étant égal à 3. Si le rapport $\frac{r_c}{r_a} = 1{,}5$ les mesures conduisent à $\frac{f_H}{f_p} = 2$.

La fréquence f_p paraît dépendre peu de la tension V_a; elle ne dépend pas de la distance du collecteur au canon. Par contre, le niveau en dépend fortement comme le montre la figure 15. On remarque que la variation du niveau de bruit est exponentielle — linéaire en échelle logarithmique — jusqu'à un

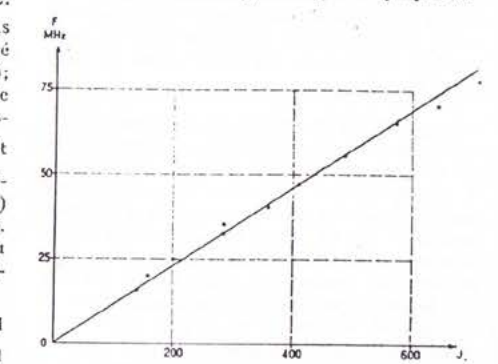

Fig. 14. — Variation de la fréquence principale du bruit avec le champ magnétique pour une valeur constante $\frac{J}{J_c} = 0{,}87$ ($V_a = 1{,}13 . 10^{-4} J^2$).

niveau de saturation, observable pour les tensions de 30 et 40 V. Le gain diocotron qu'on mesure ainsi paraît dépendre peu de la tension : il est égal à 12 dB/cm. Ce gain est très supérieur à celui qui

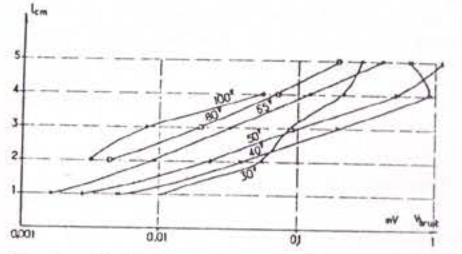

Fig. 15. — Variation du niveau de bruit à la fréquence f_p (27 MHz) en fonction de la distance l du collecteur au canon; $J = 212$ A; la charge du collecteur est, dans ce cas, un circuit oscillant d'impédance 2 200 Ω. La région linéaire des courbes correspond à un gain de 12 dB/cm.

serait donné par l'équation (6); il ne semble pas que cette différence vienne de la forme coaxiale du faisceau; elle pourrait provenir plutôt du fait que le bruit du canon est dominant dans la région de la cathode située du côté de l'espace de glissement; la partie du faisceau émise dans cette région se

déplace dans l'espace de glissement à proximité de la sole ($V_{anode} = 0$) à une vitesse très inférieure à celle qu'on calcule en l'absence de charge d'espace; il en résulte un gain très supérieur au gain calculé. Les mesures de temps de transit qui seront données au prochain paragraphe confirment cette hypothèse.

6.5. Étude de la modulation par un signal extérieur (*Modulation anormale*).

B. Epsztein [21] a constaté que l'injection d'un signal extérieur sur une optique « M » pouvait modifier l'aspect du courant sole. J. Arnaud et O. Doehler [37] ont trouvé que la présence du bruit dans le canon entraîne la possibilité d'une modulation « anormale » supérieure de 30 dB à la modulation observable en l'absence de bruit. Les mesures qui vont être décrites ici font apparaître des excès de modulation de 60 dB.

Dans cet essai une résistance de 50 Ω est placée entre l'ensemble cathode-sole et la tige centrale afin d'appliquer entre ces deux électrodes le signal extérieur. La modulation du faisceau est recueillie sur le collecteur chargé par une résistance de 50 Ω. On peut alors tracer l'amplitude de la modulation du faisceau, mesurée à la fréquence du signal injecté, par un voltmètre hétérodyne, en fonction de la fréquence pour une tension H. F. cathode-anode égale à 1 mV. C'est ce que représentent les courbes de la figure 16

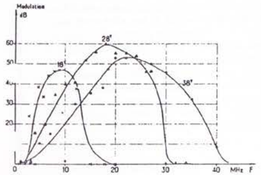

Fig. 16. — Modulation à la fréquence F rapportée à la modulation B. F. $J = 0{,}13$ A.

où l'amplitude de la modulation est rapportée à la modulation mesurée à très basse fréquence ou en c.c. On remarque que la sensibilité optimale du canon est de 60 dB. Elle passe par un maximum peu critique au voisinage de la fréquence principale du bruit. La modulation varie linéairement avec le signal d'entrée jusqu'à une tension H. F. cathode-anode de 10 mV. La modulation totale du faisceau peut atteindre alors 50 %.

