L'ONDE ÉLECTRIQUE

34e ANNÉE. N° 329-330
AOUT-SEPTEMBRE 1954
PRIX : 250 FRANCS

BULLETIN DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS
ÉDITIONS CHIRON, 40, RUE DE SEINE, PARIS - 6e

NOTRE COUVERTURE

GAMME de TUBES COMPTEURS GEIGER-MULLER fabriqués en série par le Laboratoire Central de Télécommunications sous licence du Commissariat à l'Energie Atomique.

LIRE DANS CE NUMÉRO

Photoconductivité : A. ROSE — Compteurs G.M. : PICARD et BENOIT — Impédance parasite de cathode : M. BERTHAUD, et Appareil pour sa Mesure : P. SEVIN — Transmissions à niveau de bruit élevé : de JAGER — Impulsions déformées et déplacées : R. FORTET — Réseaux correcteurs en servomécaniques : P. BONNET — Enregistrement d'impulsions : DESNEIGES

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue Mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens
avec le concours du Centre National de la Recherche Scientifique

ABONNEMENT D'UN AN
France ..... 2500 F
Etranger ..... 2800 »

ÉDITIONS CHIRON
40, Rue de Seine — PARIS (6e)
C. C. P. PARIS 53-35

Prix du Numéro : 250 francs

Vol. XXXIV — AOUT-SEPTEMBRE 1954 — Numéro 329-330

SOMMAIRE

		Pages
La Photoconductivité	A. Rose	645
Les compteurs de Geiger-Müller (G. M.). Les circuits associés et techniques de comptage	E. Picard A. Benoit	652
L'impédance parasite de cathode	M. Berthaud	663
Appareil sensible pour la mesure de la résistance parasite de cathode	P. Sevin	673
Les limites théoriques de la transmission en cas de niveau de bruit élevé, pour différents systèmes de modulation continue et de modulation codée	P. de Jager	675
Spectre moyen d'une suite d'impulsions en principe périodiques et identiques mais déplacées et déformées aléatoirement	R. Fortet	683
Les réseaux correcteurs pour servomécanismes à fréquence porteuse	P. Bonnet	688
Description d'un dispositif d'enregistrement	P. Desneigres A. Pages	700
Soixantenaire de l'Ecole Supérieure d'Electricité		705
In memoriam : Michel Adam	P. Lazos	722

Sur la couverture :

Gamme de tubes compteurs GEIGER-MÜLLER fabriqués en série par le Laboratoire Central de Télécommunications sous licence du Commissariat à l'Energie Atomique.

Les opinions émises dans les articles ou comptes rendus publiés dans L'Onde Electrique *n'engagent que leurs auteurs.*

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

† Général Ferrié, Membre de l'Institut.

† H. Abraham, Professeur à la Sorbonne.
† A. Blondel, Membre de l'Institut.
P. Brenot, Directeur à la Cie Générale de T.S.F.
J. Corneu, Chef de bataillon du Génie c. r.
† A. Pérot, Professeur à l'Ecole Polytechnique.
† J. Parat, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne.
La Société des Ingénieurs Coloniaux.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine)

Tél. ALÉSIA 04-16 — Compte de chèques postaux Paris 697-38

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 20 francs à toute demande

Un seul OSCILLOSCOPE DUMONT

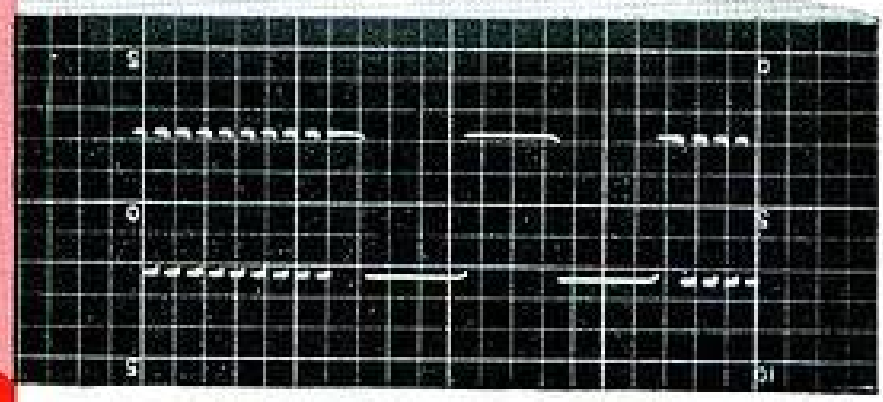
TYPE 323

RÉUNIT EN UN SEUL APPAREIL toutes les possibilités en sensibilité et en haute précision que peuvent souhaiter les laboratoires les plus exigeants. CC à 25 MC.

<— Loupe électronique grossissant le balayage 10 fois.

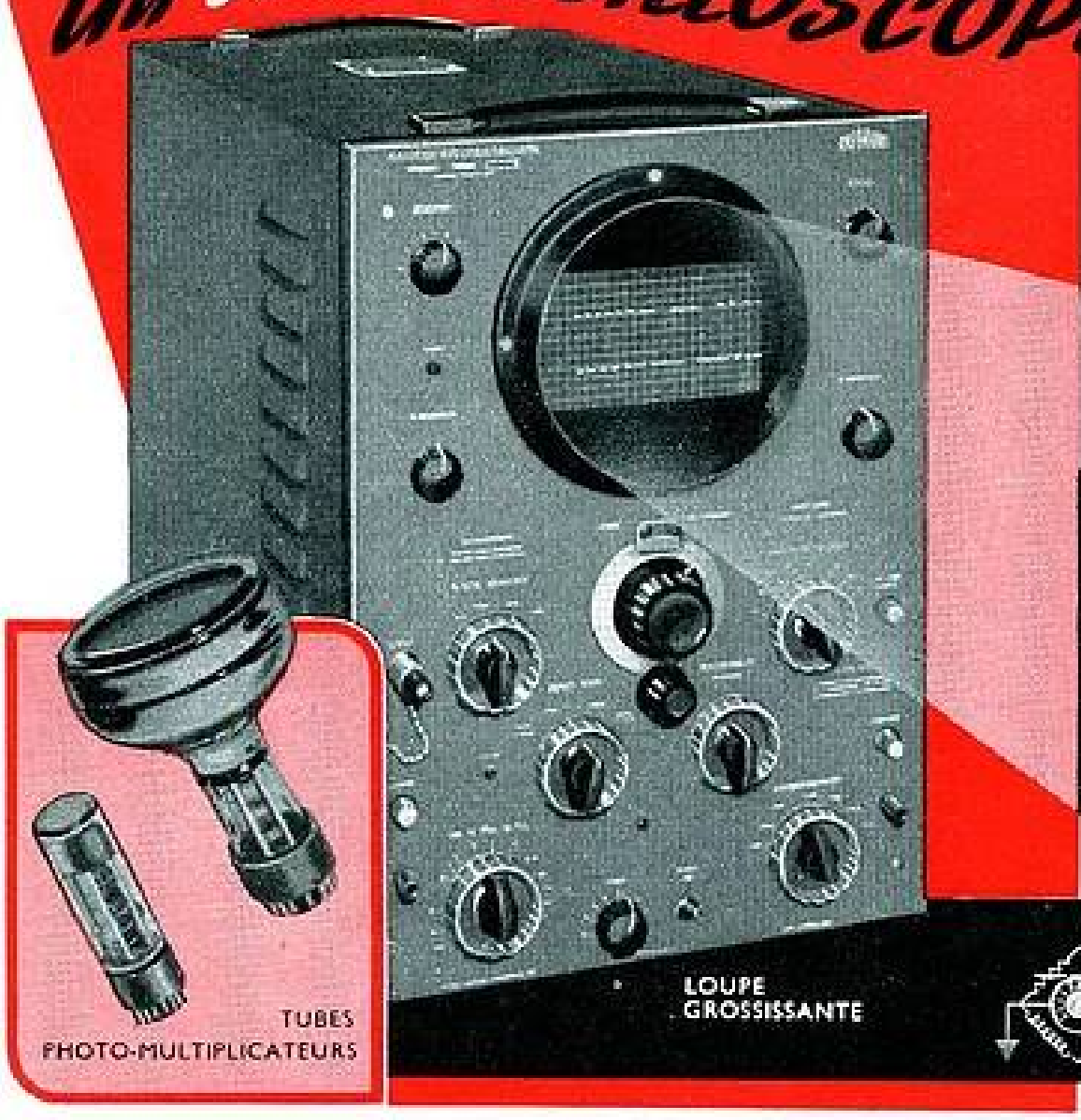
★ OSCILLOGRAPHES CATHODIQUES pour tous usages scientifiques et industriels.

★ TUBES CATHODIQUES DE PRÉCISION



ALLEN B. DUMONT Lab. U.S.A.

AGENT GÉNÉRAL FRANCE & U. F.



Ets RADIOPHON

50 FG POISSONNIÈRE - PARIS - PRO. 52-03

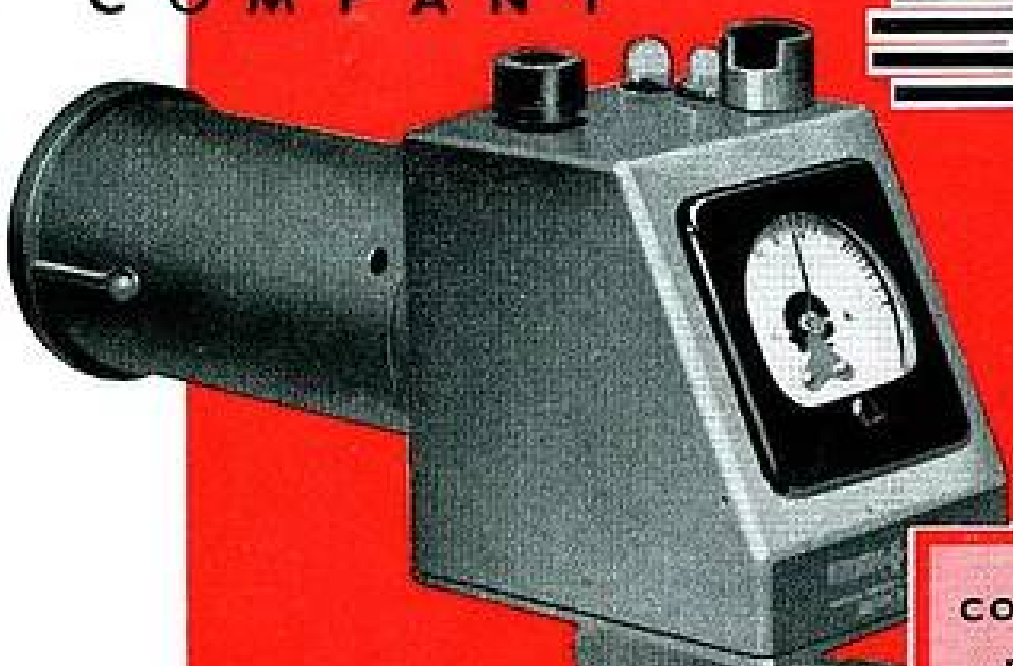
AGENCE PUBLEDITEC-DOMENACH

ATOMIC INSTRUMENT COMPANY

CAMBRIDGE Mass. U.S.A.

APPAREILS POUR LES RECHERCHES DANS LE DOMAINE NUCLÉAIRE ET ANNEXE.

COMPTEURS, AMPLIFICATEURS, ALIMENTATIONS H. T., COMPTEURS DE CADENCE D'IMPULSIONS DE COINCIDENCE, D'ANTICOINCIDENCE etc...



CONTROLEUR DE RADIATIONS PORTABLE

Type 404 A

Avec nouvelle échelle Logarithmique — Gamme 3 à 3.000 MR/H pour détecteur de radiations gamma et bêta.

Précision: ± 10 % en tous points de l'échelle.

AGENT GÉNÉRAL FRANCE & U. F.

Ets RADIOPHON

50 FG POISSONNIÈRE - PARIS - PRO. 52-03

AGENCE PUBLÉDITEC-DOMENACH

LA PHOTOCONDUCTIVITÉ [1]

PAR

Albert ROSE

R. C. A. Laboratories, Princeton. N. J. (U. S. A.)

Cette communication met en évidence trois idées principales : la première idée est que la théorie de la photoconductivité est extrêmement simple ; le second point établit que les données des expériences sont complexes et paraissent habituellement contredire la théorie simple ; enfin le troisième point montre que la mise en accord de la théorie et de l'expérience est une méthode efficace pour préciser la disposition des niveaux d'énergie dans la « zone interdite » d'un photoconducteur. On traite particulièrement la catégorie des photoconducteurs qui se comportent comme des isolants dans l'obscurité et on a choisi le sulfure de cadmium CdS, sous forme de monocristal, comme type de ces semiconducteurs.

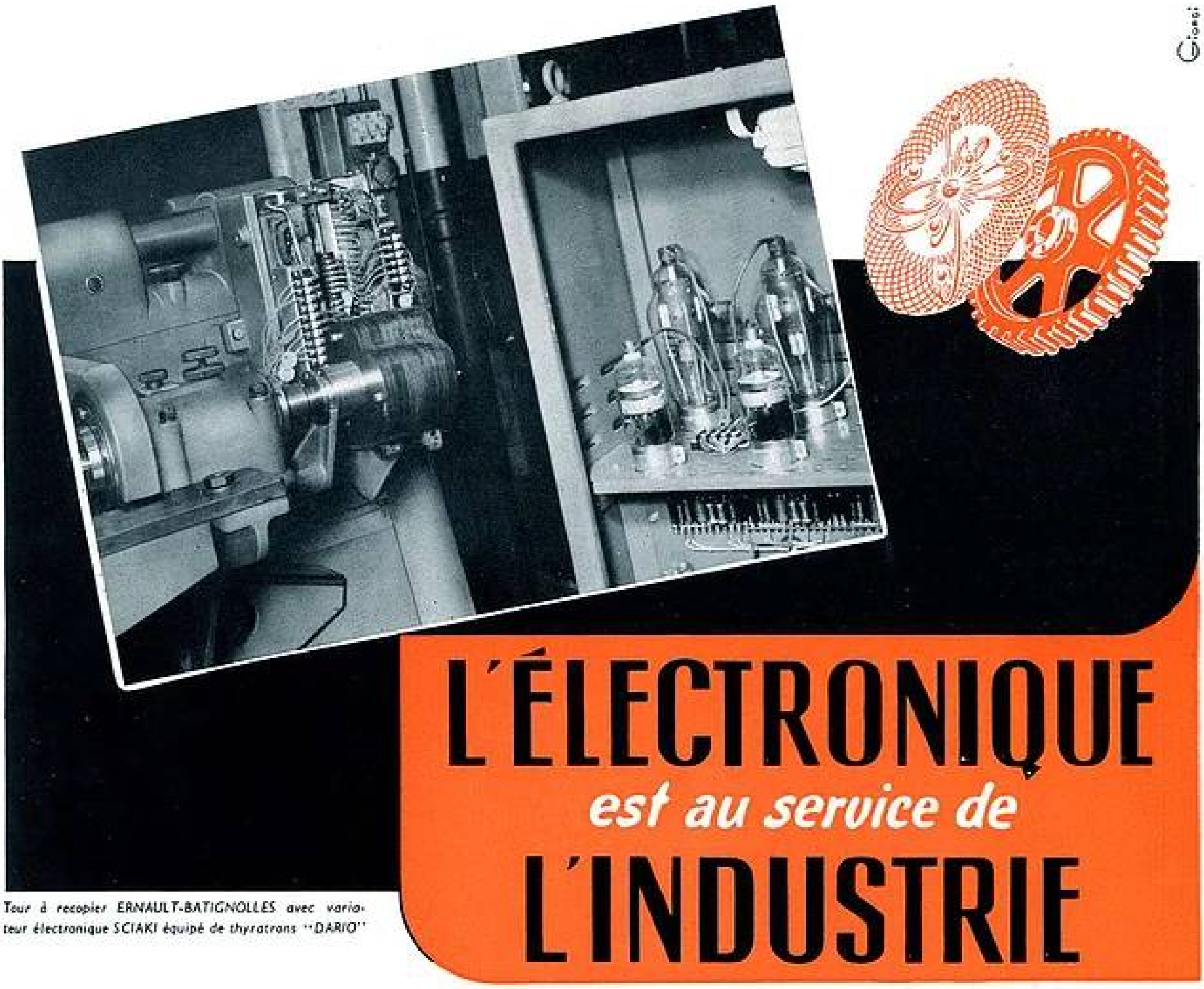
Avant de discuter ces trois questions, nous décrirons succinctement les phénomènes de photoconductivité dont nous ferons un bref historique.

La photoconductivité, c'est-à-dire l'influence de la lumière sur le nombre des électrons libres dans les solides, a été observée pour la première fois il y a quelque 75 ans, soit près de 20 ans avant l'identification de l'électron libre dans le vide. Un coup d'œil sur l'histoire de ces deux phénomènes, électrons libres dans le vide et électrons libres dans les solides permet d'indiquer la différence frappante qui existe entre eux. Il suffit d'énumérer seulement une partie de la grande variété des tubes à vide, qui contraste avec l'absence presque complète d'appareils formés de solides. En fait, c'est seulement au cours des toutes dernières années qu'il a commencé à apparaître des appareils formés de solides sous une forme utilisable. Il est évident que cette histoire succincte, plus que toute autre chose, résume la différence importante qui existe entre les propriétés des électrons libres dans les solides et celles des électrons libres dans le vide. Les dernières propriétés peuvent facilement être décrites et soumises au calcul, et elles permettent de faire le projet d'un tube avec quelque certitude au sujet du résultat final. Au contraire les premières propriétés ont un caractère exclusivement expérimental. Cela ne signifie pas que les propriétés des porteurs de charges libres dans les solides soient nécessairement complexes ; cela signifie plutôt que nous devons attendre que les fabricants de solides produisent des échantillons aussi parfaitement simples que les niveaux d'énergie employés par les physiciens pour décrire un solide. Dans le cas des corps relativement isolants, par exemple, le degré de perfection qui est susceptible de conduire à des performances améliorées est bien au-delà de ce que l'on considère comme le fini usuel. La perfection dans une partie sur 10^{15} serait facilement reconnue et elle rendrait possible la création de nouveaux types d'appareils.

Après les observations initiales de photoconductivité de 1875, il a été fait peu d'études de caractère quantitatif avant le travail de base de Hilsch, Gulden et Pohl, vers les années 1920. L'Ecole de Goettingue se proposait d'établir la nature quantique du phénomène de photoconductivité. Cela signifie que les expérimentateurs voulaient montrer qu'un photon unique pouvait produire seulement un électron libre unique dans un solide, comme cela avait été établi pour l'effet photoélectrique externe dans le vide. Pour cette raison, ces auteurs mettaient en évidence ce qu'ils nommaient le photo-effet « primaire », où l'on enregistre dans le circuit extérieur une charge électronique pour chaque photon absorbé par le photoconducteur. En cela, ils ont réussi. Mais le photo-effet « primaire » est seulement un exemple très particulier de photoconductivité. Le caractère particulier du travail de l'Ecole de Goettingue a fait négliger, longtemps, les effets photoconductifs où l'on observe plus qu'une seule charge électronique dans le circuit externe pour chaque photon absorbé. Ils les dénommèrent « courants secondaires » et ils les écartèrent comme ayant peu de valeur scientifique ; cette mise à l'écart dura longtemps, même après que Hilsch lui-même, en 1937, eût reconnu [2] le caractère fondamental des photocourants « secondaires ». En fait, le travail de Hilsch et Pohl de 1937 fut suivi, dix ans plus tard, par une seconde étude de Pohl et Stock-

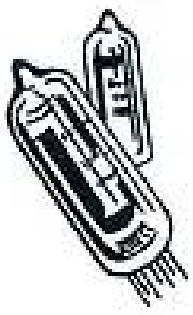
(1) Réunion commune de la Société française de Physique et de la Société des Radioélectriciens, le 12 octobre 1953.

(2) R. Hilsch et R. Pohl. « Courants d'électrons photoélectriques stationnaires primaires et secondaires dans les cristaux ». *Z. f. Phys.*, t. 108, p. 55, 1937.



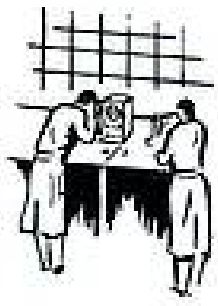
Tour à recopier ERNAULT-BATIGNOLLES avec variateur électronique SCIAKI équipé de thyratrons "DARIO"

LA RADIOTECHNIQUE met à la disposition des Constructeurs d'Équipements Électroniques :



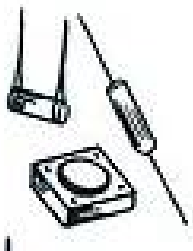
LES TUBES ÉLECTRONIQUES "DARIO" ET "MINIWATT-DARIO"

Thyratrons, Cellules photoélectriques, Redresseurs, Tubes professionnels de la série "SÉCURITÉ" etc...



UN LABORATOIRE D'APPLICATIONS

pour études de circuits. Mise au point de prototypes et recherches diverses.



LES PIÈCES DÉTACHÉES "TRANSCO" DE QUALITÉ

Condensateurs, Auto-transformateurs variables, Résistances, Ferroxcube, etc...

UNE DOCUMENTATION TECHNIQUE

très complète et en particulier le Bulletin d'Informations "ÉLECTRONIQUE & INDUSTRIE".

87

S.A. LA RADIOTECHNIQUE - Division Tubes Electroniques
Dépt. Électronique Industrielle, 130, av. Ledru-Rollin, PARIS XIe - VOL. 23-09

MANN [3], exposant à nouveau l'essentiel de l'article de 1937 d'une manière plus simple, parce que l'on n'avait porté que peu d'attention à l'étude de 1937.

Vers 1937, cependant, et certainement vers 1947, on avait obtenu une meilleure connaissance de plusieurs parties de la nature essentielle de la photoconductivité. Les bases de cette théorie nouvelle ont été établies en 1930 par la théorie des bandes dans les solides. La nouvelle théorie *a consisté simplement* à prendre dans son sens littéral le mot « photoconductivité » : *une variation de la conductivité* produite par la lumière. Quand on considère la photoconductivité comme une *variation de la conductivité*, c'est une question tout à fait secondaire que de savoir si pour chaque photon absorbé, on observe dans le circuit secondaire une charge électronique, ou $\frac{1}{10}$ de charge électronique, ou 1 000 charges électroniques. Le nombre particulier des charges électroniques produites par un photon absorbé dépend du temps de relaxation de la variation de conduction produite par la lumière et ce nombre varie avec la distance des électrodes et avec la tension appliquée. En résumé on peut écrire d'une manière tout à fait générale :

$$\frac{\text{nombre des charges électroniques produites}}{\text{nombre des photons absorbés}} = \text{gain}$$

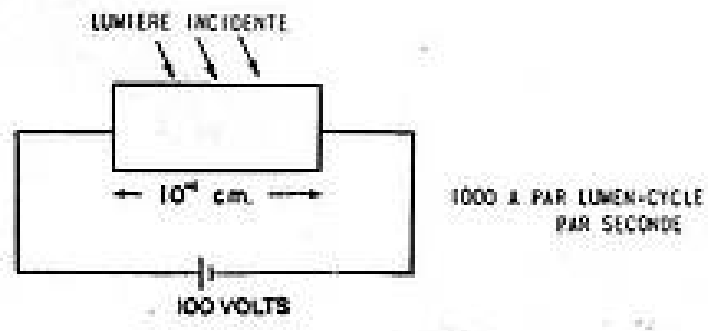
$$= G = \frac{\tau}{T_r} \qquad (1)$$

où τ est la durée de vie dans la *bande de conduction* d'un porteur de charge produit par photo-excitation et T_r le temps de transit entre les électrodes d'un porteur de charge libre. En fonction des quantités observables, la relation (1) devient :

$$I = e F G = e F \frac{\tau}{T_r} = e F \frac{V \mu}{L^2} \qquad (2)$$

où I est l'intensité du photo-courant observé ; e la charge d'un électron, F le nombre de photo-excitations par seconde, et V, μ, L respectivement la tension appliquée, la mobilité et la distance des électrodes. Il est clair que la quantité physique importante est τ, durée de vie d'un porteur de charges photoexcité dans la bande de conduction [4]. Quand cette durée de vie est grande par rapport au temps de transit des porteurs, on peut observer beaucoup de charges électroniques produites dans le circuit extérieur pour chaque photon absorbé, à condition que le contact au photoconducteur soit ohmique ; cette condition signifie que, à la frontière entre le métal et le semi-conducteur, il existe une réserve de porteurs prêts à pénétrer dans le semi-conducteur quand ils y seront « appelés ». Par exemple si un électron supplémentaire est produit par la lumière, et que cet électron soit transporté vers l'extérieur jusqu'à l'anode, il laisse derrière lui une charge positive qui « appelle » un autre des électrons du réservoir pour qu'il entre dans le photoconducteur. Ce mouvement des électrons persistera jusqu'à ce que l'une des séries des électrons passant à travers le photoconducteur se combine à nouveau à l'un des centres à partir duquel le photoélectron avait été excité en premier lieu.

Dans le but de l'orientation, la figure 1 indique les performances à attendre d'un photoconducteur



DUREE DE VIE (τ) SECONDES	LARGEUR DE BANDE CYCLES/SECONDE	SENSIBILITE AMPERES/ LUMEN
1	1	10^{3}
10^{-4}	10^{4}	10^{1}
10^{-7}	10^{7}	10^{-4}

FIG. 1

soumis à une différence de potentiel, appliquée entre deux électrodes écartées de 1 millimètre. Si la distance entre les deux électrodes était de $\frac{1}{10}$ de millimètre au lieu de 1 millimètre, il conviendrait de multiplier par 10 tous les nombres relatifs à la sensibilité. En fait, la performance d'un photoconducteur tend vers l'infini quand la distance entre les électrodes tend vers 0.

Il doit être clair maintenant que la photoconductivité, considérée au point de vue de la description des phénomènes, n'est qu'un moyen parmi beaucoup d'autres de faire varier la conductivité d'un solide. On pourrait, par exemple, convertir l'énergie d'un signal en chaleur et employer cette chaleur à échauffer le semi-conducteur, augmentant par là sa conductivité. On peut aussi appliquer un champ électrique au semi-conducteur au moyen d'une électrode voisine de sa surface pour modifier la charge de surface. On peut injecter des porteurs en observant la neutralité de la charge comme dans le transistor [5], ou en n'observant pas la neutralité de la charge comme cela se produit pour le courant limité par la charge d'espace dans un isolant [6]. L'emploi d'électrons, de particules α, de rayons X, de rayons γ

---

(3) R. POHL et F. STOCKMANN. « Le rôle des électrons secondaires dans la photoconductivité ». *Ann. de Phy.*, t. 1, p. 275, 1947.