La modulation recueillie sur le collecteur présente un déphasage par rapport à la tension H. F. appliquée qui est due essentiellement au temps de transit entre le canon et le collecteur; elle peut être mesurée par comparaison avec la tension induite sur le collecteur par couplage capacitif, la capacité cathode-collecteur étant égale à 10 pF. Le courant H. F. collecteur présente en fonction de la tension V, une suite de maximums et de minimums qui sont dus aux variations de la phase de la modulation par rapport à la tension induite par capacité. Le déphasage dû au temps de transit s'écrit en négligeant la charge d'espace

$$\tau = \frac{\omega}{p} t = 3{,}08\, H\, L\left(\frac{V_0}{V_{an}}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{f}{f_0} = 10\, f_{MHz}\, L^2.$$

La figure 17 montre que τ est bien proportionnel à V_0^{-1} et à la fréquence, mais la loi expérimentale est

$$\tau = 12\, f_{MHz}\, L^2.$$

Cette différence considérable semble montrer que la vitesse de la partie du faisceau modulée par le

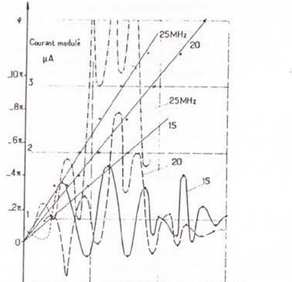

Fig. 17. — Les courbes correspondent à la variation de la modulation totale recueillie sur le collecteur (modulation du faisceau et courant induit directement par capacité) en fonction de V_0^{-1}, pour trois fréquences (15, 20 et 25 MHz). On en déduit le déphasage introduit par le faisceau en extrapolant les droites pour $V_0^{-1} = 0$ ($L = 0{,}15$ M).

signal H. F. est quatre fois inférieure à la vitesse calculée en l'absence de charge d'espace.

On peut en conclure que la modulation anormale s'exerce sur les électrons lents émis par la partie de la cathode la plus proche de l'espace de glissement. Les mesures de gain directron décrites précédemment aboutissent à la conclusion que le bruit est également engendré dans cette région.

6.6. Étude de l'oscillation parasite de l'optique « M ».

Il existe plusieurs possibilités d'oscillation « parasite » d'une optique « M ». Celle que nous envisageons ici est directement liée au mécanisme de modulation anormale qui vient d'être décrit. Supposons qu'il existe une impédance finie entre cathode et anode, le courant du faisceau, en atteignant le collecteur induit une tension entre cathode et anode susceptible de remoduler le faisceau même si la tension est très faible. Ce mécanisme de réaction entraîne l'apparition d'une oscillation dont la fréquence reste dans la bande d'amplification maximale (environ 15 % de variation relative) avec un saut de fréquence correspondant à un changement de mode (*fig.* 18).

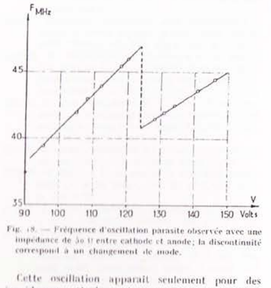

Fig. 18. — Fréquence d'oscillation parasite observée avec une impédance de 50 Ω entre cathode et anode; la discontinuité correspond à un changement de mode.

Cette oscillation apparaît seulement pour des impédances cathode-anode supérieures à 8 Ω. Cette valeur correspond bien, comme ordre de grandeur, aux sensibilités mesurées. Elle est extrêmement basse si on la compare à l'impédance du faisceau (50 kΩ) et n'est sans doute pas atteinte dans la plupart des essais d'optique réalisés jusqu'ici, qui seraient donc toujours en régime d'oscillation. Cependant cette oscillation d'amplitude constante est rarement observée en fait. Il faut en effet, pour qu'elle apparaisse, qu'il y ait des conditions statiques assez homogènes dans la direction du champ magnétique, ce qui n'est pas le cas des optiques planes. Dans les essais décrits ici, on l'observe d'ailleurs seulement [10] pour $J > 200$ A et $1{,}1 < \frac{J}{J_c} < 1{,}3$.