(4) Corrélativement, pour les trous, la durée de vie dans la bande pleine.

(5) J. BARDEEN et W. BRATTAIN. « Transistor, a semiconductor triode » (Le transistor, triode formée d'un semi conducteur), *Physical Review*, 74, 230, 1948.

(6) R. W. SMITH et A. ROSE. « Current Voltage Characteristics of CdS Crystals Using Ohmic Contacts » (Caractéristique tension intensité des cristaux de CdS employant des contacts ohmiques). *Bulletins de American Physical Society*, t. 28, article S1.

A. ROSE et W. SMITH. « Space-Charge-Limited Currents in Insulators » (Courants limités par la charge d'espace dans les isolants). *Bulletins der American Physical Society*, t. 28, article S2.

SÉCURITÉ... PERFORMANCES...

„Émission"

POUR VOS *découplages*

ASSIETTES DÉCOUPLAGE
CAP. 1.000 A 6.800 pf
INTENS. 10 A 30 Amp.
A 10 MHZ

ASSIETTES CIRCUITS
COEFFICIENTS DE TEMPÉRATURE TRÈS FAIBLEMENT NÉGATIFS
CAPACITÉ : 10 A 500 pf
• 5 A 25 KVAR
• 5 A 20 AMPÈRES
• 5.000 VOLTS-SERVICE
DIAMÈTRES : 20 A 55 mm.

POTS CAP. 300 A 1.300 pf
INTENSITÉ 15 A 30 AMPÈRES
6 A 15 KVAR

TUBULAIRES *petite Émission*
CAPACITÉ : 10 A 600 pf
• 1 KVAR - 1,5 A

TUBES CAP. 1.000 A 2.000 pf
• 30 KVAR - 30 AMPÈRES
8.500 VOLTS-SERVICE
DIM. MAX. 65 • 130 mm.

LES CONDENSATEURS CÉRAMIQUES L.C.C.
ÉQUIPENT LES MATÉRIELS LES PLUS MODERNES DE TOUTES PUISSANCES : ÉMETTEURS RADIODIFFUSION ET TV • ÉMETTEURS DE TRAFIC RADIOÉLECTRIQUE • GÉNÉRATEURS HAUTE FRÉQUENCE INDUSTRIELLE • MATÉRIELS MILITAIRES • AIR • TERRE • MER • ETC...

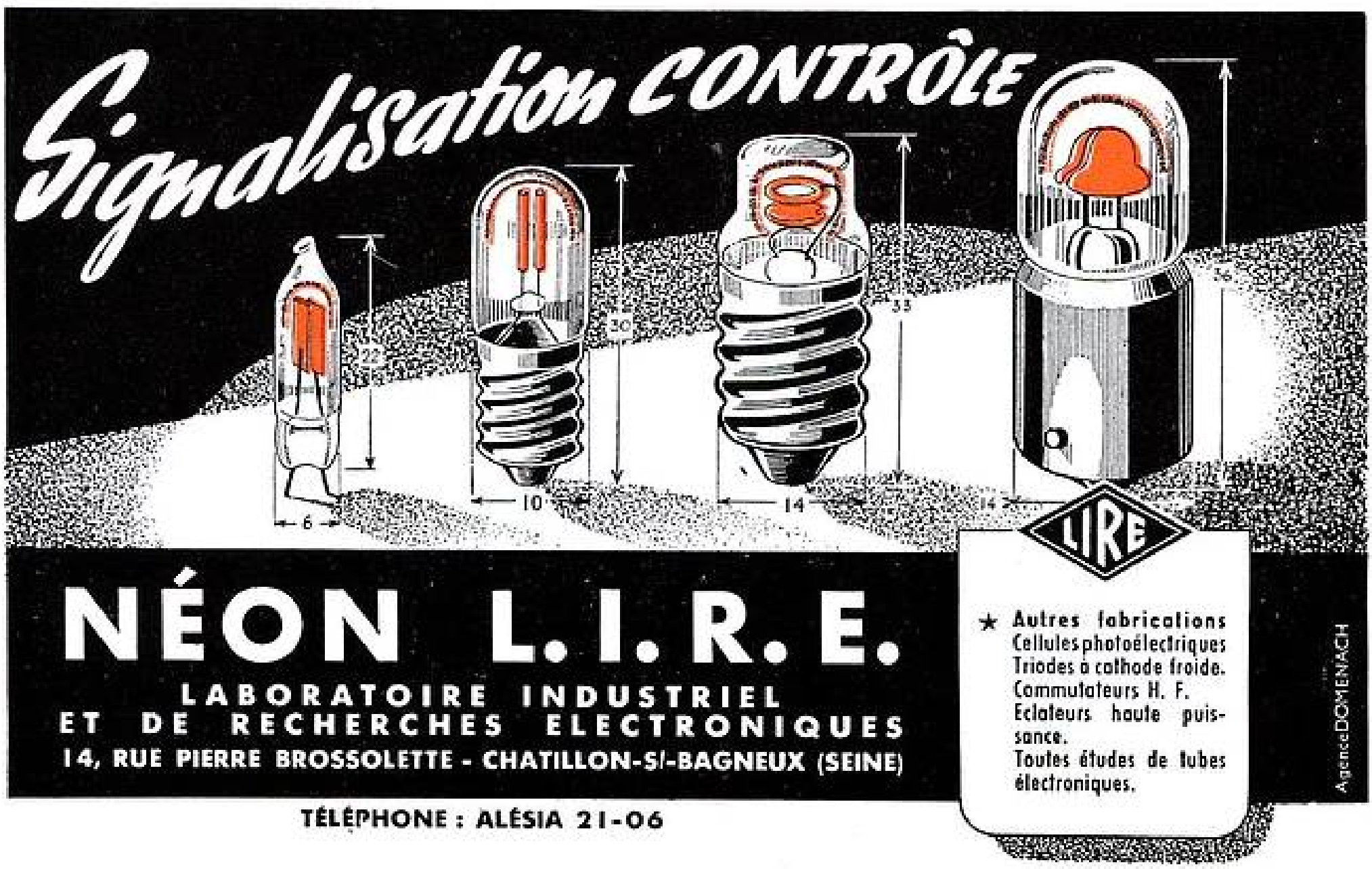
T.H.T.
POUR FILTRAGE TRÈS HAUTE TENSION
CAP. 100 pf
20 KVCC SERV
D = 25 mm. H = 13 mm.

LE CONDENSATEUR **LCC** CÉRAMIQUE L.C.C.

SERVICES COMMERCIAUX : 22, RUE DU GÉNÉRAL FOY, PARIS 8e - TÉL. LABORDE 38-00

AEROVOX CORP. • PRECISION CERAMICS INC - U.S.A. • MICROFARAD - MILAN • HUNT • LELAND INST. LTD - LONDRES • DUCON CONDENSER LTD - AUSTRALIE • FERROPERM - DANEMARC

Signalisation CONTRÔLE



NÉON L.I.R.E.

LABORATOIRE INDUSTRIEL
ET DE RECHERCHES ELECTRONIQUES
14, RUE PIERRE BROSSOLETTE - CHATILLON-S/-BAGNEUX (SEINE)

TÉLÉPHONE : ALÉSIA 21-06

★ Autres fabrications
Cellules photoélectriques
Triodes à cathode froide.
Commutateurs H. F.
Eclateurs haute puissance.
Toutes études de tubes électroniques.

Agence DOMENACH

et d'autres rayonnements d'énergie élevée pour moduler la conductivité d'un solide est une variante évidente de l'emploi de la lumière visible. Une dernière méthode, apparamment vulgaire, pour moduler la conductivité de l'espace compris entre deux électrodes est d'employer un moyen mécanique pour y amener des porteurs, par exemple de placer un morceau de cuivre entre ces deux électrodes. Il apparaîtra rapidement que cette méthode n'est pas vulgaire.

Dans le problème général de la commande, on cherche à obtenir la quantité la plus élevée possible à la sortie pour une quantité aussi faible que possible à l'entrée. Suivant ces règles, les méthodes différentes de modulation de la conductivité d'un solide peuvent être classées suivant l'énergie nécessaire pour produire un porteur supplémentaire. Dans la photoconductivité, par exemple, en employant la lumière visible, il faut deux ou trois électrons-volts pour créer un porteur libre. L'emploi de la chaleur est une méthode particulièrement coûteuse, car plusieurs centaines d'électrons-volts sont nécessaires pour produire un porteur dans les matériaux où il existe des intervalles interdits entre ½ V et 1 V. D'autre part, l'injection de porteurs de charges, comme dans le transistor, est une méthode particulièrement économique, nécessitant seulement quelques centièmes d'électron-volt pour produire un porteur de charges. Finalement, on peut calculer l'énergie pour un porteur quand les porteurs sont transportés par des oscillations mécaniques, par exemple par le déplacement d'un fragment d'un métal ; cette énergie est de l'ordre de quelques millivolts même quand la période de mouvement atteint un mégacycle par seconde.

Revenant à la photoconductivité, le caractère physique essentiel de ce phénomène est contenu dans la notion relative à τ, durée de vie d'un porteur de charges. On pense tout d'abord qu'il est possible d'observer cette durée de vie, qu'on peut identifier avec la vitesse de réponse d'un photoconducteur, définie comme étant le temps nécessaire pour que la photoconductivité décroisse jusqu'à la moitié de sa valeur après que l'on a supprimé la lumière excitatrice. Quand on procède à une vérification même sommaire, des performances des cristaux de CdS sous faible intensité lumineuse, ou des propriétés des matériaux relativement isolants employés comme cibles photoconductrices dans les tubes de télévision du type Vidicon, on voit facilement que la vitesse de réponse observée atteint jusqu'à 10^6 à 10^8 fois la durée de vie nécessaire pour satisfaire à la relation (1). On doit signaler particulièrement que l'équation (1) a un caractère général et qu'elle ne se rapporte pas à un type particulier de photoconducteur. Elle s'applique aux semi-conducteurs uniformes, aux jonctions *P-N*, aux jonctions *N-P-N* et même aux cellules photoélectriques dans le vide. Il n'y a qu'un cas d'exception : le phénomène où les photoélectrons sont multipliés par un processus d'avalanche ou d'ionisation interne, qui se produit près de l'intensité du champ disruptif. La plus grande partie des expériences de photoconductivité a été faite sous des champs d'intensité suffisamment faible pour éviter la production d'avalanches d'électrons.

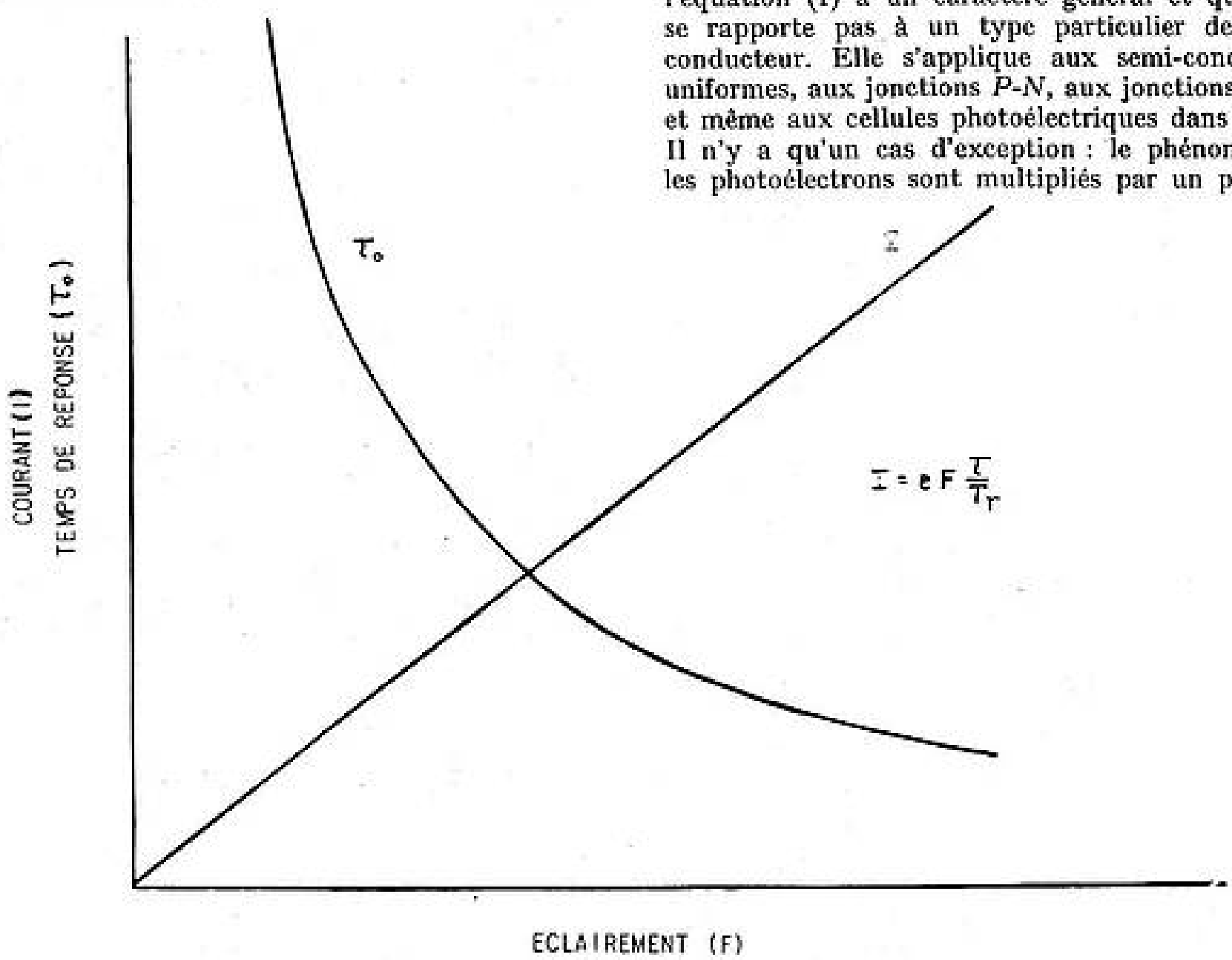
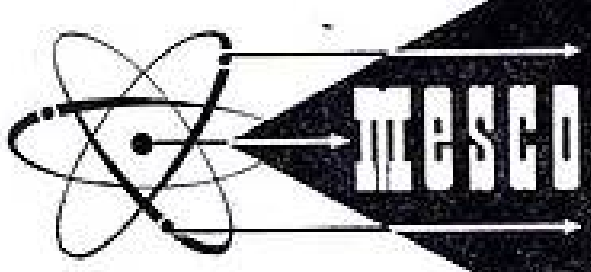


FIG. 2

Ce désaccord extraordinaire entre la vitesse de



ÉLECTRONIQUE ET APPLICATIONS DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE

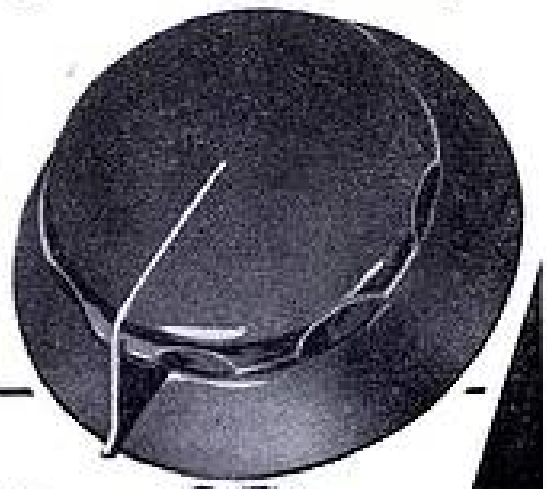
14, RUE RENÉ COCHE A VANVES — TÉL. MICHELET 14-27

COMPTEURS DE GEIGER-MULLER
MESURES DE RADIOACTIVITÉ
APPAREILS DE LABORATOIRE
APPLICATIONS MÉDICALES
ÉLECTRONIQUE INDUSTRIELLE
PROTECTION CONTRE LES RAYONNEMENTS

- COMPTEURS DE GEIGER-MULLER EN TOUS GENRES
- ALIMENTATIONS POUR COMPTEURS DE GEIGER
  ÉCHELLES DE COMPTAGE (NUMÉRATION ÉLECTRONIQUE)
  INTÉGRATEURS ET ENREGISTREURS DE RADIOACTIVITÉ
  CONTROLEURS DE LABORATOIRE
- MESURES AUTOMATIQUES D'ÉCHANTILLONS RADIOACTIFS
- BÉTA-GAMMAMÈTRES POUR LA PROSPECTION
  IONOMÈTRES PORTATIFS
- ANALYSEURS POUR RADIOCRISTALLOGRAPHIE
- AMPLIFICATEURS LINÉAIRES ET PRÉAMPLIFICATEURS
  DISCRIMINATEURS ET SÉLECTEURS D'IMPULSIONS
- VOLMÈTRE ÉLECTRONIQUE
- RÉGULATEURS DE NIVEAUX INACCESSIBLES
  MESURES DE NIVEAUX INACCESSIBLES
  MESURES D'OPACITÉ OU DE CONCENTRATION

RADIO AIR

BOUTONS pour appareils électroniques



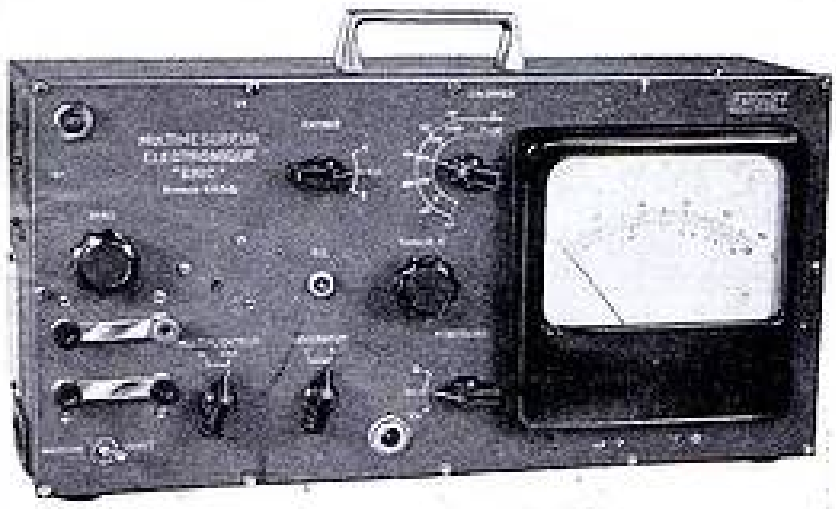
★ diamètre 35-55-80 % avec ou sans flèche série normale noire axe 6 %.

★ diamètre 30 % avec ou sans gravure série normale noire axe 6 %.

Demandez notre documentation

2, AVENUE DE LA MARNE
ASNIÈRES (Seine) GRÉ 47-10

PUBL-RAPY 11



LE MULTIMESUREUR E.R.I.C. (Bte SGDG)

à mémoire électronique

EST UNIQUE AU MONDE

Résistance d'entrée de l'ordre de 10 millions de MΩ.
Courant grille 10^{-13} Ampères.
Mesure : $\frac{1}{1000^{e}}$ de micro-Ampère de déviation totale.
Des millions de MΩ et de M.F.D.
Jusqu'à 50.000 volts avec une sonde " capacitive ".
Intègre plus de 300.000 impulsions seconde.
Précision 1 à 3% — Très grande stabilité de zéro

NOTICE 8 PAGES sur demande

LEMOUZY.

S.A.R.L. Cap. 10 millions
63, rue de Charenton,
PARIS 12e
Tél. DIDEROT 07.74

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence Publéditec-Domenach, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6e, Tél. LIT. 79-53

réponse observée et la durée de vie déduite de l'équation (1) nous a conduit à distinguer entre ces deux quantités, de sorte que, pour les intensités d'excitation faibles la vitesse de réponse (τ_0) est beaucoup plus grande par l'effet des électrons des trappes superficielles que la durée de vie d'un porteur libre [1]. Pour les intensités d'excitation élevées (ou pour des courants noirs intenses dans les semi-conducteurs) quand le nombre des porteurs libres dépasse le nombre des porteurs retenus dans les trappes superficielles, la vitesse de réponse observée approche de très près la durée de vie d'un porteur libre.

Le désaccord entre ces quantités durée de vie d'un porteur de charges et vitesse de réponse observée ne constitue par le seul écart entre la théorie et l'expérience. Un second désaccord apparaît dans les cristax de CdS où le photocourant augé mente à peu près linéairement avec l'intensits lumineuse alors que la vitesse de réponse observée décroît quand l'intensité lumineuse croît. On déduit immédiatement de l'équation (2) que si le photocourant I est proportionnel à l'intensité lumineuse F, la durée de vie d'un porteur de charges libres doit être constante ; ce que l'on désire est un modèle de photoconducteur qui donne une durée de vie indépendante de l'intensité lumineuse et, simultanément une vitesse de réponse observée décroissant en même temps que l'intensité lumineuse. En résumé on désire un modèle qui rende compte des deux résultats expérimentaux suivants du premier ordre sur les cristaux de CdS.

$$I \sim F \tag{3}$$

$$\tau_0 \sim \frac{1}{F} \tag{4}$$

ces résultats sont indiqués schématiquement figure 2.

Le but de l'étude qui suit est de montrer que, pour rendre compte des deux résultats des expériences du premier ordre indiqués par les équations (3) et (4), il faut qu'il existe dans la région interdite des trappes réparties en énergie d'une manière continue. En conséquence il ne serait pas d'une grande importance de montrer que l'hypothèse d'une répartition continue des trappes rend compte des relations (3) et (4). Une distribution de trappes continue forme un modèle très flexible et très souple susceptible d'expliquer une grande variété de phénomènes. Ce qui est important dans ce qui suit est que tout modèle que ne comprend pas une distribution continue des trappes ne permet pas de rendre compte des résultats expérimentaux définis par les équations (3) et (4). La méthode appliquée dans la suite consiste à prendre comme point de départ les modèles les plus simples, à comparer leurs propriétés à celles qu'expriment les équations (3) et (4) et enfin à augmenter la complexité du modèle seulement quand celà est *logiquement* nécessaire.

[1] A. Rose. « An Outline of some Photoconductive Processus ». (Principe de quelques processus de photoconductivité) *R. C. A. Review*. t. XII, p. 362, 1951.

Le modèle le plus simple est celui de la figure 3. Ce modèle comprend une bande pleine et une bande de conduction séparées par une bande interdite où

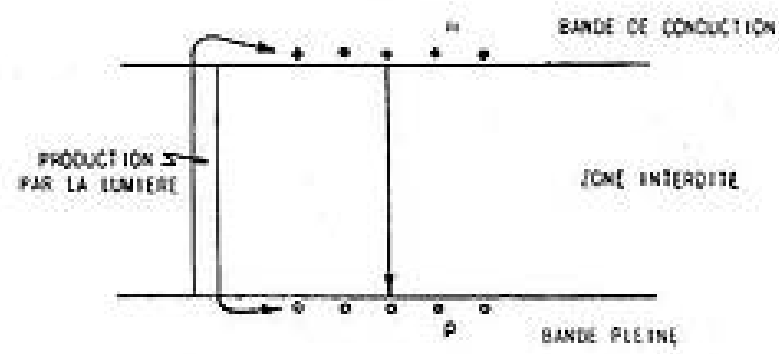


Fig. 3

il n'y a aucun état électronique. Sous l'effet de l'excitation par la lumière, des électrons libres et des trous libres sont créés en proportions égales. De plus les *concentrations en régime permanent* des électrons et des trous doivent être égales, puisqu'il n'y a aucun état électronique dans la zone interdite. Pour la même raison les électrons libres se recombinent directement aux trous libres. Ce modèle conduit aux relations familières de recombinaison bimoléculaire, dans lesquelles la concentration des porteurs de charges, en régime permanent, est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité de la lumière excitatrice. Ce résultat contredit l'équation (3) qui nécessite une concentration des porteurs croissant suivant une fonction linéaire de l'intensité lumineuse. Une seconde contradiction provient du fait que, dans ce modèle, la durée de vie d'un porteur libre et le temps de réponse du photoconducteur sont des paramètres identiques. On déduit des équations (3) et (4) que : la durée de vie est une constante, indépendante de l'intensité lumineuse, et que le temps de réponse décroît quand l'intensité lumineuse croît. Enfin il convient de noter que la recombinaison directe des porteurs libres est un phénomène si improbable que les durées de vie qui en résultent pour les porteurs dépasseraient de beaucoup celles que l'on observe dans les expériences.

La première complication introduite dans le modèle est indiquée figure 4. Ici on a inséré dans

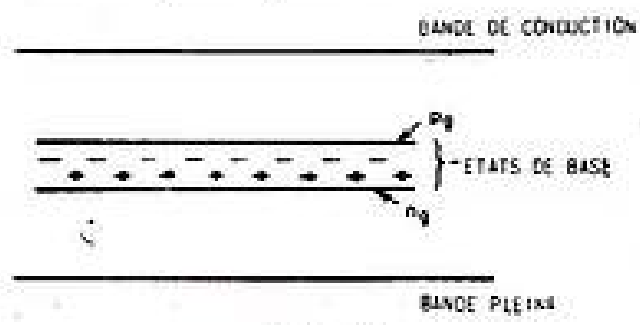


Fig. 4 *a*

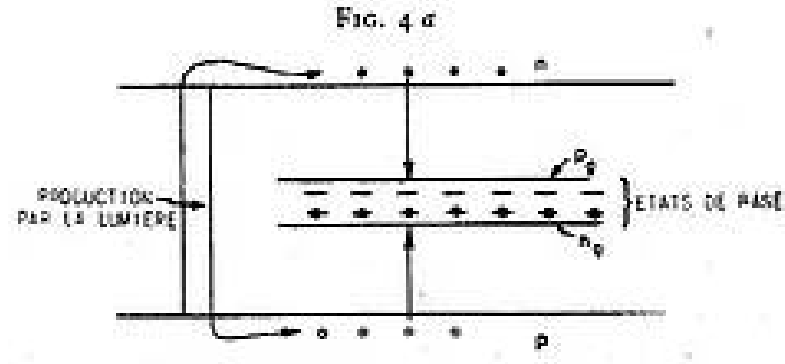


Fig. 4 *b*

la zone interdite un ensemble d'états discrets, à

Le nouveau GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS

TYPE

458 A

- Impulsions de 0,5 à 10.000 µs.
  Temps de montée 0,05 µs
  Variation continue de la largeur
- Fréquence de répétition 5 à 50.000 c/s.
- Tensions de sorties symétriques de 0,05 à 50 volts.
- Prédéclencheur inclus.
- Lecture directe de la tension et de la largeur de l'impulsion.

MESURE R D CONTROLE

RIBET-DESJARDINS

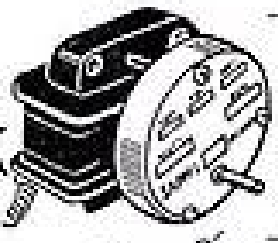
13, RUE PÉRIER, MONTROUGE (SEINE) ALE. 24-40

NOTICE TECHNIQUE ET DÉMONSTRATION SUR DEMANDE

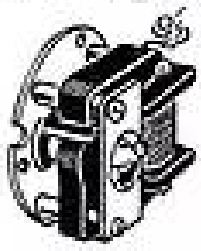
Agent exclusif pour la Belgique : UNIC RADIO BELGE, 51, quai Bonaparte, LIÈGE

Les Micromoteurs SAPMI

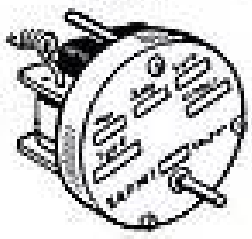
TYPE 300 ASYNCHRONE de 10 Tours/m à 1 T. en 30 m — PUISSANCE ABSORBÉE : 18 WATTS — Couple disponible à 1 T/m — 30 kg/CENTIMÈTRE



TYPE 350 ASYNCHRONE de 2.600 T/m à 2 Tours/min — PUISSANCE ABSORBÉE : 18 WATTS — Couple disponible à 2 T/m — 7 kg/CENTIMÈTRE



TYPE 500 ASYNCHRONE de 2.300 T/m à 1 T/30 min — PUISSANCE ABSORBÉE : 6 WATTS — Couple disponible à 1 T/m — 5 kg/CENTIMÈTRE



TYPE 700 ASYNCHRONE SYNCHRONE de 750 T/min à 1 T/8 jours — PUISSANCE ABSORBÉE : 6 WATTS — ASYNCHRONE couple 1 T/m 8 kg/CENTIMÈTRE — SYNCHRONE couple 1 T/m 2,5 kg/CENTIMÈTRE

COLLABORATEURS INFATIGABLES ET PRÉCIS

NOTICE SUR DEMANDE

DE TOUTE ENTREPRISE UTILISANT DES APPAREILS ÉLECTRIQUES

SAPMI MICROMOTOR

VALENCE S/RHONE 18, R. J. J. ROUSSEAU
TÉL. 37-17 37-18
PARIS (9e) 76, AVENUE DE LA RÉPUBLIQUE
TÉL. ROQ. 65-41

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence Publéditec-Domenach, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6e, Tél. LIT. 79-53

grande profondeur. Ces états discrets sont, au point de vue énergétique, suffisamment assez éloignés de la bande pleine et de la bande de conduction pour que les électrons ou les trous qui y parviennent continuent à y séjourner jusqu'à ce que de nouveaux trous et de nouveaux électrons se combinent à eux. La probabilité pour que des électrons ou des trous soient produits par excitation thermique en dehors de ces états est assez faible pour être négligée. Pour cette raison ces états peuvent être appelés états de base. Maintenant, bien que l'excitation optique crée des électrons libres et des trous libres en proportions égales, les *concentrations en régime permanent* des électrons libres et des trous libres ne sont pas forcément égales. En fait, ces concentrations sont exprimées, d'une manière indépendante par les relations qui suivent :

Concentration des électrons libres

$$n = f\,\tau_n = f\,\frac{1}{v\,s_n\,p_g}$$

Concentration des trous libres

$$p = f\,\tau_p = f\,\frac{1}{v\,s_p\,n_g}$$

Ici f désigne le nombre d'excitations optiques par seconde et par unité de volume, v la vitesse thermique des porteurs de charges, s_n, s_p les sections transversales de capture pour les électrons et les trous dans les états de base. Il y a maintenant deux durées de vie indépendantes τ_n et τ_p qui déterminent les concentrations respectives des électrons libres et des trous libres. Pour des intensités excitatrices telles que n et p soient respectivement inférieurs à n_g et p_g, les concentrations des électrons et des trous restent substantiellement les mêmes après l'excitation qu'avant l'excitation (ceci résulte de la condition de neutralité de la charge totale). Il en résulte que les durées de vie τ_n et τ_p sont des constantes, indépendantes de l'intensité de la lumière. Pour cette raison les concentrations des porteurs libres sont proportionnelles à l'intensité de la lumière, conformément à l'équation (3). Ce modèle, cependant, conduit à l'identité entre la durée de vie d'un porteur et le temps de réponse du conducteur, qui sont l'un et l'autre des invariants en fonction de l'intensité de la lumière. Il n'est pas possible, en conséquence, de satisfaire à l'équation (4) au moyen de ce modèle, puisqu'il conduit à une durée de réponse qui décroît quand l'intensité de la lumière croît.

La complication formelle que l'on introduit ensuite dans le modèle est représentée figure 5. Ici on introduit deux nouveaux états discrets, superficiels, en plus des états discrets profonds de la figure 4. Le terme « superficiel » signifie que ces états sont, au point de vue énergétique, suffisamment voisins de la bande de conduction (bande pleine) pour qu'ils soient en équilibre thermique avec les électrons libres (ou les trous libres). On peut encore énoncer cette condition comme suit : un électron dans un état superficiel a une probabilité plus grande d'être éjecté par effet thermique dans la bande de conduction que de se combiner à un trou provenant de la bande pleine. Comme ils sont en équilibre thermique avec

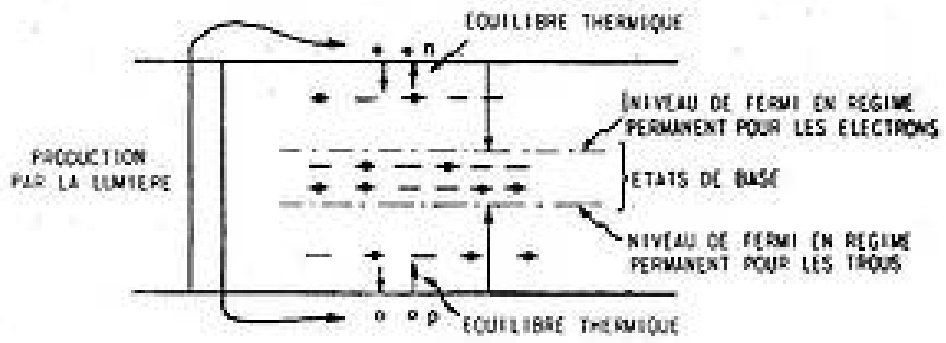


FIG. 5

les électrons libres le rapport des électrons libres aux électrons observés dans les trappes superficielles est une constante, indépendante de l'intensité de la lumière. Ce rapport dépend forcément de la température puisqu'il contient le facteur de BOLTZMANN $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ où ΔE est la distance énergétique entre le fond de la bande de conduction et les états discrets superficiels.

Il convient d'étudier avec soin la figure 5. Les états situés à grande profondeur se comportent comme des centres de recombinaison et ils déterminent les durées de vie des électrons libres et des trous libres comme ils le faisaient dans le modèle de la figure 4. Pour cette raison les durées de vie des électrons et des trous sont des constantes indépendantes, invariantes par rapport à l'intensité de la lumière. Cela signifie que ce modèle satisfait à l'équation (3). Les états superficiels, par définition, n'ont que peu de part à la recombinaison des électrons et des trous et, par conséquent, ils influent peu sur les durées de vie. Le rôle de ces états superficiels est de séparer la durée de vie des porteurs de charges libres et le temps de réponse du photoconducteur. Par exemple, quand on supprime l'excitation optique du modèle de la figure 5, il ne faut pas seulement que les porteurs de charge libres se recombinent avec les états de base, mais il faut aussi que les porteurs de charge qui se trouvent dans les trappes superficielles soient excités par action thermique, qu'ils parviennent jusqu'aux états libres et qu'ils soient ensuite combinés à nouveau aux états fondamentaux. Cela signifie que le temps nécessaire à la diminution du photocourant est plus élevé que la durée de vie d'un porteur libre et le rapport de ces deux quantités est le même que le rapport entre les électrons dans les trappes superficielles et les porteurs libres. Dans les photoconducteurs relativement isolants employés dans les tubes de télévision du type Vidicon, le nombre des porteurs de charges libres par centimètre cube est vraisemblablement de l'ordre de 10^8 seulement. D'autre part la concentration des états discrets superficiels est vraisemblablement de plus de 10^{15} par centimètre cube. Le temps nécessaire à la diminution du photocourant dépasse donc de plus de 10^8 fois la durée de vie d'un porteur libre. Comme on l'a indiqué ci-dessus, c'est le résultat que donne l'expérience.

Maintenant, le modèle de la figure 5 satisfait à l'équation (3), puisqu'il donne un courant linéaire

Localiseur de Défauts

PAR IMPULSIONS

À DIAGRAMME DÉVELOPPÉ PAR BALAYAGE CIRCULAIRE

Cercle de balayage sans impulsions
Signal initial (impulsion)
Signal réfléchi (irrégularité d'impédance)
Signal réfléchi (court-circuit)
Signal réfléchi (écho) (dans le cas d'une coupure)

LOCALISEUR de DÉFAUTS TYPE DLB II

★ LIGNES AÉRIENNES
ÉNERGIE ET TÉLÉCOMMUNICATIONS

★ CABLES SOUTERRAINS
ÉNERGIE ET TÉLÉCOMMUNICATIONS

★ CABLES SOUS-MARINS

AS PUBLIÉTIEC - DOMERGUE

LIGNES TÉLÉGRAPHIQUES ET TÉLÉPHONIQUES

89, RUE DE LA FAISANDERIE — PARIS-16e — TÉLÉPHONE : TRO. 12-71 - 12-85

3 Kc/s à 140 Mc/s

QUARTZ

PRÉCISION STABILITÉ

LABORATOIRES de PIEZO-ELECTRICITE

4 et 6, rue des Montibœufs. PARIS 20e - Tél : MEN 51-50 Lignes groupées

PUBL. RAPY

en fonction de la courbe de la lumière. Il a aussi satisfait à la condition relative à la séparation des temps de réponse et de la durée de vie, de sorte que le temps de réponse peut devenir plus important que la durée de vie. Cette séparation est nécessaire pour satisfaire à l'équation (4). Les équations (3) et (4) imposent cependant cette condition que le

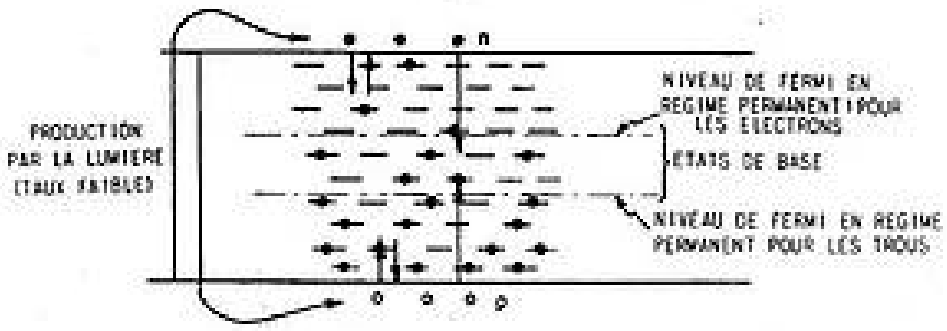


FIG. 6 a

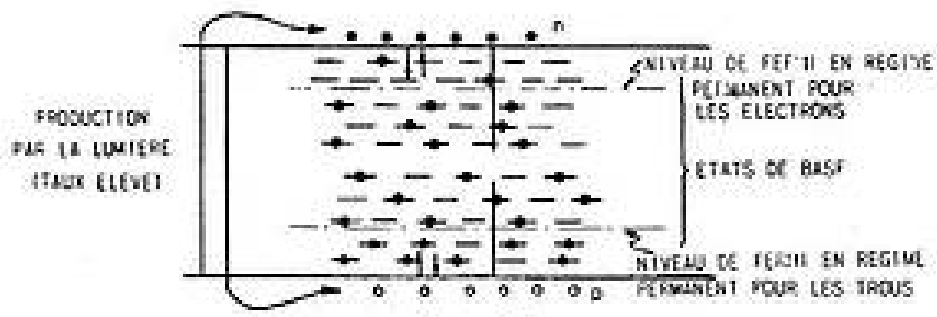


FIG. 6 b

rapport du temps de réponse à la durée de vie décroisse et tende vers l'unité quand l'intensité de la lumière augmente. Le modèle de la figure 5 ne rend pas compte de cette variation du temps de réponse avec l'intensité de la lumière, puisque le rapport des électrons retenus dans les trappes aux porteurs libres est une constante indépendante de l'intensité de la lumière. Nous devons en conclure que, si complexe qu'apparaisse le modèle de la figure 5, il est encore inadéquat, au point de vue logique, pour rendre compte des deux relations simples exprimées par les équations (3) et (4).

La complication formelle qu'il reste à introduire dans cette série de modèles est indiquée figure 6 où les états discrets de la zone interdite sont distribués d'une manière continue au point de vue énergétique. Ce modèle, qui a des états discrets profonds et des états discrets superficiels, conserve les deux propriétés caractéristiques du modèle de la figure 5, à savoir : un courant dont l'intensité varie en fonction linéaire de la courbe de lumière et un temps de réponse supérieur à la durée de vie d'un porteur de charges libre. Au moyen de la distribution continue des états discrets, on ajoute une troisième propriété : la décroissance du temps de réponse quand l'intensité de la lumière croît. Cela se produit comme suit :

Les lignes de démarcation entre les états superficiels et les états situés à grande profondeur ne sont pas fixes, mais elles varient avec l'intensité de la lumière. Leur position, au point de vue énergétique, peut être considérée comme celle des deux niveaux de Fermi en régime permanent qui correspondent respectivement aux concentrations des électrons libres et des trous libres. (Comme ces lignes de séparation ne peuvent pas être définies d'une manière précise et qu'elles peuvent varier d'un solide à un autre selon les sections transversales de capture des états discrets pour les électrons et les trous, le niveau de Fermi en régime permanent représente une bonne approximation. L'argument n'est pas en défaut si les lignes de séparation sont voisines du niveau de Fermi en régime permanent, mais ne coïncident pas avec lui). La « distance énergétique » du niveau de Fermi en régime permanent à la bande de conduction, par exemple, est définie par la relation

$$\frac{n}{N_0} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

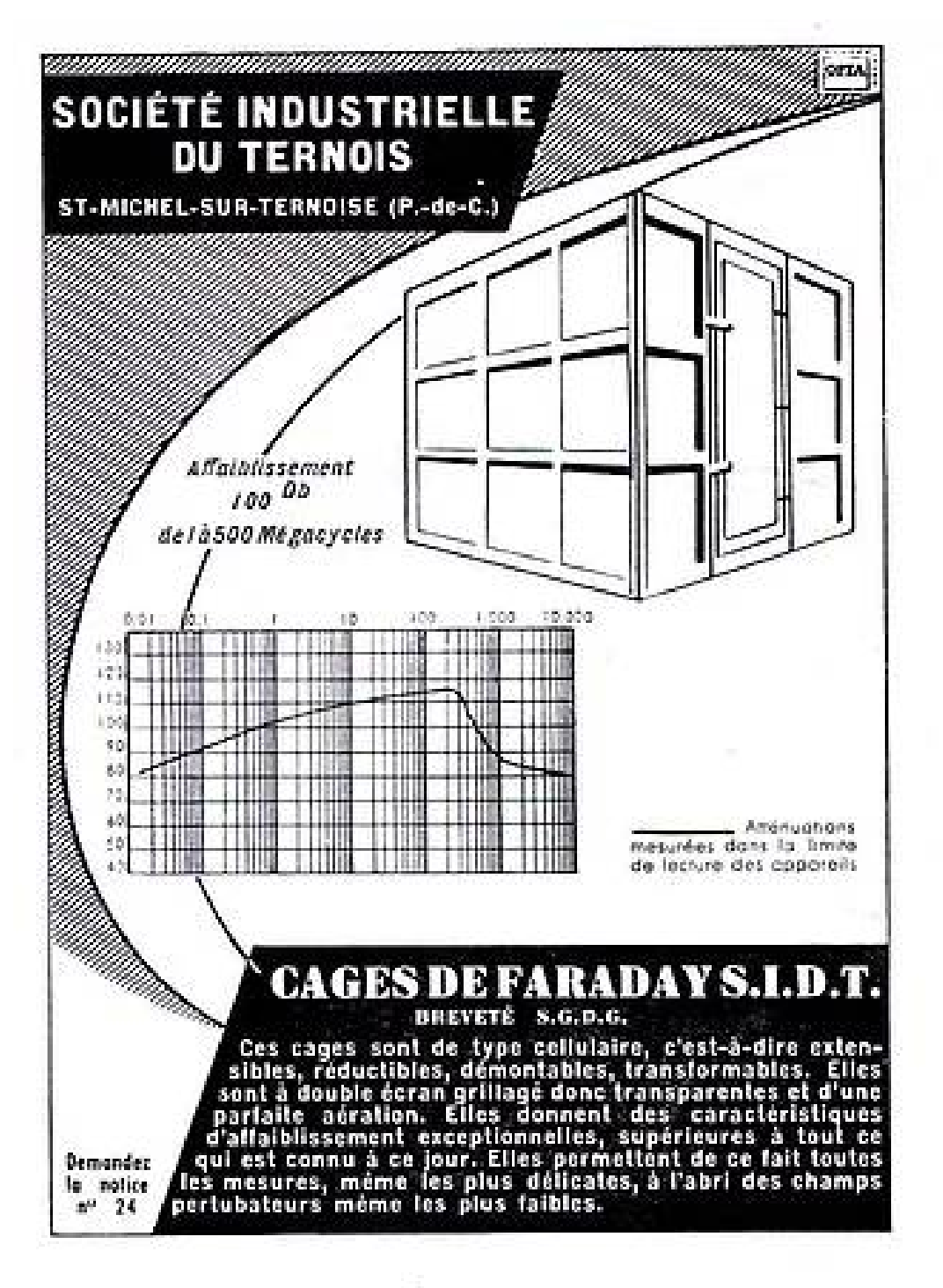
où $\frac{n}{N_0}$ désigne la fraction représentant l'occupation des niveaux au fond de la bande de conduction par les électrons, N_0 est le nombre des états dans la tranche du fond, de largeur kT, de la bande de conduction et est de l'ordre de 10^{19} à la température ambiante. ΔE est la « distance énergétique » entre le niveau de Fermi en régime permanent et le fond de la bande de conduction.

Les états de base sont les états discrets qui se trouvent entre les deux niveaux de Fermi en régime permanent. Pendant que le nombre des états de base croît quand l'intensité de la lumière croît, le taux de variation est si bas que l'on peut considérer le nombre des états fondamentaux comme sensiblement constant. Un exemple numérique éclaircira ce point. Quand la séparation entre les deux niveaux de Fermi en régime permanent varie de 0,5 volt à 1,0 volt le nombre des états fondamentaux est seulement doublé, alors que la concentration des porteurs libres est multipliée par un facteur qui dépasse 10^5. Ainsi sont conservés la constance de la durée de vie et le caractère linéaire de la relation entre l'intensité du courant et l'éclairement.

Si on regarde maintenant les états superficiels, ceux qui se trouvent entre les niveaux de Fermi en régime permanent et leurs bandes respectives, on trouve que la plus grande partie des porteurs retenus dans les trappes se trouvent dans les états qui sont voisins des niveaux de Fermi en régime permanent. Par exemple le taux d'occupation, par les électrons, des états discrets près des niveaux de Fermi en régime permanent est seulement de $\frac{1}{2}$. Quand on se dirige vers la bande de conduction à partir du niveau de Fermi en régime permanent, ce taux d'occupation diminue comme $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ où, ΔE est la « distance énergétique » entre l'état en question et le niveau de Fermi en régime permanent. Par ce raisonnement on conclut que le nombre des porteurs qui sont retenus dans les trappes superficielles est sensiblement constant et qu'il est indépendant de l'intensité de la lumière.

Il est maintenant possible de calculer le temps de réponse comme suit :

$$\text{Temps de réponse} = \frac{\text{Nombre des électrons dans les trappes}}{\text{Nombre des électrons libres}} \times \text{durée de vie d'un électron}$$



KODAVOX

RUBANS MAGNÉTIQUES
POUR ENREGISTREMENT SONORE

RUBANS de 6,35 mm

Pour professionnels et amateurs. Très haute définition. Existent en bobines de 1000, 800, 375, 185 et 90 m sur supports de sécurité en tri-acétate de cellulose de 5/100 et 3,75/100 d'épaisseur. Ces rubans conviennent à toutes les vitesses de défilement comprises entre 76,2 et 9 cm/s.

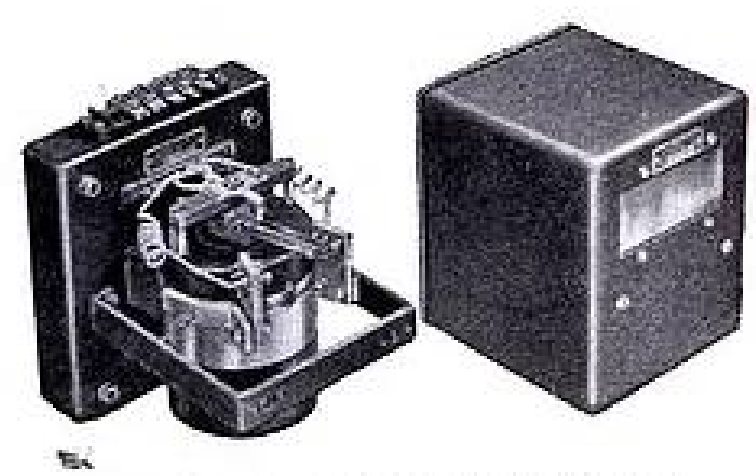
FILMS
de 35, 17,5 et 16 mm

Perforés, pour Cinéma et Télécinéma.
Tous autres formats sur demande.

KODAK-PATHÉ * PARIS

ALBERT LE BŒUF & FILS

14 bis, rue Georges, LA GARENNE-COLOMBES (Seine)
Tél. : CHA 56-03



RELAIS GALVANOMÉTRIQUES
DE SÉCURITÉ

Courant de commande depuis 3 μA

Microampèremètres depuis 2 μA
Millivoltmètres depuis 2 mV
Ampèremètres - voltmètres

Etude et réalisation d'Appareils spéciaux sur demande

$$\frac{\text{Constante}}{\text{Nombre des électrons libres}} = \frac{\text{Constante}}{\text{Intensité de la lumière}}$$

$$\sim \frac{1}{F}$$

C'est justement la relation expérimentale exprimée par l'équation (4).

Nous pouvons maintenant conclure que le modèle de la figure 6, qui a une distribution continue d'états discrets, donne les deux relations (3) et (4) fournies par l'expérience, qui ne sont données par *aucun modèle plus simple*. Ce raisonnement n'exclut pas la possibilité d'établir encore des modèles plus complexes que celui de la figure 6, qui satisfassent aux équations (3) et (4). Ce raisonnement définit la limite la plus faible de la complexité nécessaire pour satisfaire aux relations expérimentales.

Le raisonnement présent a été établi pour montrer que la photoconductivité est un outil puissant qui permet d'obtenir des informations précises au sujet de la structure des niveaux d'énergie dans la zone interdite. Ce sont les résultats expérimentaux exprimés par les deux équations simples (3) et (4) qui ont conduit logiquement au besoin d'une distribution continue d'états discrets. D'autre part il est évident que cette distribution continue d'états discrets est rencontrée dans les courbes de luminescence des matériaux luminescents (1) et dans les courbes de conductivité-luminescence pour ZnS (2) et CdS (3) ; ainsi, nous avons montré d'une manière simple comment ce continuum d'états discrets rend compte de la règle empirique de MEYER (4).

(1) R. H. BUBE, « Luminescence and Trapping in Zinc Sulphide Phosphors with and without Copper Activator » (Luminescence et action des trappes d'électrons dans les matériaux luminescent de sulfure de zinc, avec ou sans activateur de cuivre), *Phys. Rev.*, t. 80, p. 665, 1950.

(2) R. H. BUBE. « A Comparative Study of Photoconductivity and Luminescence ». (Etude Comparative de la photoconductivité et de la luminescence). *Phys. Rev.*, t. 80, p. 393, 1951.

(3) Résultats non publiés de R. H. BUBE et de GARLICH.

(4) I. BROSER. « The significance of Meyer's rule » (Signification de la règle de Meyer). *Réunion de la Physical Society*, Innsbruck, sept. 1953.

(5) A. ROSE, « An Artline of some Photoconductive Processus » (Principe de quelques processus de Photoconductivité) R.C.A. Review, t. XII, p. 362. 1952.

REMARQUES ET CONCLUSIONS

La discussion actuelle s'applique principalement aux photoconducteurs qui sont relativement isolants quand ils sont soumis à une excitation de niveau faible ou intermédiaire. Aux niveaux d'excitation très élevés, le nombre des porteurs libres dépasse le nombre des électrons retenus dans les trappes superficielles et on trouve les résultats simples de l'équation (1). De plus il est possible d'aller plus loin dans le calcul de la section transversale de capture des états fondamentaux pour les électrons libres. Cette section transversale de capture dans le sulfure de cadmium est d'environ 10^{-22} cm², c'est-à-dire qu'elle est inférieure aux dimensions atomiques de 7 puissances de 10. C'est cette faible étendue de la section de capture qui rend compte de la grande sensibilité du sulfure de cadmium et des autres photoconducteurs sensibles. Jusqu'ici il n'a pas encore été établi de description théorique satisfaisante du processus de capture, sauf quand les sections transversales sont très faibles. Il y a des raisons valables de penser que les sections transversales atteignent 10^{-13} cm² pour les centres de capture chargés. C'est pour les sections très faibles qu'une explication est nécessaire.