Cette oscillation est montrée sur les photographies de la figure 19, en (4), (5), (6) pour une impédance cathode-anode de 50 Ω. En (4) la tension, très critique, correspond exactement au changement de mode et il y a un battement net entre ces deux modes excités simultanément. En (5) l'oscillation n'est pas franche et elle reste modulée en amplitude. Elle est, au contraire, parfaitement stable en (6). La modulation d'amplitude de l'oscillation est alors inférieure à 5 % et la modulation de fréquence à 0,1 %. Cependant cette oscillation reste sensible à un signal extérieur qui provoque un phénomène de locking sur une bande d'environ 1 MHz par millivolt H. F. appliqué.

Dans le cas où l'oscillation n'apparaît pas et où le signal reste aléatoire, soit que $\frac{J}{J_c}$ soit supérieur à 1,3 ou que les conditions statiques ne soient pas assez homogènes dans la direction du champ magnétique, la réaction étudiée provoque seulement des variations périodiques dans l'amplitude du spectre du bruit, variations qui correspondent au temps de transit canon-collecteur. Au contraire, le spectre devient une fonction régulière de la fréquence si les deux électrodes sont court-circuitées au point de vue H. F.

CONCLUSION.

Les conclusions expérimentales les plus significatives paraissent être les suivantes :

1. Il est bien établi que le bruit anormalement élevé des canons « M » est un phénomène fondamental et qu'il ne dépend pas essentiellement d'effets tels que :

— oscillations des ions dues au gaz résiduel;
— oscillation avec les connexions de l'optique;
— mouvements électroniques entre les rebords de sole;
— réaction du courant collecteur sur le canon;
— rebombardement de la cathode;
— émission secondaire de la sole.

Les nombreuses expériences réalisées sur les optiques « M » et les tubes « M » à injection montrent

que le bruit anormal apparaît dans des conditions comparables quels que soient le champ magnétique, la tension de fonctionnement et les dimensions de l'optique.

2. Le bruit anormal n'apparaît que si l'émission de la cathode est, au moins en partie, limitée par la charge d'espace.

3. Un facteur géométrique paraît jouer un rôle essentiel : c'est le rapport entre la hauteur du faisceau au-dessus de la cathode et la largeur de la cathode; dans le cas usuel où l'anode est parallèle à la cathode, le bruit anormal apparaît lorsque ce rapport est inférieur à 0,6.

5. Il paraît possible d'accroître la pervéance en assurant une émission uniforme de la cathode, soit par un profil spécial de l'anode, soit par une grille-écran positive parallèle à la cathode. Les expériences concernant ces deux types de canon sont encore fragmentaires.

6. Des expériences récentes montrent que le spectre de bruit à proximité du canon est assez étroit et que la fréquence centrale obéit aux lois d'homothétie.

7. Le canon est très sensible à un signal extérieur dont la fréquence est voisine de la fréquence principale du bruit. Le bruit anormal ainsi que cette modulation anormale paraissent provenir des électrons lents émis par la région de la cathode située du côté de l'espace de glissement.

Il n'est pas encore possible de présenter une théorie rendant compte de ces résultats expérimentaux et il est seulement possible de préciser le modèle que devrait utiliser une telle théorie : la validité des lois d'homothétie suggère que le calcul peut être fait en premier lieu en supposant nulles les vitesses d'émission à la cathode. La théorie de G. Wendt supposant une variation linéaire de la densité de courant, paraît assez proche du flux réel dans les conditions d'apparition du bruit, et le gain d'un tel faisceau pourrait présenter des singularités.

Ce faisceau serait le siège d'une oscillation de la charge d'espace à une fréquence proportionnelle au champ magnétique; une telle oscillation serait modulée en amplitude et en fréquence par la fluctuation des vitesses thermiques dans la région du canon située du côté de l'espace de glissement où les vitesses moyennes sont réduites. Il semble, en outre, nécessaire de tenir compte des fluctuations qui se produisent dans la direction du champ magnétique. Les mesures montrent, en effet, que la corrélation ne s'étend dans cette direction qu'à une distance voisine de la zone d'action coulombienne. En suivant ce modèle, on pourrait assimiler la modulation anormale à un phénomène non linéaire analogue à celui de la super-réaction ou du « locking » des oscillateurs.