La discussion présente a mis en évidence les cas où la relation entre le courant et l'éclairement est linéaire et ceux où elle ne l'est pas. Au point de vue expérimental, on rencontre assez fréquemment des exposants compris entre 0,6 et 1,0. Une publication précédente (5) a mis en évidence la distribution des trappes qui est la conséquence de ces exposants. Il y a également des exemples de photoconducteurs où il existe une relation de degré supérieur au premier entre le photocourant et l'intensité de la lumière incidente. Ce problème a un intérêt particulier parce qu'il entraîne des complications non encore discutées dans cette étude. C'est-à-dire que les états discrets de la zone interdite qui sont considérés ici avaient tous le même caractère ou la même section transversale pour les porteurs libres. Pour rendre compte d'une relation de degré supérieur au premier, il apparaît qu'il faut introduire au moins deux catégories d'états fondamentaux caractérisés par des sections transversales de capture différentes pour les porteurs de charges libres.

LELAND RADIO IMPORT C°

MARCONI INSTRUMENTS

VOLTMÈTRES ÉLECTRONIQUES, 4 modèles dont :

Millivoltmètre à lampes ..... TF. 899
0 - 150 - 500 - 2000/pps 50/à 100 Mc.

WATTMÈTRES, 4 modèles dont :

Wattmètre haute fréquence ..... TF. 912
Portable-25 watts-80/160 Mc. — 50/75 ohms

FRÉQUENCEMÈTRES, 12 modèles dont :

Etalon primaire de fréquence ..... TME 2
1 à 30 Mc. Précision 10^{-7}
Ondemètre à quartz ..... TF. 723 A
300 à 3000 Mc. Précision 10^{-4}
Ondemètre U.H.F. ..... TF. 896**
200 à 1 000 Mc.

PONTS, 7 modèles dont :

Pont d'Impédances H.F. ..... OA. 199
100 Kc à 20 Mc.
Pont d'Impédances V H F. ..... Wayne Kerr.
10 Mc à 250 Mc.

Q MÈTRES, 3 modèles dont :

Q mètre H.F. ..... TF. 886
15 à 170 Mc. (60-1200 Q).

OSCILLATEURS, 6 modèles dont :

Oscillateur B F. ..... TF. 195 M
10 c à 40 Kc — 600/2500 ohms — 2 watts
Oscillateur Vidéo. ..... TF. 885
20 c à 5 Mc sinusoïdales 50 c à 150 Kc carrées

GÉNÉRATEURS — A.M. et F.M. —

8 modèles dont :
Générateur H.F. ..... T.F. 867
15 Kc à 30 Mc — 0,4 µV à 4V. — 100 %
Z = 75 ohms.
Générateur V H F— ..... TF. 801 A/I
10 Mc à 310 Mc — 2µV à 1 V, Z = 75 ohms
Générateur F M — A M. ..... TF. 995
13,5 Mc à 216 Mc — 0,1 µV à 100 mV —
FM = 25/600 Kc.

MESURE DE DISTORSION

Distorsiomètre ..... TF. 142 E
100 à 8.000c.
Analyseur d'Ondes ..... TF 455 D/I
20 à 16.000 c.

MESURES SUR LES ÉMETTEURS, 5 modèles dont :

Mesureurs de F.M. ..... TF. 934
2,5 à 100 Mc — FM = 0 à 5 et 0 à 75 Kc.

APPAREILS DE MESURE DE CHAMPS

2 modèles de 150 Kc à 125 Mc 2 V/m. de
1 µV/m à

A. C. COSSOR (Oscilloscopes)

1035, à double faisceaux, 20 c à 7 Mc. Amplis et base de temps étalonnés. Base de temps déclenchée ou relaxée. Tube plat 90 %, bleu, vert ou persistant (30 sec.).

1039, portable, dimensions, 28 × 15 × 11 c/m.

1049, à double faisceaux, du continu à 100.000 périodes amplis et base de temps étalonnés, base de temps déclenchée ou relaxée, tube plat 90 %, bleu, vert ou persistant (30 sec.).

1052, à double faisceaux, 2 amplis semblables de 10 c à 3,5 Mc, Base de temps déclanchée ou relaxée, tube plat 90 %: bleu, vert ou persistant.

Accessoires : Caméras. — Moteurs pour défilement continu de 1 % à 65 c/m/sec. Préampli C.C. gain 45.000. — Chariots, etc.

NAGARD (Oscilloscopes)

R 103 — Tube de 125 %. — balayage maxi. 5 cm/µs, ampli. 0.10 Mc. — Sensibilité 70 mV/cm. — PA.

DR 103, avec tube à 2 faisceaux.

H 103 — Tube de 125 %. 1 spot, balayage mini. 5 cm/sec ampli 0.100 Kc. Sensibilité 140 µV/cm.

DH 103, avec tube à deux faisceaux.

Accessoires : Sonde à faible capacité (3 pf.). Caméras. — Chariots. — Amplis spéciaux à courants continus.

DANBRIDGE

Boîtes de résistances étalons à décades. — Boîtes de capacités étalons à décades.

SCANNERS

Oscillateurs. — Bancs d'essais. — Ondemètres. — Wattmètres. — Atténuateurs
Coupleurs directionnels. — Guides d'ondes pour les bandes S et X.

M. BAUDET 6, Rue Marbeuf, PARIS-8e — Téléphone : ÉLYsées 11-25

LES COMPTEURS DE GEIGER-MÜLLER (GM)
LES CIRCUITS ASSOCIÉS ET TECHNIQUES DE COMPTAGE

PAR

A. BENOIT et E. PICARD

Commissariat à l'Energie Atomique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

I. — Introduction.

Avec la place de plus en plus importante prise par les méthodes de mesure et de contrôle utilisant des radio-isotopes, on constate actuellement une certaine stabilisation dans la technique des détecteurs de particules. Parmi ceux-ci les compteurs de Geiger-Müller offrent le très grand avantage de la simplicité et de la stabilité sur les autres types de détecteurs connus. C'est le but de cet article, de passer en revue, d'un point de vue pratique les différents problèmes qui sont posés par l'emploi des compteurs de Geiger-Müller et de montrer comment ils interviennent dans le choix de l'appareillage.

On peut séparer l'utilisation des compteurs *GM* en deux principaux groupes :

1° L'emploi des compteurs *GM* par les physiciens nucléaires qui utilisent plus particulièrement les caractéristiques de définition en temps (coïncidence de temps entre deux ou plusieurs phénomènes). Dans ce domaine, les compteurs *GM* sont maintenant concurrencés par les détecteurs à scintillations utilisant des photomultiplicateurs, néanmoins ils sont encore très utilisés dans les recherches sur les rayons cosmiques.

2° Dans presque toutes les applications de radio-isotopes on est amené à compter le nombre de particules émises par les matières radio-actives, aussi l'emploi des compteurs *GM* dans ce domaine s'accroît de jour en jour parallèlement au développement des radio-isotopes. C'est dans ces diverses applications que nous préciserons l'emploi de ce type de détecteur de particules.

II. — Fonctionnement des compteurs G M

Les compteurs de Geiger-Müller comportent essentiellement deux électrodes cylindriques coaxiales, disposées dans une enceinte gazeuse. Le remplissage de cette enceinte, variable suivant les types de compteurs, est constitué d'un mélange de deux ou trois gaz différents ; la pression totale est de l'ordre de quelques centaines de mm Hg.

Lorsqu'une différence de potentiel convenable est appliquée entre les deux électrodes, la libération d'une seule paire d'ions dans l'espace interélectrode provoque dans le gaz un processus de multiplication, aboutissant à une décharge de Townsend. Une particule ionisante peut, dans ces conditions, être détectée lors de son passage dans le compteur en recueillant aux bornes d'une résistance *R* l'impulsion de tension engendrée par la décharge (fig. 1). Le

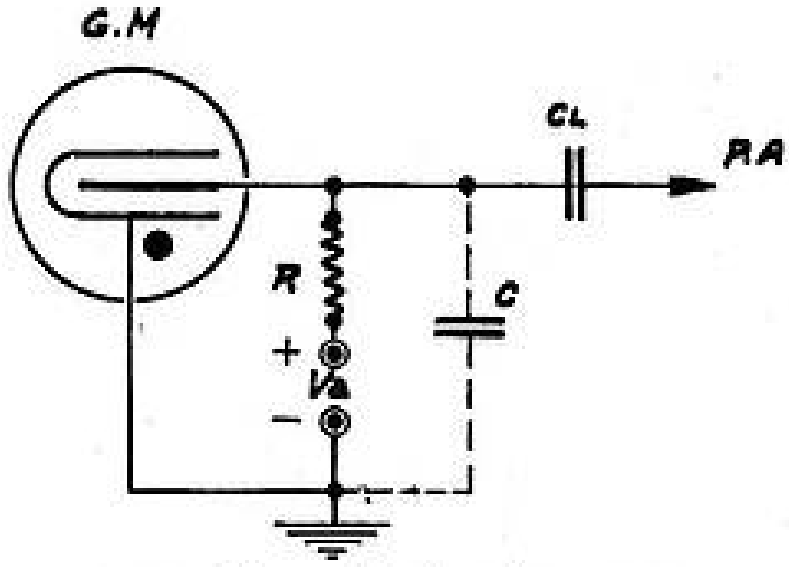


Fig. 1. — Montage électrique d'un compteur :

GM : Compteur Geiger-Müller.
R : Résistance de charge.
V_a : Haute tension d'alimentation.
C : Capacité parasite.
C_L : Capacité de liaison.
P.A. : Pré-amplificateur.

nombre de charge ainsi recueillies est généralement beaucoup plus élevé que celui créé initialement par la particule incidente. Le compteur se comporte comme un amplificateur de charges dont le coefficient d'amplification (10^4 à 10^{10}) dépend de la géométrie des électrodes, de la tension appliquée et du remplissage du tube.

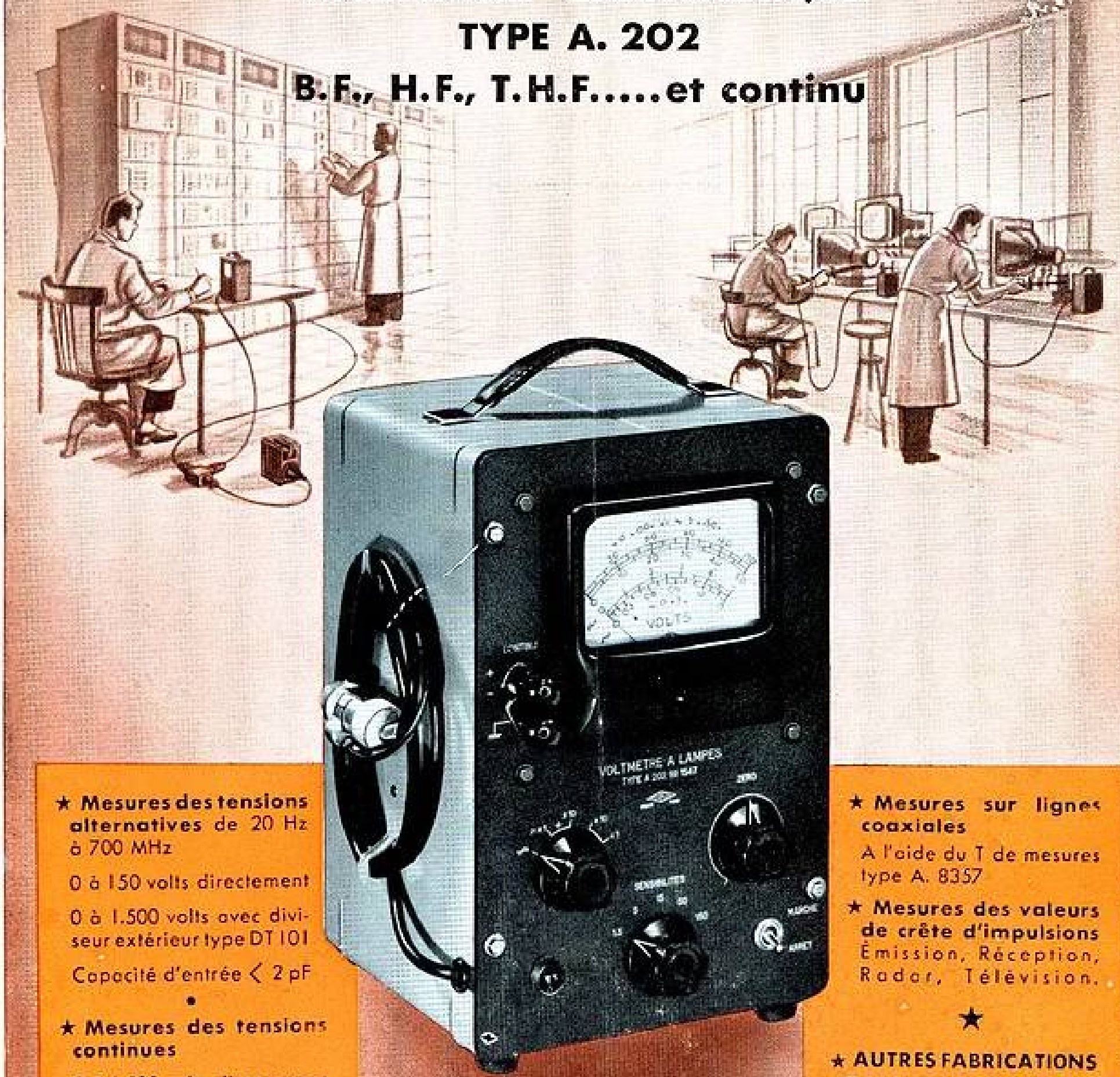
Si l'on trace la courbe représentant le nombre N de décharges par unité de temps en fonction de la tension V_a, on obtient, pour des valeurs de V_a

700 MHz... 30.000 V

VOLTMÈTRE ÉLECTRONIQUE

TYPE A. 202

B.F., H.F., T.H.F.....et continu



★ **Mesures des tensions alternatives** de 20 Hz à 700 MHz

0 à 150 volts directement

0 à 1.500 volts avec diviseur extérieur type DT 101

Capacité d'entrée < 2 pF

•

★ **Mesures des tensions continues**

0 à 1.500 volts directement (R d'entrée = 100 MΩ)

0 à 30.000 volts avec diviseur extérieur type DT 201 (R d'entrée = 11.000 mégohms : **Émission, Télévision**

★ **Mesures sur lignes coaxiales**

A l'aide du T de mesures type A. 8357

★ **Mesures des valeurs de crête d'impulsions**

Émission, Réception, Radar, Télévision.

★

★ **AUTRES FABRICATIONS**

Générateurs T.B.F., B.F., H.F., T.H.F., U.H.F.

•

MÉGOHMMÈTRES
Q MÈTRES - FRÉQUENCE-MÈTRES - ÉTALONS, ETC., ETC...

FERISOL

Ets GEFFROY & Cie — 7 à 9, RUE DES CLOYS PARIS - XVIII — TÉL. : MONTMARTRE 44-65

Ag. PUBLEDITEC - DOMENACH

supérieures à V_0, un palier (plateau) dans lequel N est sensiblement constant (fig. 2). Si l'on continue à augmenter V_a, N augmente assez brusquement pour $V_a = V_1$, tension pour laquelle des décharges parasites sont enregistrées. L'existence de la zone d'utilisation $V_0 < V_a < V_1$ est liée à la géométrie

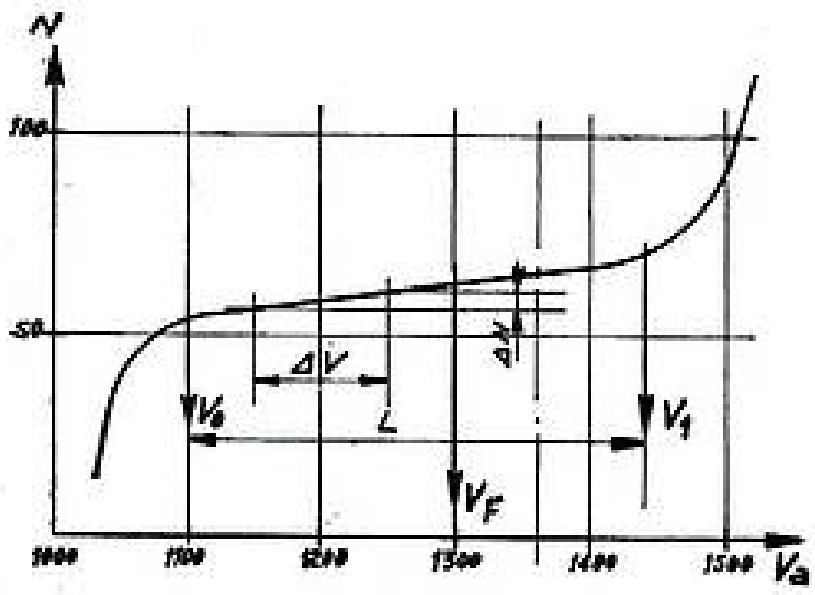


Fig. 2. — Caractéristiques d'un compteur Geiger-Müller.

N : Taux de comptage (coup par seconde).
V_a : Haute tension d'alimentation du compteur (Volts).
V_0 : Tension seuil.
V_f : Tension de fonctionnement choisi arbitrairement.
$\Delta N/N$: Pente relative pour un ΔV de 100 V.
L : Longueur du palier.

du compteur et à la nature du remplissage gazeux.

La détermination théorique des processus mis en œuvre au cours d'une décharge et la mesure des constantes qui les expriment ont été entreprises depuis 1940 environ, à la suite, en particulier, des travaux de Montgomery, Den Hartog, Wilkinson et Korff (1).

On peut distinguer trois principales phases dans la décharge d'un compteur *GM* suivant qu'il s'agit de l'initiation de la décharge (quelques 10^{-7} sec.), de sa propagation le long de l'anode (quelques 10^{-6} sec.) et enfin de la restitution des conditions initiales par la collection des charges libérées (quelques 10^{-4} sec.). Dans la description qui suit, on considère le cas usuel d'un compteur cylindrique dont les caractéristiques sont :

longueur utile	:	$l = 50$ cm
rayon de la cathode	:	$a = 1{,}25$ cm
rayon de l'anode	:	$b = 0{,}05$ cm
remplissage	:	Argon 9 cm.Hg
		Alcool 1 cm.Hg

a) *Initiation de la décharge.*

Lorsqu'une particule chargée traverse le compteur, elle libère un certain nombre de paires d'ions qui sont statistiquement répartis le long de sa trajectoire. Les ions primaires, négatifs et positifs, formés dans le mélange gazeux, sont soumis à l'action du champ électrique et seront attirés selon leur signe vers l'anode et la cathode avec leur mobilité respective. Mais, si les électrons ont des mobilités assez élevées qui leur permettent d'atteindre l'anode dans un temps de l'ordre de 10^{-7} sec. par contre les ions positifs ont des mobilités environ 1 000 fois plus faibles, de sorte qu'ils seront pratiquement immobiles dans cette première phase de la décharge. Puisque le champ électrique est inversement proportionnel à la distance r du centre du compteur, un électron primaire se déplace dans un champ de plus en plus élevé lors de son trajet vers l'anode. Il acquiert ainsi, malgré les chocs subis durant ce parcours, une énergie cinétique moyenne croissante, qui, au voisinage de l'anode, lui permet d'exciter et d'ioniser les molécules et les atomes du gaz. On admet que ce processus de multiplication intervient à une distance de l'anode égale à 4 ou 5 fois le rayon du fil central [2], région où le champ est de l'ordre de plusieurs milliers de volts par centimètre.

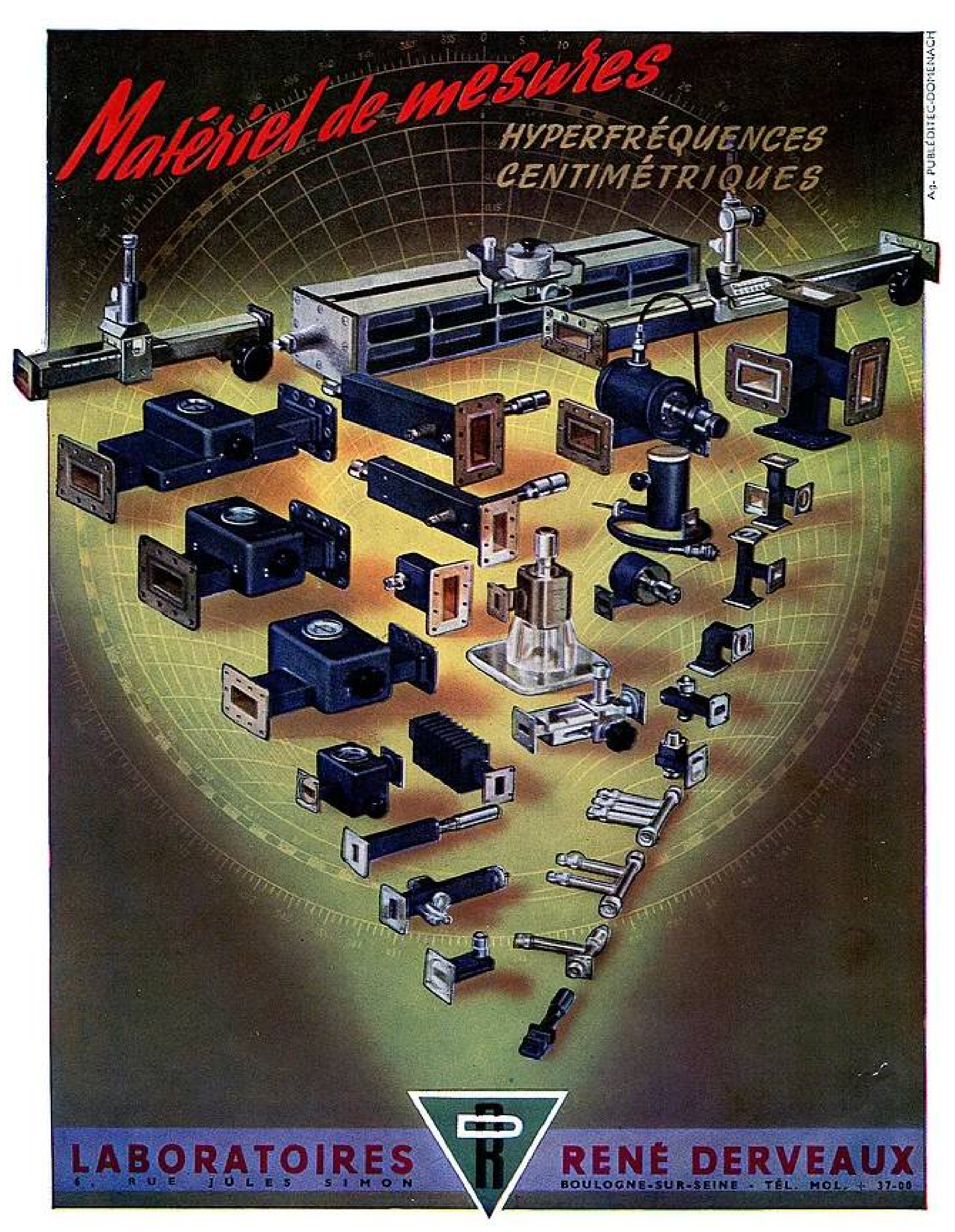
Cette décharge est connue sous le nom de décharge de Townsend, et ses propriétés ont été étudiées depuis longtemps. On sait qu'elle est extrêmement localisée dans l'espace par un phénomène de saturation de charges d'espace. Elle dure environ 10^{-8} sec. [3]. Les échanges d'énergies à l'intérieur de la décharge sont déterminées par la nature des gaz en présence. Dans l'exemple choisi, il y a production d'électrons, d'ions positifs d'alcool et d'argon, et d'atomes excités à des niveaux instables et métastables. Les électrons sont collectés très rapidement puisqu'ils proviennent du voisinage immédiat de l'anode ; mais, pour cette même raison, ils ne produisent qu'un faible courant dans le circuit extérieur au compteur. Les ions positifs créés dans cette décharge de Townsend restent sensiblement immobiles, formant ainsi une infime région de charge d'espace positive. Quant aux atomes excités instables, ils possèdent une vie moyenne très courte et reviennent à leur état stable en émettant un photon. Les atomes d'argon excités à un niveau métastable ont une durée de vie très grande (de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} sec.). Mais des chocs de seconde espèce entre atomes d'argon métastables et molécules d'alcool neutres suppriment les premiers.

b) *Propagation de la décharge.*

Les photons émis au cours de la décharge décrite plus haut sont très fortement absorbés dans la vapeur organique et ne peuvent parvenir jusqu'à la paroi de la cathode. Des photoélectrons sont donc formés au voisinage de la première décharge. Un certain nombre d'entre eux seront cependant émis assez loin de la charge d'espace pour engendrer de nouvelles décharges, identiques à la première.

Ainsi, de proche en proche, les avalanches se propagent et un étalement discontinu se produit, chaque saut durant environ 10^{-8} sec. Puisque les ions positifs sont pratiquement stationnaires durant cette période, la décharge s'arrêtera d'elle-même une fois l'anode entièrement « brûlée ». Celle-ci se trouve alors entourée d'une gaine plus ou moins épaisse d'ions positifs d'alcool aussi bien que d'argon. La partie de cette gaine qui est la plus ancienne s'est déjà quelque peu diffusée alors que la région la plus récente est encore nettement définie. Quelques 10^{-6} sec. ont été nécessaires pour « embraser »

(1) Une bibliographie générale a été récemment rassemblée par Blanc [1].


Matériel de mesures
HYPERFRÉQUENCES
CENTIMÉTRIQUES
Ag. PUBLÉDITEC-DOMENACH
LABORATOIRES
6, RUE JULES SIMON
RENÉ DERVEAUX
BOULOGNE-SUR-SEINE · TÉL. MOL. 37-00

CONDENSATEURS ÉLECTROLYTIQUES • CONDENSATEURS AU PAPIER
étanches et tropicalisés
S.I.C
J. des Fauvieux P.B.L.
Ste INDUSTRIELLE DES CONDENSATEURS
95 à 107, Rue de Bellevue, Colombes - Charlebourg 29-22

le fil sur toute sa longueur. Des photographies récentes [4] du nuage ionique d'un compteur incorporé dans une chambre de Wilson sont une magnifique illustration de ces phénomènes. Pour observer convenablement le nuage d'ions positifs, la cathode du compteur était constituée de fils concentriques parallèles au fil central d'anode. Etant donné le temps de détente de la chambre de Wilson, les photographies ne sont prises qu'au bout d'un temps non négligeable, de sorte qu'il n'a pas pu être vérifié par cette méthode quel est le volume autour du fil central affecté initialement par la décharge.

c) *Collection des ions positifs. — Courant dans le compteur.*

Les électrons formés dans le cours de la décharge sont collectés très rapidement par l'anode. L'énergie ainsi délivrée au circuit extérieur sera très réduite puisqu'ils proviennent du voisinage immédiat de l'électrode centrale [5]. On a démontré [6] que le courant produit par collection électronique est très faible, environ 1 000 fois plus petit que le courant ionique. Celui-ci prend naissance dès la première avalanche et, comme le montrent les très importants résultats de Alder et alt. [7], il croît jusqu'à un maximum qui intervient un temps variable après la première décharge suivant l'endroit où celle-ci s'est produite le long du fil. Les auteurs cités ont mesuré par une méthode oscillographique la vitesse de propagation moyenne de la décharge d'après la forme des impulsions de courant.

En fait, le courant ne s'annulera qu'à la complète collection des ions positifs par la cathode. Le temps de collection joue un rôle important, puisque la présence de particules chargées dans l'enceinte du compteur modifie la répartition du champ. Lorsque la gaîne d'ions positifs est au voisinage du fil, on a vu, qu'elle empêchait la poursuite de la décharge. Il faut un temps assez long, de plusieurs centaines de microsecondes, pour que le compteur soit de nouveau capable d'être déclenché par une particule ionisante. Ce temps d'insensibilité, ou temps mort, impose des pertes dans la fréquence des déclenchements lorsque le compteur est sollicité au hasard dans le temps. Il est cependant plus faible que le temps de collection des ions positifs (temps de restitution) comme le montrent les expériences de Stever [8] et Den Hartog [9] (fig. 3). Lorsque les ions positifs arrivent au voisinage de la cathode, ils vont se neutraliser en arrachant des électrons de la paroi métallique. Les ions qui parviennent au voisinage de la cathode sont exclusivement formés d'ions d'alcool, car les ions d'argon existant initialement cèdent, très rapidement après leur formation, leur charge aux molécules neutres d'alcool dont le potentiel d'ionisation est plus faible que celui de l'argon. Il est connu que les ions d'alcool se prédissocient à leur arrivée sur une cathode métallique. Ce processus entraîne donc une certaine consommation de molécules d'alcool qui est à l'origine de la détérioration du compteur au bout d'un grand nombre de décharges, mais il évite le déclenchement parasite du compteur qui se produirait si des ions positifs d'argon atteignaient la cathode.

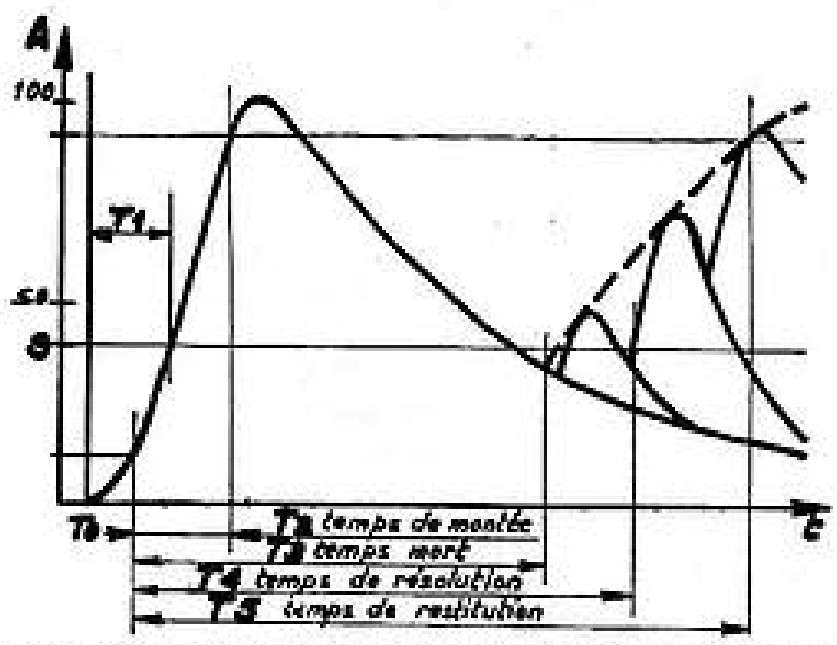


Fig. 3. — Caractéristiques de « temps » des impulsions d'un compteur *GM* (oscillogramme obtenu à l'aide d'un balayage déclenché).

t : Echelle des temps (unité arbitraire).
A : Amplitude (unité arbitraire).
T_0 : Instant du passage de la particule ionisante.
T_1 : Temps de latence.
T_2 : Temps de montée.
T_3 : Temps mort.
T_4 : Temps de résolution.
T_5 : Temps de restitution.
S : Seuil de comptage de l'appareillage électronique.

III. — Limitation d'emploi des compteurs de Geiger-Müller.

La description précédente fait apparaître les principales limitations de l'emploi des compteurs de Geiger-Müller.

a) Le temps de migration des électrons primaires vers la région de l'anode, où une première avalanche de Townsend est déclenchée, représente le retard de la réponse du compteur. Il en résulte une limite inférieure de la précision en temps du compteur, et par conséquent du temps de résolution minimum que l'on peut utiliser. Le temps de réponse, ou temps de latence, est fonction à chaque décharge de la distance d parcourue par l'électron primaire, et de la tension V_a appliquée au compteur. Des mesures effectuées récemment [10] ont montré que pour des compteurs à remplissage Argon-Vapeur organique ces retards étaient compris entre 10^{-8} sec. et 10^{-6} sec. suivant la distance d. Dans le cas des compteurs à remplissage Argon-Halogène, ces retards peuvent être très supérieurs [11].

b) Le temps de migration des ions positifs introduit un temps mort après chaque décharge du compteur. Il en résulte une perte de comptage du compteur dont la fréquence moyenne des décharges est plus faible que le nombre moyen N_0 de particules qui traversent le compteur par unité de temps. La fréquence moyenne N des décharges du compteur est égale à :

$$N = N_0 - N\,N_0\,T_m = \frac{N_0}{1 + N_0\,T_m}$$

où T_m est égal au temps mort du compteur (ou au temps de résolution de l'ensemble compteur-dispositif électronique).

La perte de comptage $\Delta N = N_0 - N$ est égale à

$$\Delta N = \frac{N_0^2\,T_m}{1 + N_0\,T_m}$$

46-47, QUAI DE BOULOGNE — BOULOGNE-BILLANCOURT (SEINE) — TÉL. : + MOLITOR 50.00

Pour effectuer des comptages précis avec un compteur, il est donc nécessaire soit de connaitre T_m [12], soit d'imposer par un circuit extérieur au compteur un temps mort T_m', fixe, plus grand que la valeur supposée de T_m [13], soit, enfin, de réduire au maximum T_m à l'aide, par exemple, de circuits électroniques [14].

c) Comme on l'a vu précédemment, à chaque décharge, il est dissocié un nombre de molécules d'alcool égal au nombre de paires d'ions libérées. La vapeur d'alcool disparait donc peu à peu au cours du fonctionnement du compteur. Tel n'est pas le cas pour des compteurs à halogène dans lesquels la molécule d'halogène est cassée en deux atomes qui auront une grande probabilité de se recombiner. Ce processus explique la grande durée de vie des compteurs à halogène, environ 100 fois plus longue que celle des compteurs à vapeur organique. Il est cependant possible d'améliorer la durée de vie de ces derniers par des circuits électroniques appropriés qui ont pour effet de confiner la décharge à une partie limitée du fil [14]. Ces circuits ont de plus la propriété de réduire le temps mort T_m du compteur à des valeurs de l'ordre de quelques microsecondes.

IV. — Circuit d'utilisation.

Nous envisagerons tout d'abord le cas des compteurs à vapeur organique, les circuits associés à des compteurs à halogènes présentent des caractéristiques très particulières.

a) *Sensibilité.*

De nombreuses expériences ont montré que l'amplitude v des impulsions augmentait de façon sensiblement linéaire avec la tension appliquée V_a pour $V_0 < V_a < V_1$. Les circuits d'utilisation auront donc à être sensibles aux impulsions d'amplitude v_m correspondant à la tension V_0 de seuil. Cette amplitude v_m est, en première approximation, proportionnelle à la longueur utile du compteur. On adoptera une valeur de 0,1 volt environ qui est suffisante pour la plupart des compteurs de type courant. L'influence de la sensibilité sur la valeur du temps de latence et du temps mort a été analysée dans certains des articles cités plus haut. Il résulte de ces études que, dans tous les cas, on a intérêt à fonctionner avec une sensibilité au moins égale à v_m. Il en est d'ailleurs de même en ce qui concerne la stabilité du comptage, puisque la zone d'utilisation $V_1 - V_0$ (fig. 2) n'est obtenue que pour une valeur correcte du seuil de sensibilité du circuit de comptage.

b) *Impédance d'entrée.*

Quoique les compteurs à vapeur organique puissent fonctionner avec des résistances R (fig. 1) faibles (quelques dizaines d'ohms), il est préférable de limiter la charge totale Q délivrée par le compteur, ce qui a pour effet de réduire les décharges parasites qui perturbent le taux de comptage. Ce résultat est obtenu, en particulier, lorsque la résistance R et l'impédance d'entrée du circuit d'utilisation, qui sont en parallèle, forment une impédance supérieure à 1 $M\Omega$ environ.

c) *Exemples de montage des compteurs GM*

La figure 4 montre le schéma de principe d'un circuit à cathode asservie associé à un compteur GM Son gain, voisin de l'unité, est souvent insuffisant pour permettre la commande de circuits de numération ; il sera suivi d'un amplificateur dont le gain est de quelques dizaines. L'emploi d'un tel circuit

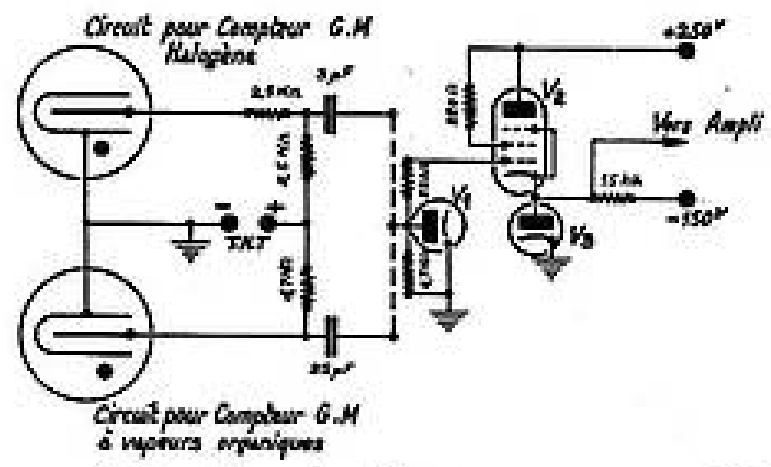


Fig. 4. — Schéma d'un préamplificateur pour compteur GM, comprenant un circuit d'entrée pour les compteurs à vapeurs organiques et un circuit d'entrée pour les compteurs à Halogène.
V_1 : Diode EA 50.
V_2 : Penthode EF 42.
V_3 : Diode au germanium OA 53.

est rendu nécessaire par la seconde condition énoncée précédemment, et de plus il permet la transmission des impulsions sous faible impédance jusqu'au circuit amplificateur qui peut être éloigné de quelques mètres.

La figure 5 représente le schéma d'un circuit, plus spécifique que le précédent, qui permet de réduire la charge Q libérée à chaque décharge du

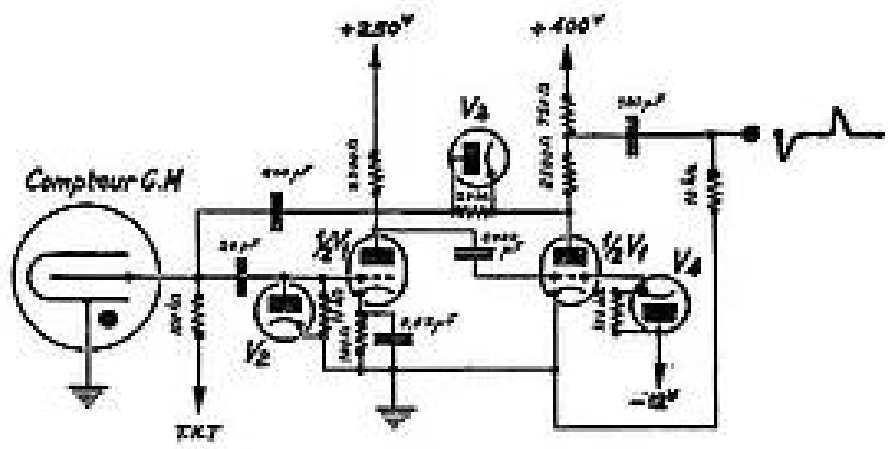


Fig. 5. — Circuit de limitation de la décharge.
V_1 : Double triode ECC 81.
V_2, V_3, V_4 : Diodes au germanium OA 53.

compteur (avec les avantages qui en résultent en ce qui concerne la durée de vie et le temps mort du compteur). Ce résultat est obtenu grâce à la réaction de tension qui abaisse le potentiel de l'anode du compteur en dessous de V_0 avant que la décharge se soit complètement propagée le long de l'anode. Le circuit représenté présente un avantage supplémentaire sur celui de la figure 4 par la mise en forme des impulsions obtenues.

d) *Circuits d'utilisation des compteurs à halogène.*

Dans le cas des compteurs à halogène, il est absolument nécessaire que le couplage avec le circuit d'utilisation soit extrêmement réduit (fig. 4). S'il n'en est pas ainsi, le palier devient de plus en plus court. Cependant, malgré cet inconvénient, ces

Installations de Studios
DE
RADIODIFFUSION
TÉLÉPHONIE
à longue distance
Répéteurs
Courants porteurs
APPAREILS
DE MESURES

SOCIÉTÉ ALSACIENNE DE CONSTRUCTIONS MÉCANIQUES

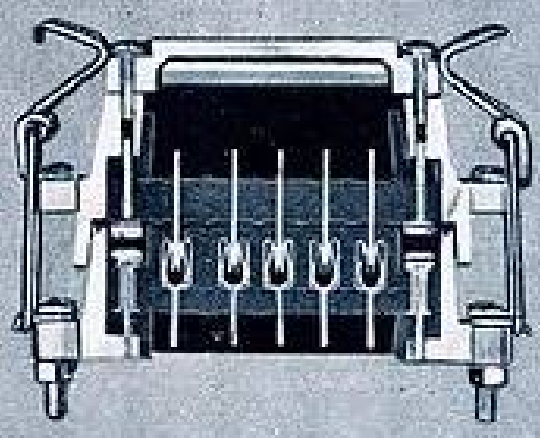
ÉLECTRONIQUE ET TÉLÉCOMMUNICATIONS

69, RUE DE MONCEAU, PARIS-8e -- TÉL. : LABORDE 60-50

GIORGI

FICHES MULTIPLES SOUS CAPOT ÉTANCHE

5-10-15-20 et 30 BROCHES



BOITIER ALUMAC
MOULE SOUS
PRESSION
POUR CABLES PLATS
ET CABLES RONDS

CONTACTS
LAMINÉS ARGENT
RESISTANCE DE CONTACT
1,5/1.000 D'OHMS

10 AMPÈRES
PERMANENTS

DEMANDEZ NOTRE CATALOGUE

un matériel professionnel

une marque Ets SOCAPEX-PONSOT
191, Rue de Verdun, Suresnes (Seine)
LONGCHAMP 20-40/41

une qualité...

compteurs sont de plus en plus employés, car la tension de seuil peut assez aisément être ramenée à 300 volts environ, alors que l'on a $V_0 \approx 1\,000$ V pour les compteurs à vapeur organique. De plus, les compteurs à halogène offrent l'avantage d'une grande robustesse électrique, une décharge disruptive ne les détériore pas.

V. — Propriétés principales des compteurs G.M. — Différents facteurs a considérer dans leur utilisation pour le comptage des sources radio-actives [15] [16].

Les compteurs *GM* possèdent trois importantes propriétés qui rendent leur utilisation relativement simple :

a) L'impulsion électrique qu'ils délivrent a, en première approximation, une amplitude constante quelle que soit l'ionisation spécifique de la particule qui a traversé le compteur. Il s'ensuit que le détecteur possède un palier de comptage, qu'il soit déclenché par une particule α, β ou γ. Cette propriété simplifie l'équipement électronique et contribue à la stabilité des mesures. En effet, pour un point de fonctionnement choisi sur le palier, le taux de comptage enregistré par le numérateur électronique est à peu près indépendant de la tension d'alimentation du compteur et de la sensibilité en tension de l'appareillage électronique (dans la mesure où celle-ci reste comprise entre le seuil et la fin de palier), cela quelleque soit la composition du rayonnement (par exemple une source émettant à la fois des α, β et γ d'énergies diverses). Cette propriété, qui simplifie l'emploi de ce détecteur pour le comptage des particules nucléaires, le rend inutilisable dans la détermination des énergies de ces différentes particules. On fait, dans ce dernier cas, appel à des détecteurs du type « proportionnel » (il y a par exemple proportionalité entre l'amplitude de l'impulsion électrique donnée par le détecteur et l'énergie de la particule qui l'a traversée).

b) La fréquence minimum des décharges n'est limitée que par le mouvement propre du compteur (on appelle mouvement propre le taux de comptage enregistré en l'absence de source radio-active ; le mouvement propre est provoqué par les rayons cosmiques et l'activité des matériaux ambiants). Pour les compteurs *GM* courant, de petites dimensions, le mouvement propre est compris entre 15 et 100 chocs par minute. Avec quelques précautions on peut mesurer des sources émettant quelques particules par minute.

c) Nous avons vu que l'amplitude de l'impulsion électrique donné par le compteur *GM* (entre 0,1 v et 100 v) permet au système électronique qui l'enregistre d'être relativement simple (amplificateur à faible gain).

Les compteurs *GM* sont utilisés pour le comptage des particules β où le rendement du compteur est voisin de 100 % (on définit le rendement du compteur comme étant le rapport entre le nombre d'impulsions enregistrées et le nombre de particules qui ont pénétré dans le volume utile du compteur pendant le même temps). de même pour les particules α. Dans ce dernier cas la difficulté est d'avoir des compteurs à parois très minces (les rayons α ne peuvent traverser que des épaisseurs de quelques mg/cm²). Pour le comptage des particules γ le rendement des compteurs *GM* est très faible (environ 1 %).

Pour la mesure de faible activité γ, on utilise maintenant les compteurs à scintillations dont le rendement γ est supérieure à 10 %. Les compteurs *GM* sont également utilisé pour la détection des rayons *X*. On peut avoir des rendements compris entre 15 et 60 % pour des rayons *X* de 5 à 20 kV. Pour des rayons X « durs » (jusqu'à 50 kV) il semble difficile d'avoir un rendement supérieur à 30 %.

En résumé, chaque fois qu'un problème de comptage de source radio-active se pose, on doit considérer :

1° la nature de la particule à détecter (rayons α, β, γ et X) ;

2° l'état (solide, liquide ou gazeux) de l'échantillon radioactif à examiner ;

3° l'importance du flux de particules à détecter et précisions des mesures ;

4° les conditions dans lesquelles s'effectuent les mesures :

— température ambiante au détecteur ;
— durée de vie du compteur ;
— robustesse électrique et mécanique ;
— tension d'alimentation disponible ;
— prix de revient compatible avec l'utilisation (particulièrement dans le cas d'application utilisant un grand nombre de compteurs *GM* : par exemple la prospection radioactive).

VI. — Principaux types de *GM*. Disposition de l'ensemble source-compteur.

Dans presque tous les cas, l'ensemble compteur-source est placé dans une chambre de plomb (château de plomb). Ceci a pour but de réduire le mouvement propre du compteur et de le maintenir

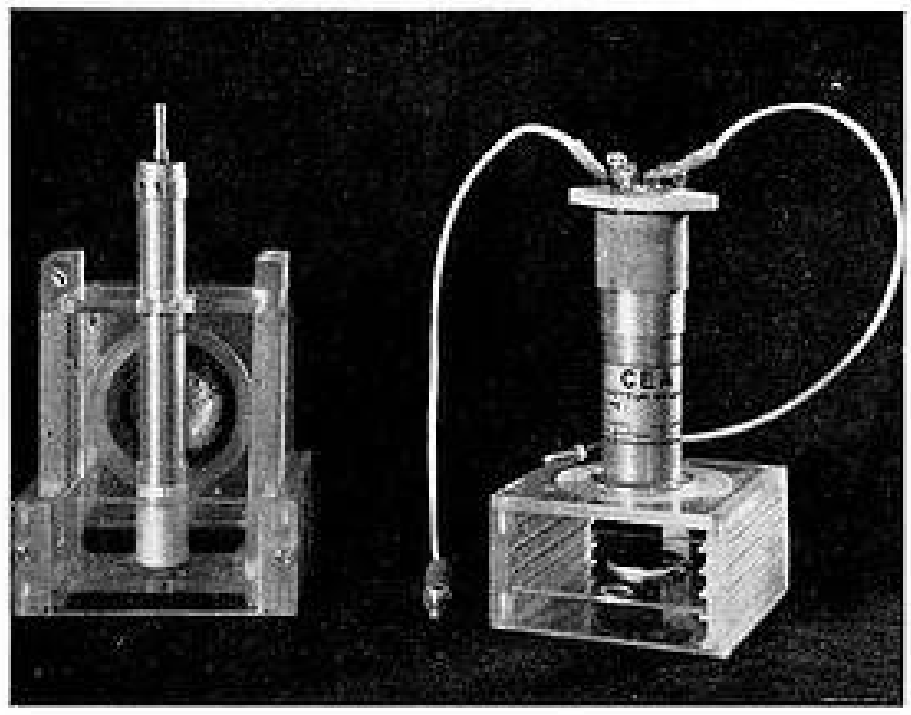


Fig. 6. — Compteur *GM* – β cylindrique et support source-compteur. Compteur *GM* – β à fenêtre en bout et support source-compteur.

CFTH

ÉTIRAGE D'UN CRISTAL DE GERMANIUM

LE GROUPE ÉLECTRONIQUE de la compagnie française THOMSON-HOUSTON consacre des moyens considérables au développement des semi-conducteurs.

Il a depuis plusieurs années en fabrication **une gamme complète de cristaux détecteurs au silicium**

Dans le cadre du développement actuel des diodes au silicium et au germanium, le groupe met au point de nouvelles applications des semi-conducteurs.

COMPAGNIE FRANÇAISE

THOMSON-HOUSTON

GROUPE ÉLECTRONIQUE

173, BD HAUSSMANN, PARIS-8e - ÉLY. 83-70 - ADR. TÉL. ÉLIHU 42, PARIS

à une valeur constante au cours des expériences (en évitant l'influence des sources qui se trouvent dans le voisinage par exemple). De toute façon il est toujours nécessaire de protéger le compteur de la lumière ambiante, en effet presque tous les compteurs *GM* sont plus ou moins photo-sensibles. Dans la fig. 8 est montré un ensemble de comptage complet utilisant un compteur *GM*.

a) *Compteurs GM pour la mesure des rayons β, α et X.*

Pour les rayons β relativement énergiques ($E_{max} < 1$ *MeV*) on utilise des compteurs *GM* cylindriques type métallique dont la paroi en alliage d'aluminium a une épaisseur de 27 mg/cm², ou des compteurs à enveloppe de verre aminci (épaisseur 40 mg/cm²).

Afin d'obtenir une géométrie source-compteur reproductible, ce dernier est fixé mécaniquement sur un support. La source à mesurer entoure complètement le compteur de façon à obtenir l'angle solide maximum, on utilise également des sources plates (fig. 6). Etant donné l'intensité variable des sources à mesurer on prévoit plusieurs positions relatives de la source et du compteur.

En effet, dans le cas de source intense on est conduit à limiter le taux de comptage, les pertes dues au temps mort devenant importantes et la stabilité de certains compteurs étant mauvaise pour des taux de comptage élevés. Dans la pratique le taux de comptage est toujours maintenu en-dessous de 20 000 coup /minute. Pour la mesure d'échantillons radio-actifs en laboratoire, les *GM* cylindriques à paroi mince sont de moins en moins utilisés (les corrections de comptage dues aux diffusions des particules étant difficiles à faire). Ce type de détecteur est maintenant remplacé par les compteurs à fenêtre en bout. Ce dernier est également de forme cylindrique mais l'une de ses extrémités est fermée par une fenêtre mince en aluminium ou en mica. Pour des rayons β d'énergie comprise entre 0,2 et 0,5 MeV on utilise des fenêtres en aluminium de 10 mg /cm², pour des β très mous ou des α on utilise des compteurs à fenêtre de mica dont le poids est compris entre 1 et 3 mg /cm². De même que pour les compteurs cylindriques un support est prévu. Les sources sont ici de formes plates. Le support du compteur est rainuré de façon à pouvoir faire varier la distance source-compteur. Le système mécanique doit être suffisamment précis pour avoir un centrage correct de la source par rapport à la fenêtre du compteur (Dans la pratique, on s'arrange toujours pour avoir des sources aussi ponctuelles que possible) (fig. 6). Les supports de compteurs et de sources sont construits en matériaux légers plexiglass) afin de réduire au maximum la diffusion des rayons β.

Les *GM* à rayons X sont du type à fenêtre en bout, mais leur diamètre est généralement plus faible et leur longueur plus importante. Les compteurs à rayons X sont principalement employés dans les appareils de diffractions de rayons X.