Quelle que soit la théorie qui sera en définitive retenue, les phénomènes mis en évidence, en particulier la modulation anormale, explique qualitativement certaines anomalies des carcinotrons « M » et des T. P. O. M. [41]. Elles résulteraient d'une action de la haute fréquence du tube sur le canon. Si cette hypothèse était correcte, la suppression du bruit anormal entraînerait également celle des perturbations observées.

REMERCIEMENTS.

L'auteur tient à adresser ses remerciement à M. O. Doehler pour son aide et ses conseils ainsi qu'à M. B. Epsztein. Cette étude a été faite partiellement au cours des contrats CSF Raytheon n° 17 et CSF Signal Corps DA 91.591-Euc. 1.807.01.7717.61.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] R. R. Warnecke, P. Guénard, O. Doehler et B. Epsztein, *The M-type carcinotron* (*Proc. Inst. Radio Engrs*, vol. 43, n° 4, avril 1955, p. 413-424).

[2] M. Favre, *Results obtained on crossed field carcinotrons under pulsed operation* (*Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 105, Pt B, supp. n° 10, 1958, p. 545-552).

[3] R. R. Warnecke, W. Kleen, A. Liebs, O. Doehler et H. Huber, *The magnetron type traveling wave tube* (*Proc. Inst. Radio Engrs*, vol. 38, mai 1950, p. 486-491).

[4] R. R. Warnecke, H. Huber, P. Guénard et O. Doehler, *Oscillations d'un magnétron sans fente liées à l'amplification par ondes de charge d'espace* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 595).

[5] L. Brillouin, *Electronic theory of the plane magnetron* (*Adv. Electronics*, vol. 3, 1951, p. 155-181).

[6] D. Charles, *Canon électronique pour tubes à propagation d'ondes à champ magnétique transversal* (Brevet français n° 986.811 déposé le 21 mars 1949).

[7] R. Berterrottière et G. Convert, *Tube à propagation d'onde à champ magnétique* (Rapport interne CSF, N. 7.092, mars 1950; Brevet français n° 1.025.290 déposé le 13 août 1950).

[8] P. T. Kirstein, *On the determination of the electrodes required to produce a given electric field distribution along a prescribed curve* (*Proc. Inst. Radio Engrs*, vol. 16, octobre 1948, p. 1216).

[9] D. Renedins, *Résultats expérimentaux de l'optique magnétron à charge d'espace* (Rapport interne CSF, N. 7.641, 1951).

[10] T. A. Midford et G. S. Kino, *Some experiments with a new type of crossed field gun* (*Trans. I. R. E.*, vol. ED. 8, juillet 1961, p. 325-330).

[11] G. S. Kino, *A design method for crossed field electron guns* (*Trans. I. R. E.*, vol. ED. 7, n° 3, juillet 1960, p. 179-183).

[12] T. A. Midford et G. S. Kino, *Experiments with a new type adiabatic crossed field gun* (*Trans. I. R. E.*, vol. ED. 9, n° 6, novembre 1962, p. 431-439).

[13] A. G. Stafsney, *Electron guns for crossed field devices* (*Congrès Tubes hyperfréquences*, Munich, 1960).

[14] A. F. Leblond, *Study of the electron trajectories in guns for M-type tubes* (*International Convention on Microwave Valves*, London, 1958).

[15] O. Doehler, *Static characteristics of injection crossed field tubes* (*Crossed field microwave devices*, Academic Press, p. 151-163).

[16] A. Reddish et G. Suol, *Crossed field electron guns with tapered gaps* (*Congrès Tubes hyperfréquences*, La Haye, 1960).

[17] *Research on noise in crossed field devices* (Contract CSF, Signal Corps, DA. 91.591, EUC. 1.807.01. 7717.61, octobre 1961, septembre 1962).

[18] O. Buneman, *Generation and amplification of waves in dense charged beams under crossed fields* (*Nature*, vol. 165, mars 1950, p. 475).