Lorsque l'échantillon radio-actif à examiner est liquide, on utilise des compteurs « jupe ». Ce détecteur se présente comme un compteur cylindrique

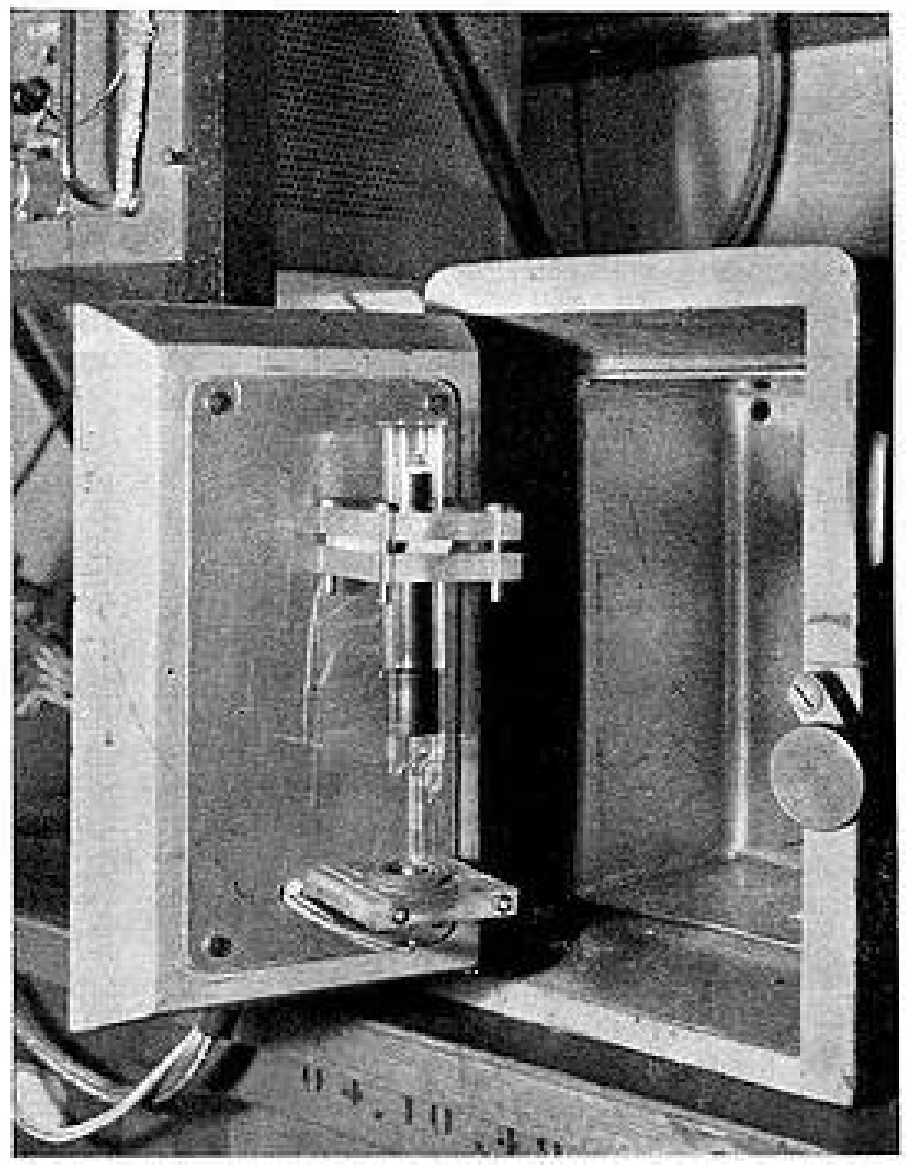


Fig. 7. — Compteur jupe type C. E. A. et sa fixation à l'intérieur du château de plomb.

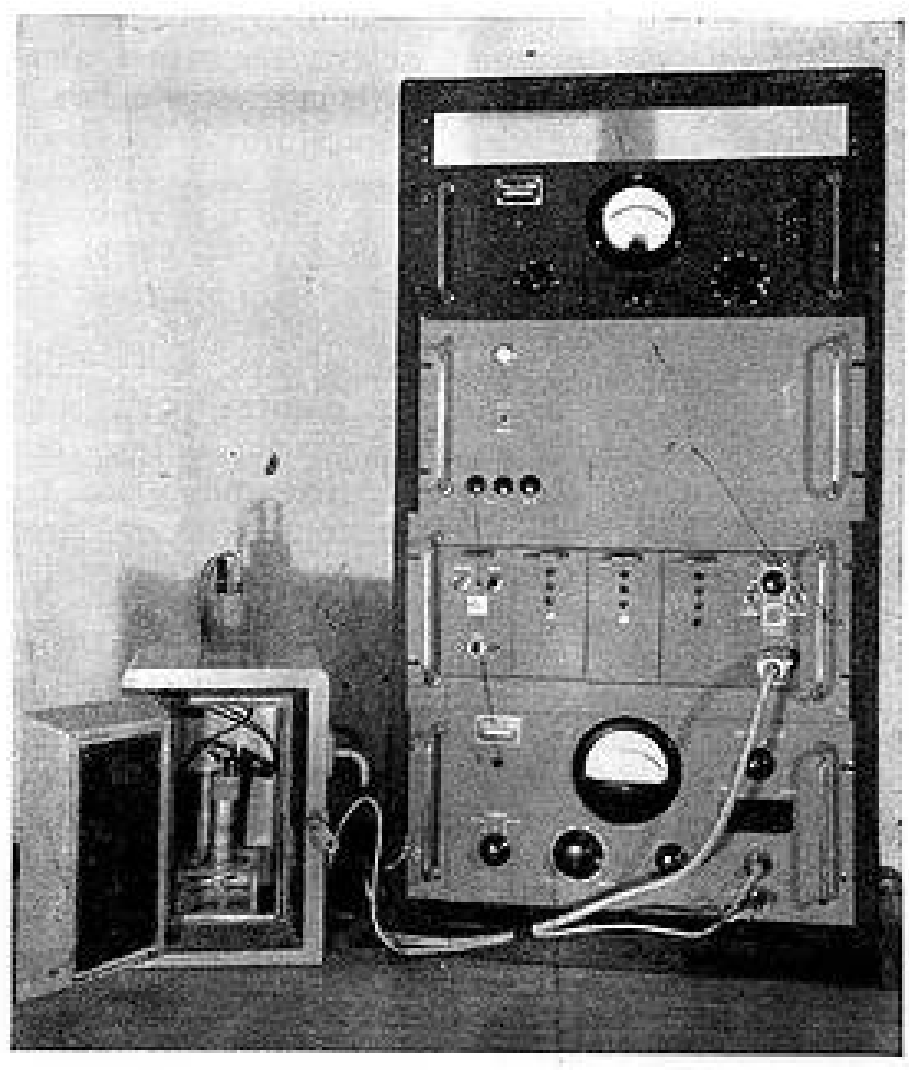
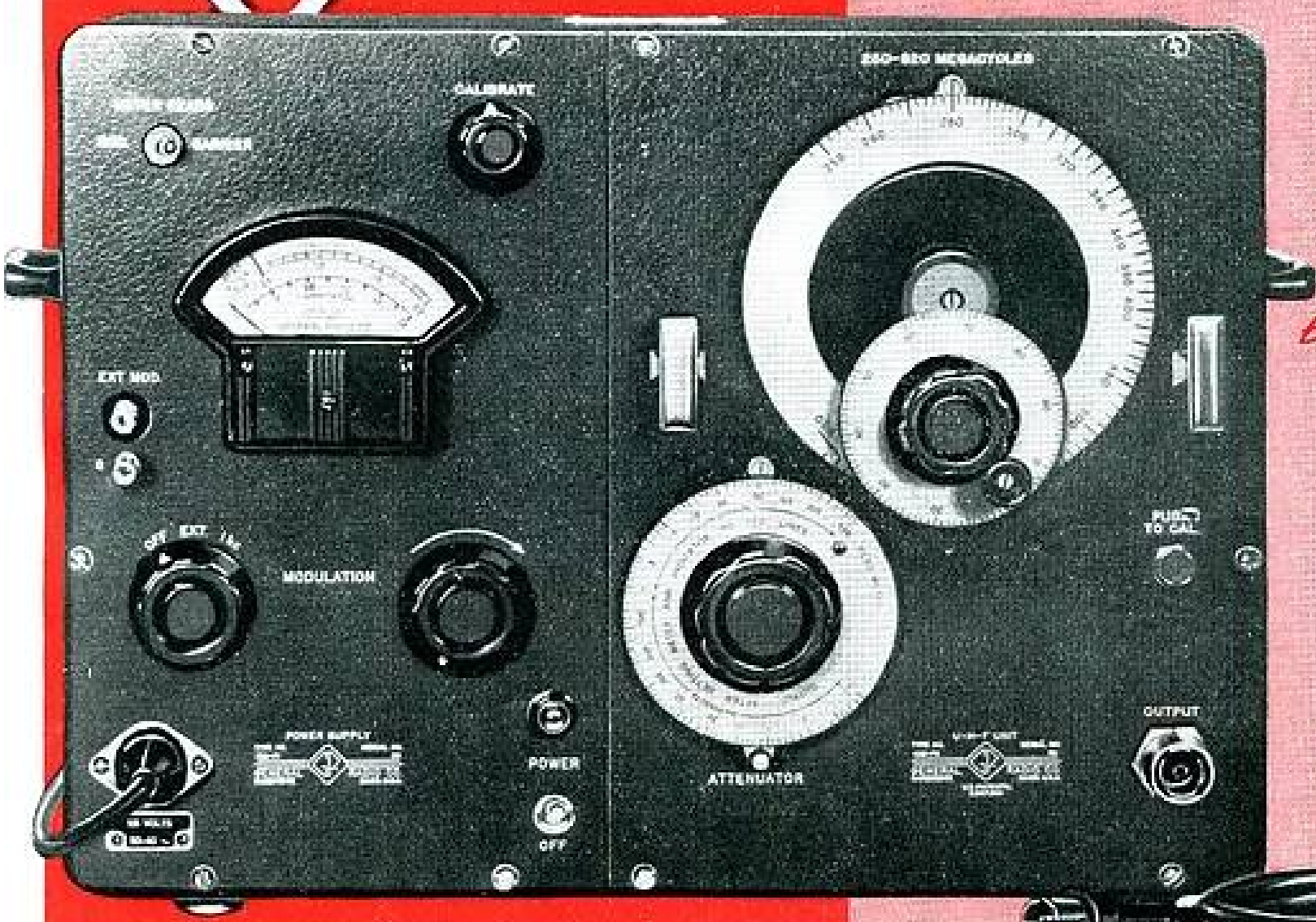


Fig. 8. — Ensemble de comptage utilisant un compteur *GM* comprenant :

— une alimentation H. T. du compteur *GM*.
— une échelle de numération et son alimentation.
— un préamplificateur pour compteur *GM*.
— un compteur à fenêtre en bout placé dans un château de plomb.

DEPUIS 1915 !..

GENERAL RADIO Cambridge, Mass. U.S.A.



LA SEULE FIRME *mondiale* D'APPAREILS DE MESURES *électroniques* QUI COUVRE **TOUS** LES BESOINS POUR LA SCIENCE & L'INDUSTRIE DANS *le monde...*

ADMITTANCEMÈTRE — AMPLIFICATEURS — ÉLÉMENTS COAXIAUX — APPAREILS DE MESURES DE FRÉQUENCES — ÉTALONS DE FRÉQUENCES — PONT D'INPÉDANCES — PHOTOMÈTRES — MÉGOHMMÈTRES — MODULOMÈTRES — POLARISCOPES — CONDENSATEURS DE PRÉCISION — OSCILLATEURS — ÉQUIPEMENTS U.H.F. — GÉNÉRATEURS ÉTALONNÉS — ANALYSEURS D'ONDES — VARIACS — MONITEURS DE T.V. ET RADIODIFFUSION — GÉNÉRATEURS D'IMPULSIONS — DÉCADES R.L.C. — APPAREILS ÉLÉMENTAIRES — APPAREILS POUR LA MESURE DES SONS ET VIBRATIONS — STROBOSCOPES — DÉTECTEURS DE ZÉRO — VOLTMÈTRES A LAMPES — FILTRES ETC. ETC...

GÉNÉRATEUR ÉTALONNÉ *U.H.F. 1021 AU*

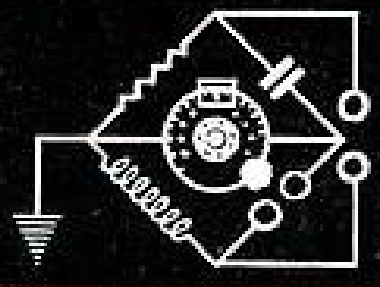
★ Caractéristiques techniques

Gamme de fréquence 250 - 920 Mc/s. Lecture directe ± 1 °/₀. Tension de sortie continuellement réglable entre 0,5 microvolt à 1 volt — Impédance de sortie 50 ohms. Les fuites ne peuvent pas être décelées par un récepteur de 2 microvolts de sensibilité.

AGENT GENERAL FRANCE & U. F.

ETS RADIOPHON

50, FAUBOURG POISSONNIÈRE — PARIS (9e) ★ + PRO. 52-03, 04



AGENCE PUBLEDITEC-DOMENACH

à la base duquel on a soudé un tube de façon à définir un volume annulaire dans lequel sera versé le liquide actif à examiner. Ces compteurs sont toujours à enveloppe de verre, aminci par soufflage (épaisseur 40 mg /cm²), la cathode étant constituée par un dépôt interne d'Aquadag par exemple. De la sorte, ils sont faciles à nettoyer et résistent à l'action des liquides corrosifs (fig. 7).

Dans certains cas l'échantillon à examiner se trouve à l'état gazeux (Xénon par exemple). Pour mesurer son activité on ajoute au gaz de remplissage du compteur une quantité plus ou moins grande de l'échantillon à examiner. On est en pratique limité par le fait que le gaz actif à examiner perturbe le fonctionnement du compteur. En outre cette méthode nécessite un équipement pour faire le vide dans le compteur et le remplir avec le mélange de gaz approprié.

Pour la mesure d'échantillons émettant des β d'énergie très faible (carbone 14, eau tritiée) il n'est plus possible d'utiliser des compteurs à fenêtre en bout même à paroi très mince l'absorption des β dans la fenêtre devenant trop importante. Dans ce cas, on met volontairement ces échantillons sous forme gazeuse (CO_2 dans le cas du C^{14} et H^3 dans le cas de l'eau tritiée).

b) *Compteurs GM pour la détection des rayons* γ.

Pour la détection des rayons γ on utilise des compteurs cylindriques dont l'épaisseur et la nature de la paroi sont choisies en fonction de l'énergie des rayons à détecter.

Dans certaines applications, on est conduit à localiser une petite région active, on utilise alors des compteurs à fenêtre en bout, la fenêtre pouvant alors avoir une épaisseur importante.

VII. — Techniques des mesures avec un compteur GM.

Le choix de l'équipement d'une part, et les différentes techniques de mesures d'autre part, sont en grande partie déterminés par la nature des renseignements à obtenir. Par exemple, pour un laboratoire ayant à effectuer toutes les mesures sur les radioéléments (identification des radioisotopes, mesure de période, mesure absolue etc...) l'équipement sera compliqué et les méthodes de mesures nécessaires imposent un ensemble de techniques délicates demandant la spécialisation d'ingénieurs et de techniciens. Par contre, un grand nombre d'applications pour lesquelles les radioisotopes utilisés comme traçeurs par exemple possèdent une pureté connue et une activité notable, posent des problèmes beaucoup plus simples à résoudre. Ainsi dans beaucoup de cas, on est amené à une mesure du taux relatif de désintégration pour plusieurs échantillons de même espèce ou pour un même échantillon en fonction du temps. Nous nous limiterons dans l'exposé qui suit au domaine des mesures relatives pour les différents rayonnements en donnant rapidement les principes de mesures absolues d'échantillons actifs. Dans un certain nombre d'autres problèmes de détection (par exemple prospection radio-active ou certaines applications des radioéléments aux contrôles industriels) les techniques deviennent encore plus simples : on est alors amené à une mesure relative assez grossière ou encore à une mesure du type « tout ou rien ».

1) Mesure relative des rayons β.

Les rayons β sont des rayons ionisants dûs à des électrons rapides (positifs ou négatifs). Dans la pratique, les rayons β que l'on est amené à détecter ont des énergies comprises entre 20 KeV et quelques MeV. Lorsque les particules β traversent une substance absorbante, elles ont une trajectoire en zig-zag qui les fait diffuser dans toutes les directions. On peut cependant définir un parcours. Le parcours est l'épaisseur d'absorbant qui ne laisse passer dans la direction primitive que 1 pour mille des particules β incidentes (fig. 9). Les rayons β émis par les éléments

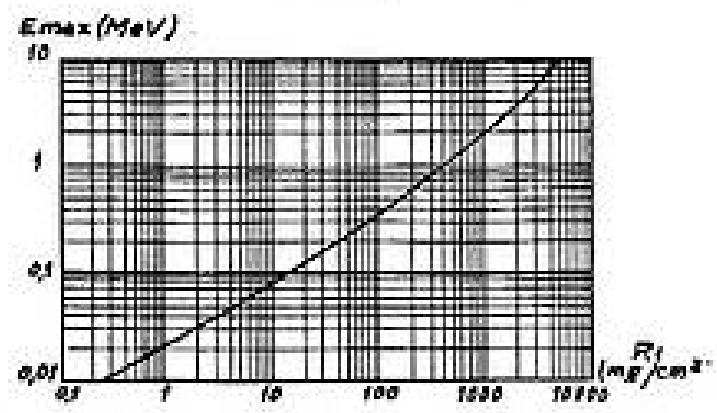


Fig. 9. — Relation énergie-parcours pour les rayons β.
R : parcours dans l'aluminium.
E_{max} : énergie maximum des rayons β.

radioactifs ont des énergies réparties d'une façon continue entre 0 et une valeur maximum donnée, dans les tables spécialisées (fig. 10). Quoi qu'il en soit il existe une relation entre le nombre *mesuré* et le nombre *total* de désintégrations dans l'échantil-

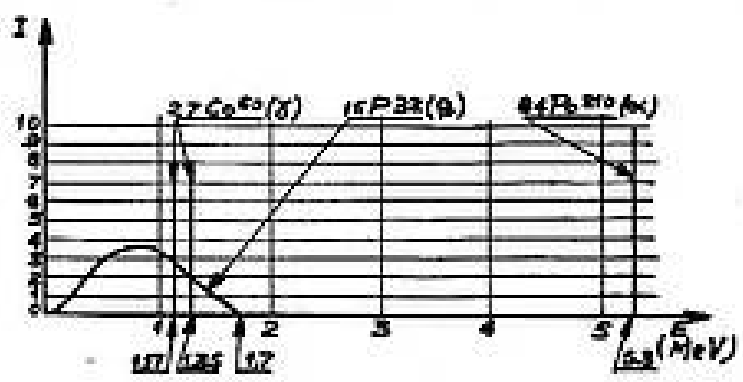


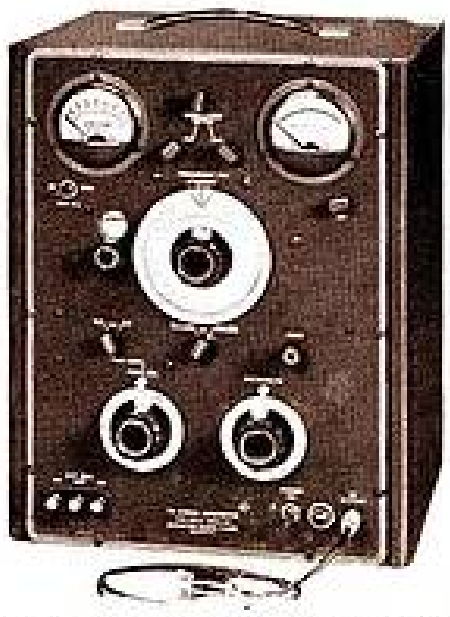
Fig. 10. — Type de spectres d'émission α, β, γ.
I : intensité du rayonnement (unité arbitraire).
E : Energie du rayonnement.

lon. Nous allons examiner les principaux éléments d'une mesure en nous plaçant tout d'abord dans le cas simple où n'interviennent ni la rétrodiffusion ni l'absorption. On examinera ensuite successivement le cas avec retrodiffusion, puis l'influence de la présence du compteur *GM* lui-même sur la mesure, et enfin les perturbateurs introduites par la structure de la source.

a) *Relation dans le cas simple entre le nombre de désintégrations et le taux de comptage observé.*

Considérons un ensemble idéal où la source active émettrice β pur est ponctuelle (absorption nulle des

BOONTON RADIO CORP.



PRÉCISION ÉLECTRONIC INSTRUMENT

★ **GÉNÉRATEUR TYPE 202 B**

● Modulation en fréquence et en amplitude ● Gamme de fréquence 54 à 216 Mc ● Modulation en fréquence variable de 0 à 240 Kc ● Modulation en amplitude variable de 0 à 50 % ● Tension de sortie variable de 0,1 microvolts à 0,2 volts ● Distorsion inférieure à 2 %.

GYROSCOPE SPERRY COMPANY

MICROLINE INSTRUMENTS

★ **APPAREIL D'ESSAI DE RADAR type 38-A (TS — 147 B UP)**

● Gamme 8500 à 9600 Mc ● Puissance de sortie de —42 à —85 db ● Précision du fréquencemètre ± 1,0 Mc ● Modulation en fréquence de 0 à 60 Mc ● Secteur 115 volts 50 herz.

SORENSEN & COMPANY INC.

ISOTRONIC PRODUCTS

★ **NOBATRON TYPE 325 BB**

● Tension de sortie 0 à 325 volts continu ● Courant maximum 0 à 125 ma ● Régulation ± 0,5 % ● Tension de polarisation 0 à 150 volts ● Tension alternative 6,3 volts 10 A ● Secteur 105-125 volts 50 herz.

MEASUREMENTS CORP

LABORATORY STANDARD

★ **GÉNÉRATEUR TYPE 84**

● Gamme de fréquence de 300 à 1000 Mc : précision ± 0,5 % ● Tension de sortie de 0,1 à 100.000 microvolts ● Impulsion de 60 cycles à 100 Kc ● Modulation en amplitude de 0 à 30 %

Métox

DISTRIBUTEUR EXCLUSIF

FRANCE & UNION FRANÇAISE

86, RUE VILLIERS DE L'ISLE-ADAM ★ PARIS XXe - TÉL. MENIL 31-10 & 11

PUBLÉDITEC DOMENACH

rayons β dans la source), le support de source est infiniment mince et placé loin de tous matériaux, évitant ainsi la diffusion des rayons, l'épaisseur de la paroi du compteur est négligeable et où il règne un

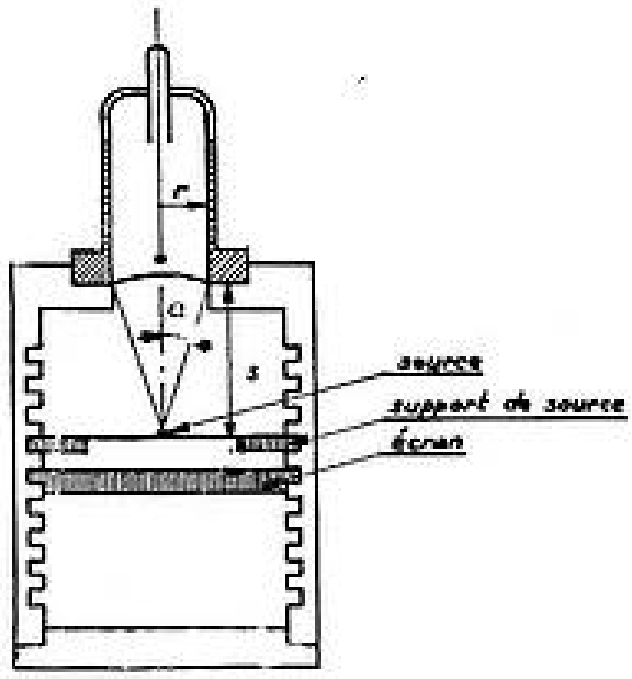


FIG. 11. — Compteur à fenêtre en bout et support source-compteur.
s : distance source-compteur.
Ω : angle solide utile.
r : rayon du compteur.

vide absolu dans l'espace source compteur. Le taux de comptage mesuré N_0 est défini par l'expression :

$$N_0 = D \frac{\Omega}{4\pi} E_\beta F_p F_\tau \qquad (1)$$

D est le taux de désintégration de la source (c'est-à-dire le nombre de particules émises dans l'angle solide 4).

E efficacité propre du compteur est le rapport entre le nombre de particules ayant donné une impulsion perceptible et le nombre de particules ayant pénétré dans le détecteur pendant le même temps. Dans le cas des compteurs *GM* à vapeur organique, l'efficacité peut être considérée comme étant égale à 100 %. Pour les compteurs à halogène l'efficacité est un peu plus faible (environ 90 %).

F_p représente le facteur de correction dû aux coups parasites du compteur (pente du palier).

F_τ est le facteur de correction dû aux pertes de comptage.

$D \frac{\Omega}{4\pi}$ est le nombre de particules pénétrant dans le compteur.

Dans la pratique il est commode d'écrire le produit $\frac{\Omega}{4\pi} \cdot E_\beta \cdot F_p$, que l'on appelle efficacité corrigée $E_{C\beta}$. On peut en connaître la valeur absolue en mesurant le taux de comptage donné par une source étalonnée. La mesure *absolue* d'échantillons de même nature que l'étalon pourra alors être faite en tenant compte de l'angle solide. Dans les mesures *relatives*, on détermine la valeur de $E_{C\beta}$ par rapport à un échantillon qui sert de référence arbitraire. Cette valeur doit être connue pour deux raisons :

1° dans beaucoup d'applications on est amené à mesurer plusieurs échantillons de même nature, mais d'activité très différente. Afin de ne pas surcharger le compteur, on fait alors varier l'angle solide, soit par la distance S entre source et compteur $\left[\text{on a } \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{S}{\sqrt{s^2 + r^2}}\right)\right]$, soit en diaphragmant la source. Cette dernière méthode est la plus précise étant donné l'efficacité non uniforme dans le volume de certains compteurs (halogène en particulier).

2° la deuxième raison qui conduit à connaître la valeur relative de $E_{C\beta}$ est de pouvoir contrôler les variations d'efficacité du compteur. Certains détecteurs peuvent présenter une mauvaise stabilité (en fonction de la vie du compteur, de la température, etc..). Il est donc utile, avant d'effectuer des mesures, de contrôler avec la source de référence que la valeur de $E_{C\beta}$ reste constante. Si cette valeur enregistrait des variations importantes, il y aurait lieu d'en rechercher la cause (compteur défectueux, mauvaise géométrie source-compteur, manque de stabilité du numérateur électronique).

b) *Cas avec rétrodiffusion.*

Si un ou plusieurs écrans d'épaisseur d sont placés derrière la source (fig. 11), un certain nombre de particules de directions opposées à la fenêtre du *GM* peuvent être rétrodiffuser. Dans ces conditions, le taux de comptage mesuré est plus grand que dans l'équation (1) par le facteur F_r de rétrodiffusion :

$$N_1 = N_0 F_r. \qquad (2)$$

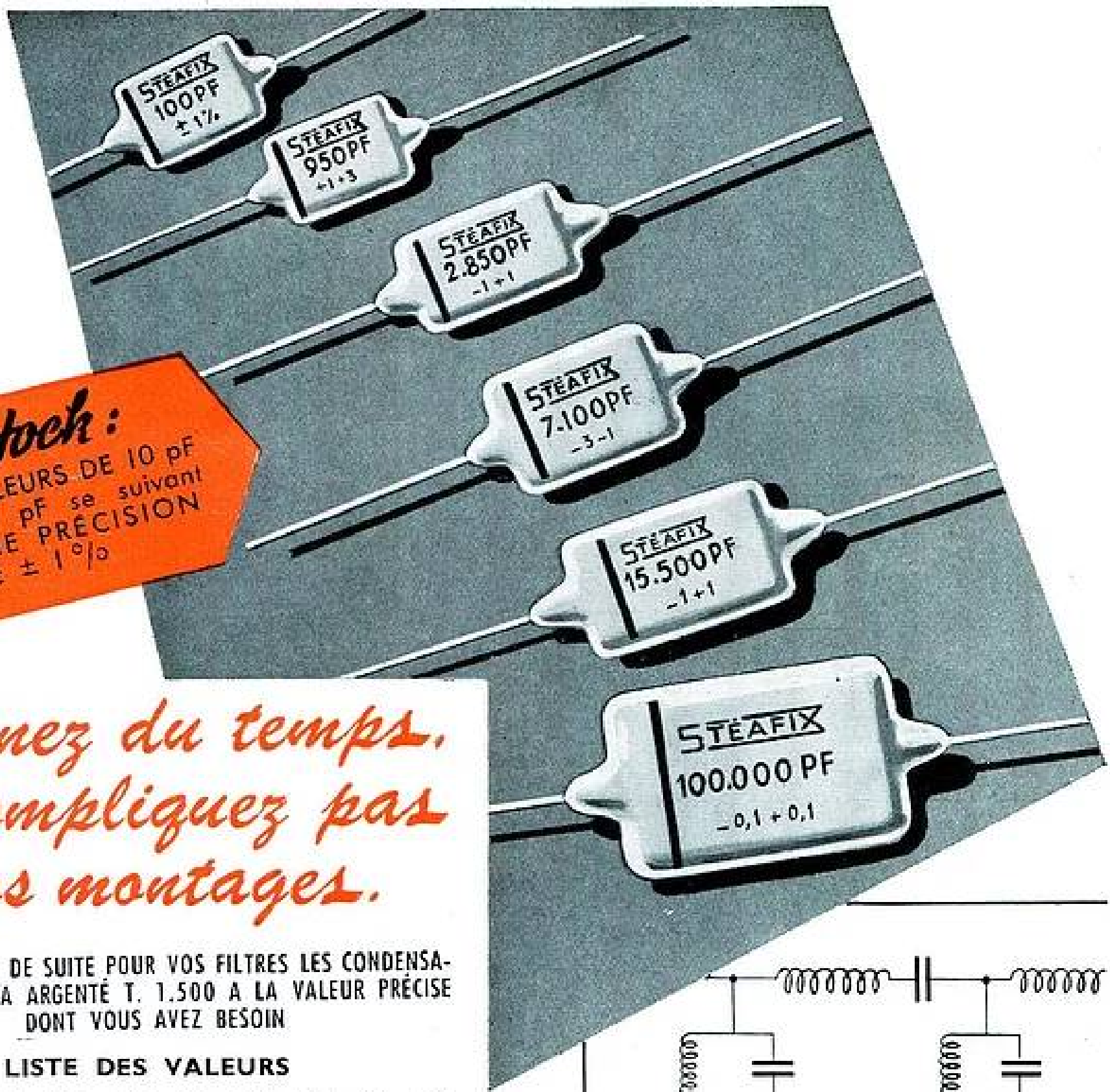
F_r augmente en fonction de l'épaisseur de l'écran et devient théoriquement constant lorsque l'épaisseur de celui-ci est égale à la moitié du parcours des rayons β dans le matériau considéré. Ce facteur est également fonction de l'énergie des particules β (il est plus important pour les basses énergies) et du numéro atomique du matériau constituant l'écran (il croit en fonction du numéro atomique). Les valeurs de saturation de F_r sont trouvées indépendantes de l'énergie des particules β entre 0,3 et 2,3 MeV.

On a résumé dans le tableau ci-dessous les valeurs de F_r prises à saturation pour des écrans en divers matériaux :

Ecrans	Numéro atomique du matériau	F_r
Plexiglass	—	1,15
Al	13	1,29
Cu	29	1,48
Pt	78	1,78
Pb	82	2

Etant donné la grande difficulté de préparer des supports de sources suffisamment minces, il est recommandé dans beaucoup de manipulations d'utiliser des supports de sources épais pour lesquels F_r

CONDENSATEURS POUR FILTRES



En stock :
TOUTES VALEURS DE 10 pF A 100.000 pF se suivant AVEC UNE PRÉCISION DE ± 1 %

Gagnez du temps, ne compliquez pas vos montages.

UTILISEZ TOUT DE SUITE POUR VOS FILTRES LES CONDENSATEURS AU MICA ARGENTÉ T. 1.500 A LA VALEUR PRÉCISE DONT VOUS AVEZ BESOIN

LISTE DES VALEURS

100 - 105 - 110 - 115 - 120 - 125 - 130 - 140 - 150 - 155
160 - 170 - 180 - 190 - 200 - 210 - 220 - 230 - 240 - 255
270 - 285 - 300 - 315 - 330 - 345 - 360 - 375 - 390 - 410
430 - 450 - 470 - 490 - 510 - 530 - 560 - 590 - 620 - 650
680 - 710 - 750 - 780 - 820 - 850 - 910 - 950 - 1.000 pf

et les multiples de 10 et 100

aux tolérances suivantes :

— 3 % — 1 %. — 1 % + 1 %. + 1 % + 3 %

Quelle que soit la valeur précise de la capacité nécessitée par un filtre vous la trouverez dans cette liste.

★

RENSEIGNEMENTS ET CATALOGUE SUR DEMANDE

STÉAFIX

17, rue Francœur - PARIS 18e
Tél.: MON. 02-93 et 61-19

PUBL. RAPY

est à saturation. Dans ces conditions, des mesures reproductibles peuvent être faites.

c) *Absorption et diffusion dans la fenêtre du compteur GM et dans l'air.*

Le taux de comptage N_1 défini dans l'équation (2) est réduit par l'absorption des rayons β dans la fenêtre du compteur *GM* et le long de leur parcours dans l'air ambiant F_a. Dans ces conditions l'équation (2) devient :

$$N_2 = N_1 F_a \qquad (3)$$

Pour déterminer le facteur correspondant F_a des écrans d'épaisseur variable (généralement en aluminium) sont placés sur le chemin des rayon β et permettent de déterminer une courbe d'absorption.

En effet l'expression donnant l'absorption des rayons β est de la forme :

$$N(x) = N(0)e^{-\mu x}$$

x est l'épaisseur de l'écran en cm,

μ le coefficient d'absorption en cm^{-1}.

Si d représente la masse par unité de surface ($d = \rho x$) l'expression ci-dessus devient :

$$N(d) = N(0)\, e^{-\frac{\mu}{\rho} d}$$

$\frac{\mu}{\rho}$ est appelé coefficient d'absorption massique en cm^2/g. Cette quantité est à peu près la même pour le mica, l'air et l'aluminium. En appelant d_f la masse par unité de surface de la fenêtre, d_a la masse par unité de surface de l'air, d_e la masse par unité de surface de l'écran, l'expression donnant l'absorption totale peut être mise sous la forme

$$\text{Log } N(0) - \text{Log } N(d) = -\frac{\mu}{\rho} d$$

ou :

$$d = d_f + d_a + d_e$$

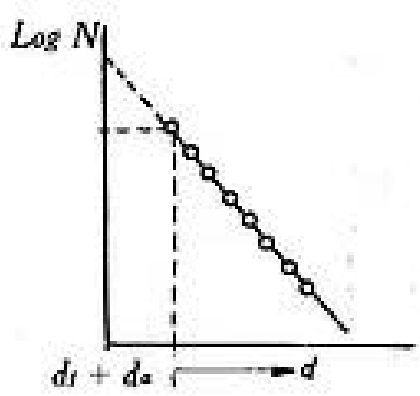


Fig. 12. — Courbe d'absorption.

N : taux de comptage en coup/seconde.
d : masse par unité de surface.
o o : points expérimentaux obtenus avec des écrans d'épaisseur variable.

Si l'on porte en coordonnées semi-logarithmiques Log N en fonction de d_e, on obtiendra une courbe d'absorption que l'on peut extrapoler pour $d_e = 0$ (fig. 12). Cette méthode est imprécise pour déterminer l'absorption dans l'air car elle ne tient pas compte de la diffusion des particules β. Une courbe d'absorption peut cependant être déterminée à chaque fois que la composition du rayonnement de la source à examiner est relativement simple.

d) *Influence de l'absorption et de la rétrodiffusion dans la source.*

Si la source et son support ne sont pas infiniment minces, le taux de comptage est différent de celui donné dans l'équation (3) par un facteur F_s exprimant l'absorption et la rétrodiffusion dans la source.

Si l'on augmente l'épaisseur d'une source d'activité totale constante (en diluant par exemple la matière radioactive dans un matériau stable), le taux de comptage décroît et devient sensiblement constant à partir d'une certaine valeur (fig. 13 *a*). De même si l'on augmente l'épaisseur de la source en prenant une quantité plus importante d'un matériau d'activité spécifique constante (l'activité totale augmentant) on obtient pour une certaine épaisseur de la source une saturation du taux de comptage (fig. 13 *b*). Dans les mesures relatives simples on

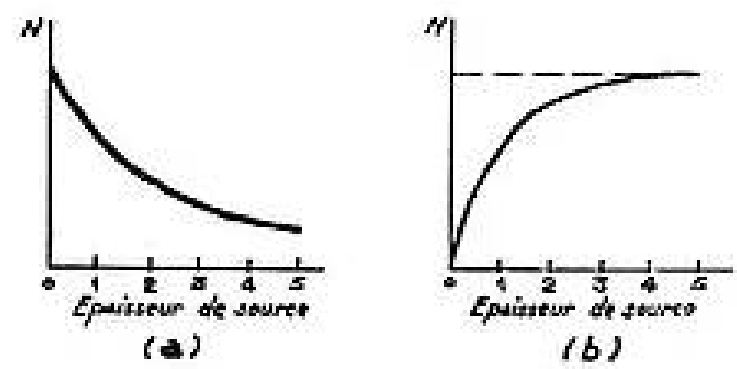


Fig. 13. — Courbe d'absorption des rayons β pour des sources épaisses

a) pour une source d'activité totale constante (activité spécifique variable).

b) pour une source d'activité spécifique constante (activité totale variable).

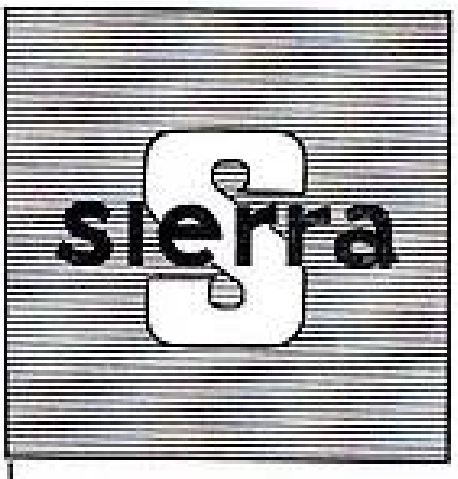
s'efforcera toujours de travailler avec des sources épaisses, dans ces conditions l'activité mesurée est directement proportionnelle à l'activité spécifique de la source. De même, le support de source sera choisi de manière à obtenir la saturation pour le facteur de rétrodiffusion. Les mesures seront alors reproductibles d'échantillon à échantillon.

En résumé, le taux de comptage est relié au taux de désintégration de la source par l'expression :

$$N = D\, E_{C_\beta}\, F_\tau . F_r . F_a . F_s \qquad (4)$$

On détermine le nombre absolu de désintégrations à l'aide d'une source étalon de même nature que l'échantillon en mesurant E_{C_β}. Les différentes corrections pour l'absorption et la rétrodiffusion seront ensuite effectuées.

Durant tous ces essais, on opèrera dans des conditions aussi identiques que possible. En effet, des erreurs dans la détermination des différents facteurs que nous avons étudiés sont d'autant plus importantes que la composition du rayonnement de l'échantillon à examiner devient complexe.



SIERRA ELECTRONIC

WATTMÈTRES H-F de Haute Précision

ANALYSEURS D'ONDES (15 à 500 Kc)

ANALYSEURS de DÉFAUTS de LIGNES (1 à 300 Kc)

VOLTMÈTRES SÉLECTIFS (4 modèles courant de 3 à 500 Kc)

MESUREURS de TAUX de RÉFLECTION

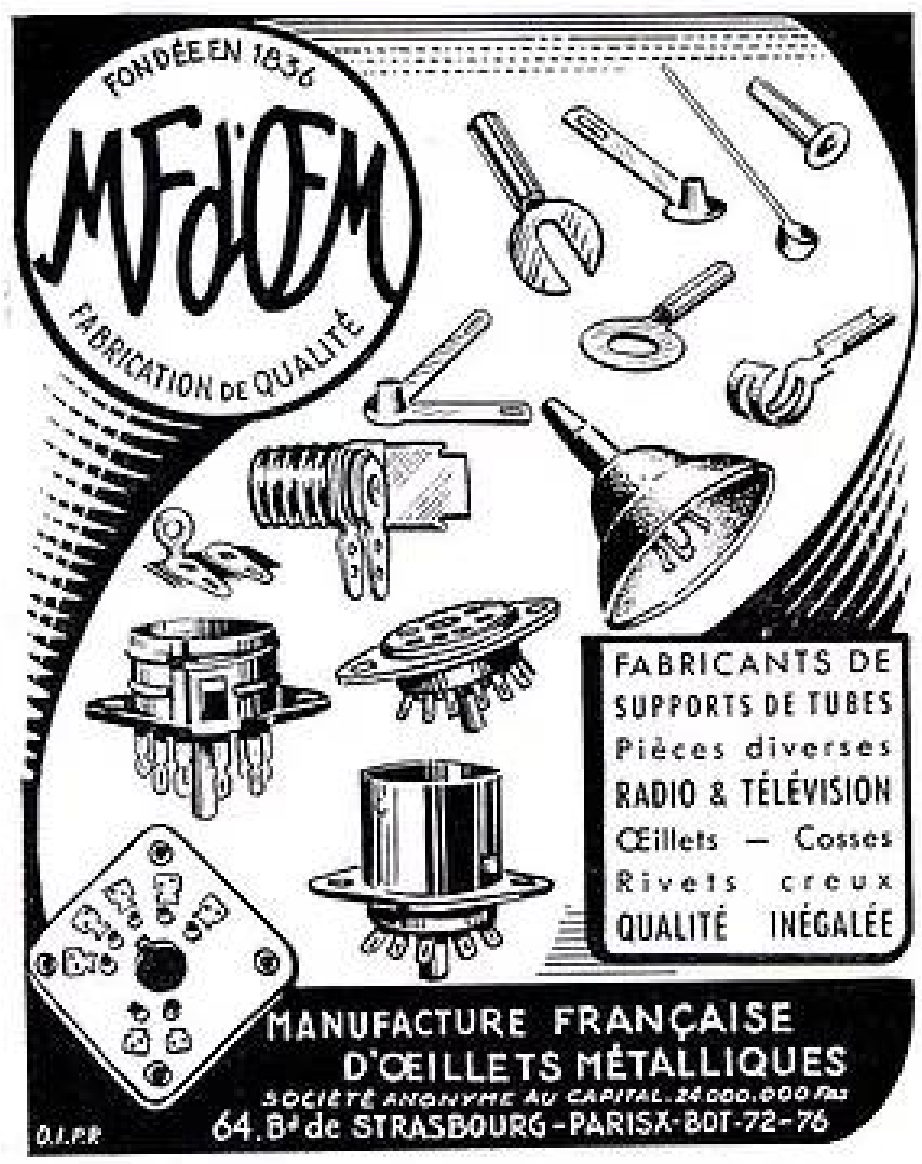
COUPLEURS DIRECTIONNELS à LARGE BANDE (6 Modèles)

Documentation Détaillée sur Demande au DISTRIBUTEUR EXCLUSIF

RADIO-ÉQUIPEMENTS

65, Rue de Richelieu — PARIS-2e — RIC : 49-88

PUBL. RAPY



EXPOSE A LA SEMAINE DU CUIR — STAND 506

2°) Mesure des rayons α.

Les rayons α sont dûs à des noyaux d'atomes d'hélium en déplacement rapide. Chaque particule α est chargée de deux charges élémentaires. Ces particules sont émises en général avec une grande énergie (plusieurs MeV), elles n'ont cependant qu'un parcours très faible dans la matière : elles ne peuvent traverser que des épaisseurs de quelques mg/cm² (fig. 14).

Les rayons α émis par un isotope radioactif ont leur énergie répartie suivant une ou plusieurs raies, chacune d'énergie bien déterminée (fig. 10). La mesure des rayons α à l'aide de compteurs *GM* présente des difficultés dues :

a) à l'absorption importante de ces rayons dans la paroi du compteur (seuls les compteurs type cloche à paroi plus petite que 2 mg/cm² sont utilisables).

b) à l'efficacité des compteurs *GM* qui est la même pour des rayons α ou β (environ 100 %), d'où la difficulté de mesurer des rayons α avec une source α + β. Dans les mesures relatives on s'efforcera, comme pour les mesures β, d'effectuer les essais dans des conditions aussi identiques que possible.

3°) Mesures des rayons γ.

Le rayon γ est la trajectoire suivie par un photon ayant une énergie supérieure à environ 0,1 MeV. Entre quelques eV et 0,1 MeV la trajectoire est un rayon X.

Nous avons vu que le rendement γ des compteurs *GM* est faible (souvent inférieur à 1 %). Le photon est une particule non ionisante qui est détectable lorsqu'elle transfert une partie de son énergie à un électron, le transformant ainsi en rayon β, c'est la mesure de ces rayons β secondaires qui permet de mesurer l'intensité d'un flux de rayons γ. On distingue trois processus de projections d'électrons :

a) l'effet photo-électrique (projection d'un seul électron) ;

b) l'effet Compton (projection possible de plusieurs électrons) ;

c) l'effet de matérialisation (création d'une paire d'électrons + et —) ; cet effet, nul en dessous de 1 MeV devient de plus en plus important au fur et à mesure que croît l'énergie des rayons γ).

L'absorption des rayons γ dans la matière est de la forme

$$I(d) = I(0)\, e^{-\frac{\mu}{\rho} d}$$

$I(0)$ est l'intensité du flux pour les rayons incidents,
$I(d)$ est l'intensité du flux pour les rayons émergeants,
$\frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'absorption massique en cm²/g,
ρ est la densité,
$d = \rho x$ (x étant l'épaisseur de matière).

Les mesures précises (relatives ou absolues) des rayons γ sont très délicates en raison de la diffusion importante de ces rayons (le taux de comptage mesuré étant la somme des rayons directs et des rayons diffusés). Pour diminuer cet effet, on réduit le plus possible l'angle solide d'émission des rayons γ en les canalisant (canalisateur en plomb de faible

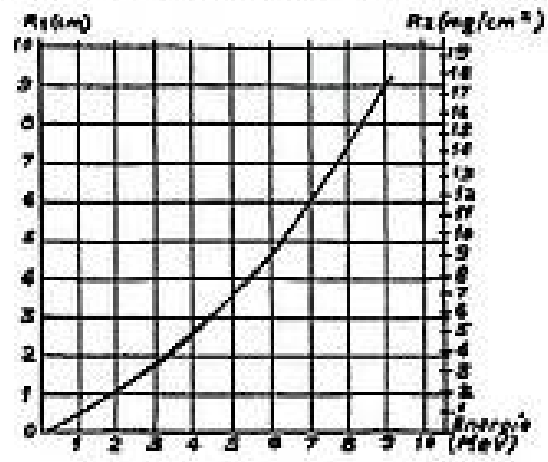


Fig. 14. — Relation énergie-parcours pour les rayons α.
R_1 : parcours dans l'air (T. P. N.).
R_2 : parcours dans l'aluminium.

ouverture). Etant donné la grande différence d'efficacité entre les rayons β et γ il est important de filtrer les rayons β par un écran d'épaisseur convenable.

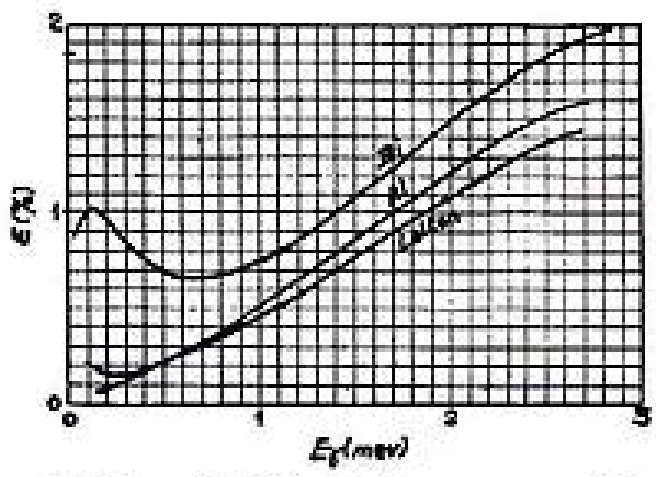


Fig. 15. — Variation de l'efficacité d'un compteur *GM* en fonction de l'énergie des rayons γ, la cathode du compteur étant faite en Bismuth, en Aluminium et en Laiton.

Les trois processus précédemment signalés sont principalement localisés dans la paroi du compteur, il s'ensuit que le rendement du détecteur est fonction de la nature de la paroi. On a montré dans la figure 15 le rendement d'un compteur γ en fonction de l'énergie des rayons pour différents matériaux constituant la cathode.

La production et, par voie de conséquence, les emplois industriels ou scientifiques des radioéléments sont maintenant en plein développement. Quelleque soit l'application envisagée on est presque toujours amené à détecter, ou plus exactement à dénombrer les particules émises par un ou plusieurs échantillons radio-actifs. Les compteurs *GM* présentent l'énorme avantage de la simplicité d'emploi sur les autres types de détecteurs, ils se développent parallèlement aux moyens de production et aux applications des radioéléments. Dans certains domaines (protection du personnel contre les radiations, prospection des minerais uranifères) les compteurs *GM* s'utilisent déjà en France par plusieurs centaines et sont appelés à un développement encore plus important ; c'est pourquoi la construction des compteurs Geiger-Müller étudiée par le Commissariat à l'Energie Atomique, et maintenant confiée à l'industrie,

SYLVANIA ELECTRONICS
TRANSISTORS
Triodes : 2 N 32 - 2 N 34
2 N 35
Triodes de puissance 3 w -
2 N 68
Tétrode : 3 N 21
DIODES
GERMANIUM
1 N 111 - 1 N 112 - 1 N 113
1 N 114 - 1 N 115
Utilisation (— 50° + 75°)
TUBES
SUBMINIATURES
Diodes : 5641 - 5647... 6110
Triodes : 5718... 6111 - 6112
Pentodes : 5636 - 5639...
6206
KLYSTRONS
Bande 1600 à 6500 Mc/s
5836 - 6 BL 6
Bande 550 à 3800 Mc/s
5837 - 6 BM 6
SYLVAN
1B24A
RADIO TÉLÉVISION FRANÇAISE
CONCESSIONNAIRE EXCLUSIF FRANCE ET UNION FRANÇAISE, 29, RUE D'ARTOIS, PARIS 8e - TÉL. BAL. 42-35
Ag PUBLEDIEC DOMENACH

L'IMPÉDANCE PARASITE DE CATHODE

PAR

Mlle M. BERTHAUD
Ingénieur à La Radiotechnique

L'impédance parasite de cathode, que nous appellerons plus brièvement par ses initiales *Ipk*, est un défaut qui se développe progressivement sur certains tubes électroniques au cours de leur durée, et qui est constitué par l'apparition d'une impédance située à l'intérieur du tube dans la cathode. Cette expression d'impédance parasite de cathode présente l'avantage de ne rien présumer sur les causes du phénomène ; on a beaucoup parlé de résistance d'interface, mais nous ne sommes pas sûrs que les phénomènes dûs à l'interface soient les seuls responsables des inconvénients envisagés ici. Nous préférons donc un nom plus général. La résistance de la masse des oxydes peut contribuer à former l'*Ipk*. Nous ne nous en occuperons pas aujourd'hui, et nous nous bornerons à envisager les phénomènes sélectifs que l'on peut mettre en évidence par un effet dépendant de la fréquence.

Bien que l'on étudie les cathodes à oxydes depuis 50 ans, il y a seulement quelques années, l'impédance parasite était confondue avec d'autres défauts dans les appellations générales de chute de l'émission, d'émission faible, de pente faible ou de pente faible en sous-chauffage. On soupçonnait bien que le circuit cathodique présentait une résistance, mais il y a peu de temps que l'on distingue les phénomènes sélectifs de ceux qui ne le sont pas. En fait, ce défaut n'a été défini qu'en 1948 et les premiers

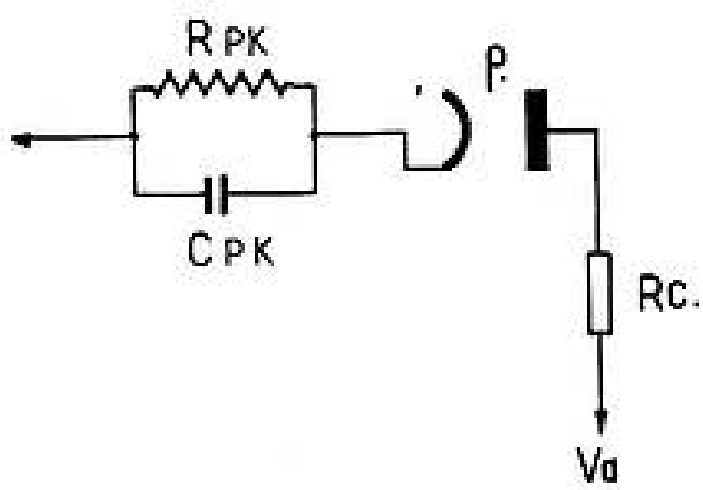


Fig. 1

articles qui traitent directement cette question ont été publiés à partir de 1949.