[19] R. R. Warnecke, O. Doehler et D. Bohot, *Les effets de la charge d'espace dans les tubes à propagation d'onde à champ magnétique* (*Ann. Radioélectr.*, t. 5, n° 22, octobre 1950, p. 291).

[20] G. G. Mac Farlane et H. G. Hay, *Wave propagation in a slipping stream of electrons : small amplitude theory* (*Proc. Phys. Soc.*, B, vol. 63, 1950, p. 197-212).

[21] B. Epsztein, *Instabilité des faisceaux électroniques minces* (*Thèse*, Université de Paris, 1957).

[22] R. W. Gould, *Space charge in beam type magnetrons* (*J. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 5, mai 1957, p. 599-605).

[23] J. R. Pierce, *Instability of hollow beams* (*Trans. I. R. E.*, vol. ED. 3, octobre 1956, p. 183-189).

[24] G. Mourier, *On the theory of M-type tubes with thick beams* (*Polytechnic Institute of Brooklin Research report* R. 680-58, P. I. B. 608, août 1958; *Small signal theory, Crossed field microwave devices*, Academic Press, p. 95-127).

[25] H. After et G. Mourier, *On the theory of M-type tubes with thick beams* (*Congrès Tubes hyperfréquences*, Munich, 1960).

[26] P. Guénard et H. Huber, *Étude expérimentale de l'interaction par ondes de charge d'espace au sein d'un faisceau électronique se déplaçant dans des champs électriques et magnétiques croisés* (*Ann. Radioélectr.*, t. 7, n° 30, octobre 1952, p. 151-172).

[27] B. Epsztein, *An experimental study of the large signal behavior in M-type valves in the presence of space charge by the use of an analogic method* (*International convention on microwave valves*, London, 1958).

[28] H. Alfven, L. Lindberg, K. G. Malmfors, T. Wallmark et E. Astrom, *Theory and application of trochotrons*, Stockholm, 1948.

[29] J. Arnaud, H. After et M. Favre, *Study of noise in M-type carcinotrons. Beam instability problem* (Contract CSF, Raytheon n° 17).

[30] M. H. Miller, *Study of high temperature electrons originating in streams flowing in crossed d. c. fields* (University of Michigan, Technical report n° 26, juillet 1958).

[31] B. Glange et G. Mourier, *Sur l'instabilité des faisceaux électroniques en champs croisés en présence d'une perturbation se propageant obliquement* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 252, 1961, p. 253).

[32] T. Van Duzer et J. R. Whinnery, *Noise in crossed field electron beams. Crossed field microwave devices*, Academic Press, p. 327.

[33] M. A. Pollack, *Crossed field noise in the low velocity region* (*Congrès Tubes hyperfréquences*, La Haye, 1960).

[34] R. P. Little, H. M. Rupple et S. T. Smith, *Beam noise in crossed electric and magnetic fields* (*J. Appl. Phys.*, vol. 29, n° 9, septembre 1958, p. 1376).

[35] J. B. Anderson, *Noise measurements on an M-type backward wave amplifier* (*Proc. Inst. Radio Engrs*, vol. 48, n° 5, 1960, p. 956).

[36] J. Nalot, *Research extending the range of M-type carcinotrons.*

[37] J. Arnaud et O. Doehler, *Study of the noise in crossed field guns* (*J. Appl. Phys.*, vol. 33, n° 1, janvier 1962, p. 23).

[38] R. R. Warnecke et W. Kleen, Brevet français du 22 février 1949.

[39] J. Arnaud, *The coaxial M-type tube* (*Congrès Tubes hyperfréquence*, La Haye, 1964).

[40] Observations de B. Glance.

[41] J. Arnaud, F. Diamand et B. Epsztein, *Spurious phenomena in M-type tubes* (*Congrès Tubes hyperfréquences*, La Haye, 1960).

[42] G. Kantorowicz, J. Nalot et P. Vial, *High power TPOM amplifier* (*Congrès Tubes hyperfréquence*, La Haye, 1964).

[43] F. Liégeois, Communication privée.

[44] N. R. Mantana et T. Van Duzer, *Crossed field backward wave amplifier noise figure studies* (*Conference on electron device research*, University of UTAH, 1963).

[45] F. Diamand, *Research on noise in crossed field devices* (CSF, Signal Corps contract DA 91.591-EUC. 2.525, Rapport n° 1, septembre 1963).