Habituellement, l'*Ipk* sélective de cathode peut être représentée grossièrement par une résistance découplée par une capacité ; nous donnons (fig. 1) le schéma d'un tube présentant de l'impédance parasite de cathode.

Influence de l'Ipk sur les caractéristiques et sur le fonctionnement des tubes.

Nous avons représenté sur la figure 2, en traits pleins, les caractéristiques stylisées (*Ia* (*Va*) à droite et *Ia* (*Vg*) à gauche) du tube au temps 0, c'est-à-dire quand il n'a pas fonctionné, et en *A* et en *A'* le point qui le représente dans les conditions suivantes :

$$Va = 120 \text{ V}, \ Vg1 = -1 \text{ V}, \ Ia = 20 \text{ mA}$$

Imaginons qu'après 5 000 heures de fonctionnement, il se soit créé une résistance parasite de cathode de 100 Ω (Nous prenons 100 ohms comme exemple, bien que ce soit une valeur élevée, parce que c'est un chiffre commode).

Cette résistance parasite de cathode pour un courant de 20 mA provoquerait une polarisation supplémentaire de 2 volts. Donc, pour obtenir un débit de 20 mA, avec la même polarisation, il faudrait une tension anodique de 160 V.

Par contre, pour un courant nul, la résistance parasite ne provoquerait aucun effet. Nous pourrons donc tracer la nouvelle caractéristique $Vg = -1$ V et les autres $Vg = -2$ V, $Vg = -3$ V qui lui sont parallèles.

Nous pourrons de même tracer les caractéristiques à tension d'anode constante.

On voit immédiatement que le réseau des caractéristiques de ce tube à 5 000 h est déduit du réseau initial par un pivotement des courbes ; la pente a diminué, la résistance interne a augmenté.

Si le tube est polarisé par une source extérieure, son point de fonctionnement passe de *A* où son débit est de 20 mA, et sa pente de 4 mA/V en *B* où il débite 14 mA avec une pente de 3 mA/V.

En régime dynamique, les choses se passent d'une manière un peu différente ; la résistance parasite de cathode est découplée par une capacité qui la court-circuite aux fréquences élevées, si bien que, pour ces fréquences, la pente garde sa valeur primitive.

Dans l'exemple que nous avons pris, le point représentatif viendra toujours de *A* en *B* et de *A'* en *B'* mais, alors que pour les fréquences très basses le tube fonctionne suivant la caractéristique en pointillé, avec une pente d'environ 3 mA/V, aux fréquences élevées, il fonctionne suivant la carac-

pour tout ce qui est

télécommande

télésignalisation

relais

contacteurs

signalisation lumineuse

LE TYPE R. S.

MTI

Publi SARP

LE MATÉRIEL TECHNIQUE ET INDUSTRIEL

23 et 40, rue du Pré Saint-Gervais, PARIS-19e — Tél. BOL 79-78 +

41 CALIBRES !

CONTROLEUR INDUSTRIEL Modèle 444

Possibilités étendues :

Nombreux avantages :

MÉTRIX

ELECTROPINCE 400

Mesure toutes intensités alternatives jusqu'à 300 A. — Mesure toutes tensions industrielles jusqu'à 600 V. Instrument de travail pour contrôle et entretien...

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE MÉTROLOGIE

ANNECY — FRANCE

AGENCE POUR PARIS, SEINE, SEINE-&-OISE — 15, RG MONTMARTRE — PRO. 79 00

F. GUERPILLON & Cie

Société à responsabilité limitée au capital de 27 millions

APPAREIL DE MESURES ÉLECTRIQUES

BUREAUX ET ATELIERS

64, Av. A. Briand

MONTROUGE (Seine)

Tél. ALEsia + 29.85 (3 lignes)

Pour la BELGIQUE :

STE BELGE GUERPILLON

11, Rue Bara, à BRUXELLES - MIDI — Tél. 21-06-01

APPAREILS

DE TABLEAUX DE CONTROLE ET DE LABORATOIRE

APPAREILS SPÉCIAUX TROPICALISÉS

Nouveau catalogue franco sur demande

PUBL. RAPY

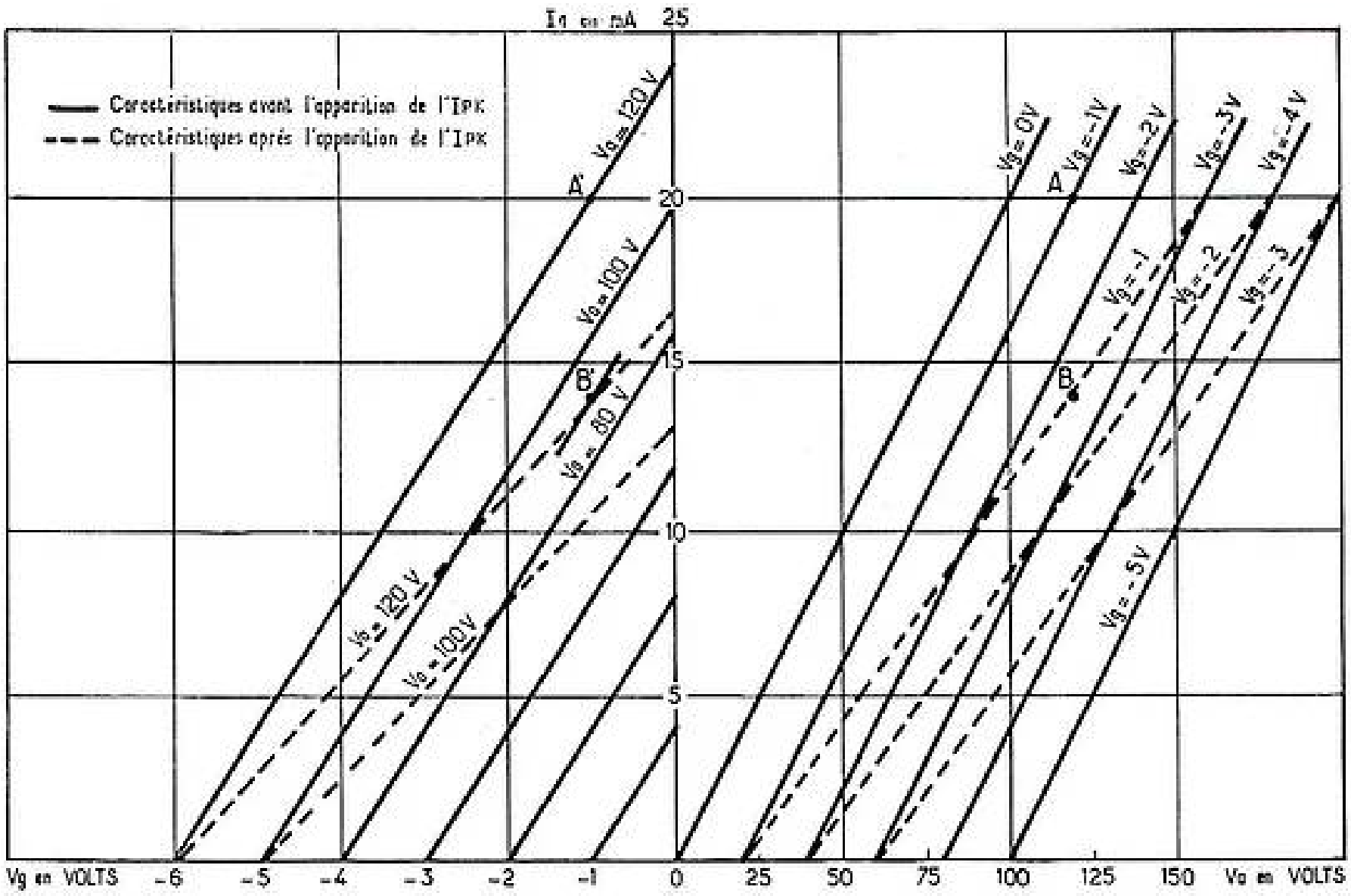


Fig. 2

téristique en trait plein, avec une pente de 4 mA /V.

Si le tube en question fait partie d'un amplificateur à large bande, la courbe de réponse de celui-ci se déformera progressivement au cours de l'apparition du défaut.

Si le tube est employé en impulsions, celles-ci subiront une déformation ; en particulier, si le tube doit transmettre des impulsions carrées, celles-ci présenteront à la sortie un dépassement balistique (fig. 3).

Fig. 3

A mesure que le condensateur de découplage se charge, le tube se polarise et l'émission semble décroître avec le temps suivant une loi exponentielle dont la constante de temps est comprise entre 0,1 et 1 μ s.

Caractéristiques de l'impédance parasite de cathode.

Nous avons donné tout à l'heure un schéma simple de l'*Ipk* pour expliquer les perturbations qu'elle apporte au fonctionnement des tubes. En fait, les choses sont moins simples que cela, car la résistance parasite de cathode n'est pas une résistance ohmique.

I. — Réalité physique de l'Ipk.

C'est pourtant une résistance bien physiquement réelle, et la preuve la plus simple de cette réalité physique est qu'elle provoque un effet Joule qui peut amener, pour des courants forts et pour les valeurs élevées d'*Ipk*, un échauffement de la cathode, suffisamment visible pour que, à l'époque héroïque de l'*Ipk*, certains auteurs aient essayé de mesurer par ce moyen la résistance parasite.

II. — Variation de la valeur de l'Ipk.

La valeur de cette résistance est variable et dépend des conditions de mesure.

1° *Influence du courant débité par la cathode pendant la mesure.*

La figure 4 représente une courbe, relevée sur une 6*AK*5, donnant la valeur de la résistance parasite en fonction du courant cathodique : la résistance croît quand le courant augmente ; ce phénomène est général. Il y a toutefois une condition : celle de rester dans certaines limites de courant, car si l'on provoque par effet Joule un échauffement de la cathode, le phénomène se modifie.

2° *Influence de la température de la cathode au moment de la mesure.*

DÉLIVREZ
vos ingénieurs
SURCHARGÉS...
LE problème
DES FILTRES
est notre spécialité
★
B.F. - M.F. - Haute fréquence à bande étroite ou à large bande, passe-bas, passe-haut, passe-bande, coupe-bande
SOCIÉTÉ
NORD 29-57
SECRE
D'ÉTUDES ET DE CONSTRUCTIONS ÉLECTRONIQUES
214-216, FAUBOURG SAINT-MARTIN - PARIS Xe
Agence DOMENACH

La caractéristique essentielle de la résistance parasite de cathode, est d'être variable en fonction de la température : elle diminue quand la température augmente et inversement.

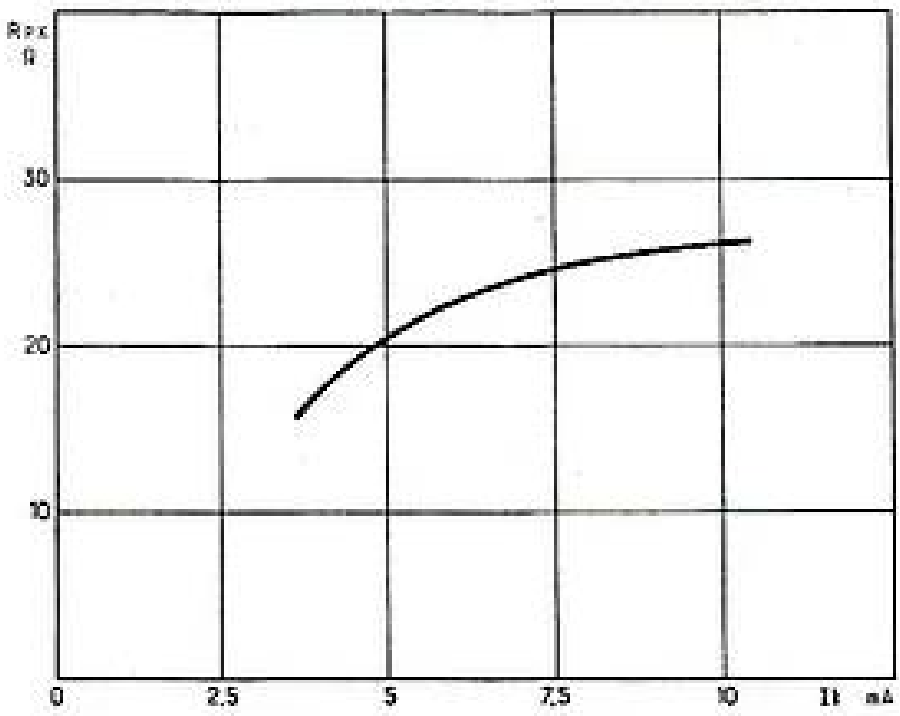


Fig. 4

Nous donnons (fig. 5) deux courbes représentant la variation de la résistance en fonction de la température d'une cathode. Nous avons porté en abscisse, en même temps que la température en degrés Celsius, la tension de chauffage correspondante en volts. Pour une diminution de tension de chauffage de 10 %, la résistance parasite est multipliée par un facteur compris entre 1,5 et 2. Cette variation de la valeur de la résistance parasite de cathode avec la température est vraiment caractéristique :

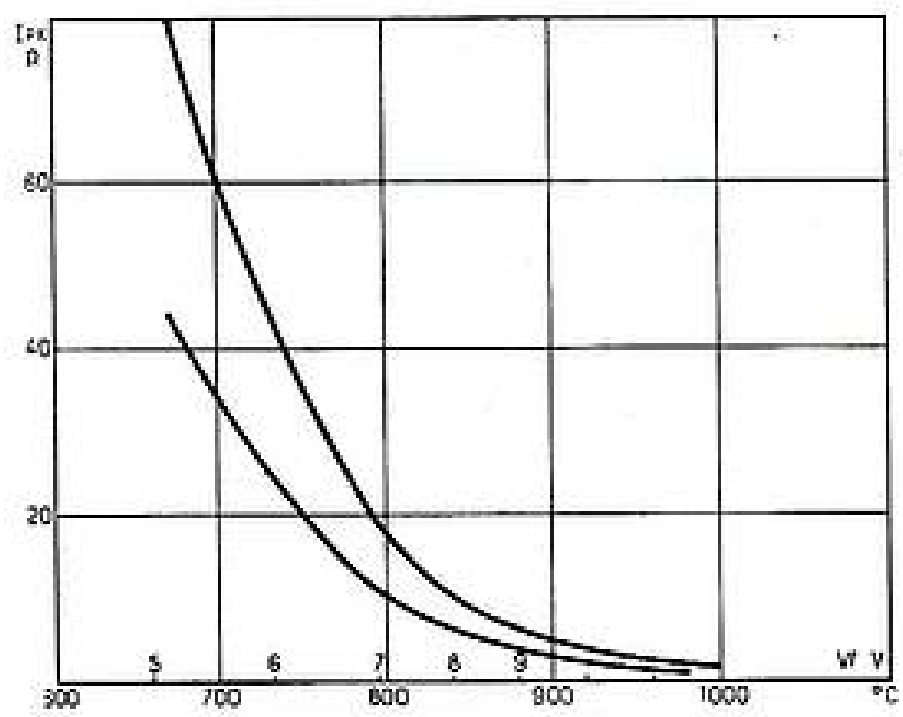


Fig. 5

c'est la caractéristique essentielle de l'*Ipk*. (Elle est par exemple beaucoup plus marquée que celle de la couche d'oxydes). C'est un des critères de la présence d'une *Ipk*.

Cela a plusieurs conséquences :

Les tubes atteints d'*Ipk* sont donc spécialement sensibles au sous-chauffage, et des tubes fonctionnant encore correctement au chauffage normal s'effondrent dès qu'ils sont sous-chauffés.

Par ailleurs, pour faire apparaître le défaut plus nettement ou pour l'étudier, on pourra sous-chauffer le tube. Cela est d'autant plus intéressant que les mesures des faibles valeurs d'*Ipk* sont délicates à faire ; inversement, il est bien certain qu'une mesure d'*Ipk* ne voudra *rien* dire si l'on ne précise pas la température à laquelle elle a été faite ou, à défaut, la tension de chauffage lors de la mesure du tube. Un chiffre d'*Ipk* non accompagné des conditions de mesure ne signifie *rien*.

III. — Croissance de l'Ipk.

1° *Influence de la température de la cathode.*

Il semble tentant, quand on regarde les deux courbes de la figure 5, d'accroître la température de la cathode et de faire fonctionner le tube à 850° C, température pour laquelle, au moment où cette courbe a été tracée, l'impédance parasite de cathode était négligeable.

Malheureusement, si, à un moment déterminé de l'existence d'un tube, la résistance parasite à 900°C est moindre qu'à 750°C, il est classique de lire dans les articles consacrés à ce sujet, que la croissance de la résistance parasite est d'autant plus rapide que la température de cathode est plus élevée. Un assez grand nombre de techniciens des lampes soit anglais, soit américains, a mis en essais de longue durée des tubes construits en même temps, de manière identique, les conditions de fonctionnement étant, elles aussi, semblables, la seule différence résidant dans la température de la cathode. Tous les résultats publiés à ma connaissance sont dans le même sens. La vitesse de croissance de l'*Ipk* augmenterait beaucoup avec la température de fonctionnement.

Nous reproduisons (fig. 6) une courbe donnée par Child. La température de fonctionnement de

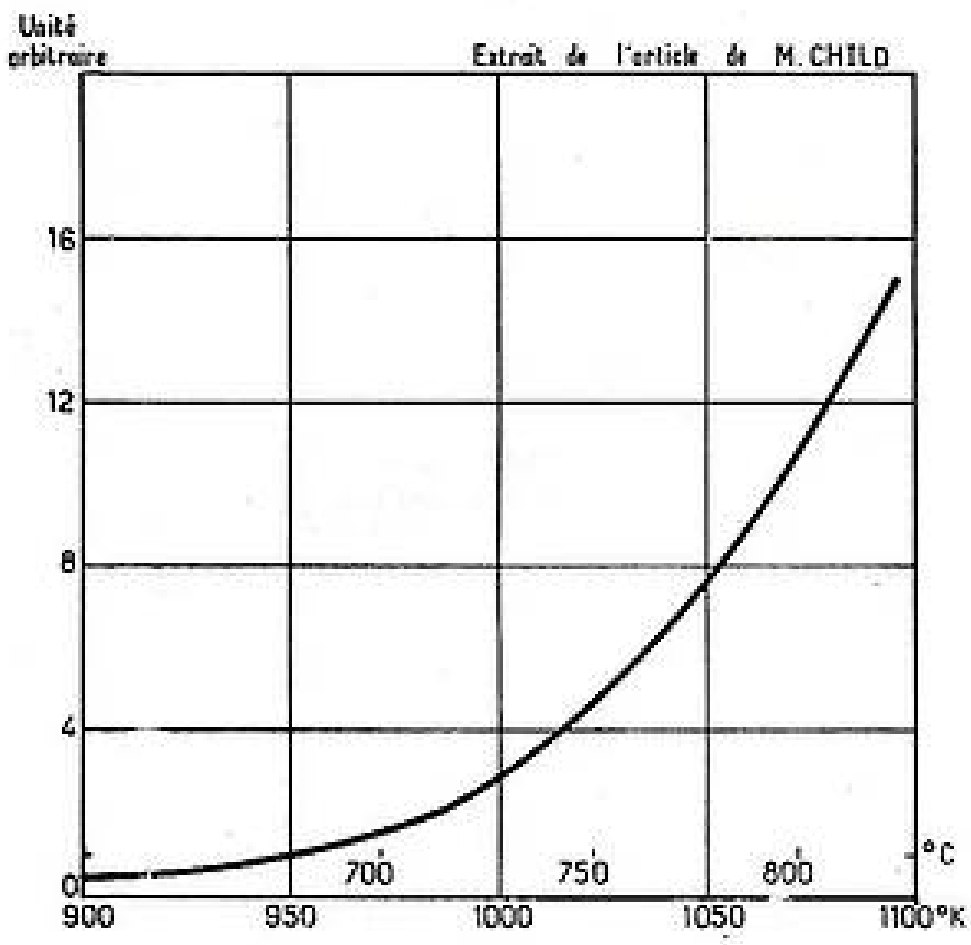


Fig. 6

PUBL. RAPY

HEWLETT-PACKARD

une gamme complète d'appareils de mesures pour l'électronique

OSCILLATEURS DE 0,01 A 10.000.000 ps.
VOLTMÈTRES A LAMPES DE 2 A 700.000.000 ps.
GÉNÉRATEURS VHF ET UHF DE 10 A 10.800 mc.
MESURES DE FRÉQUENCES DE 0,01 A 10.000.000 ps.
ÉQUIPEMENTS POUR ÉTUDES DES ONDES DÉCIMÉTRIQUES CENTIMÉTRIQUES JUSQU'A 18000 mc

hp — VOLTMÈTRE A LAMPES VHF - 410 B

Appareil de classe jamais égalé

- Voltmètre c. c. de 1 à 1.000 volts en 7 gammes.
- Ohmmètre lecture facile de 0,10 ohm à 500 megohms en 7 gammes.
- Voltmètre alternatif 6 gammes, 1-3-10-30-100-300 volts.
- Fréquence de réponse constante (moins de 1 db de 20 cps à 700 mc., indications utiles jusqu'à 3.000 mc.)
- Capacité d'entrée 1,5 μμf.
- Précision : 3 % dans toutes les utilisations.
- Nombreux accessoires permettant les mesures sur lignes coaxiales, les mesures de voltage jusqu'à 25 Kv. en c. a. et 30 Kv. en c. c., etc... etc...

CATALOGUE GÉNÉRAL SUR DEMANDE AU DISTRIBUTEUR EXCLUSIF POUR LA FRANCE

DISTRIBUTEUR EXCLUSIF POUR LA FRANCE

RADIO-ÉQUIPEMENTS

65, Rue de Richelieu - PARIS 2e - TÉL. : RIC. 49-88

la cathode est portée en abscisse et la vitesse de croissance de l'*Ipk*, exprimée en fonction d'une unité arbitraire, est portée en ordonnée. D'après cette

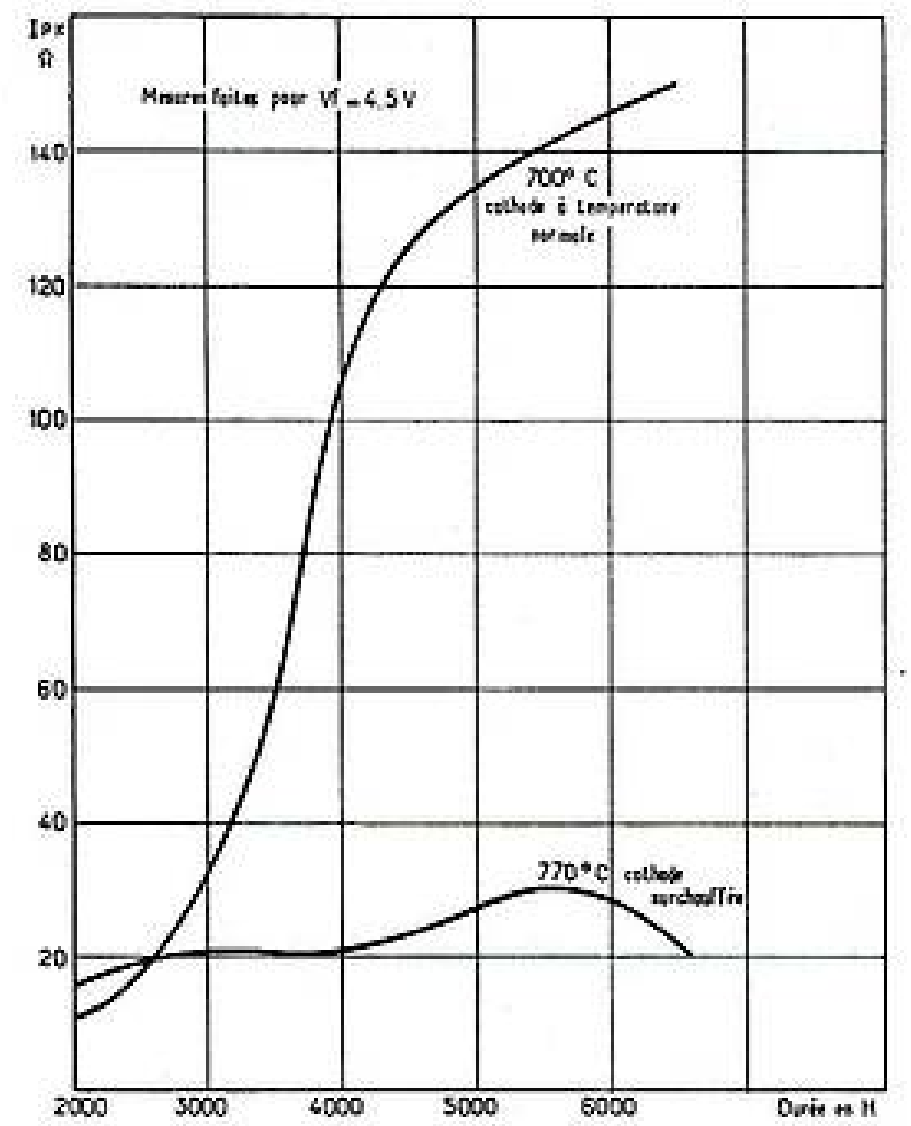


Fig. 7

courbe, il semblerait qu'on ait, en ce qui concerne l'*Ipk*, intérêt à faire fonctionner les tubes à la plus basse température possible.

Nous avons, nous aussi, fait un certain nombre d'expériences analogues. Des tubes, faisant partie de lots homogènes quant aux matériaux, au pompage et au traitement, ont été mis en fonctionnement à des températures de cathode différentes. Les résultats auxquels nous avons abouti sont loin d'être aussi simples.

Certains lots de nos tubes ont évolué de la manière habituellement décrite. En particulier, les tubes fonctionnant avec une cathode à une température nettement inférieure à la normale (la tension de chauffage étant de 5 V pour un tube habituellement chauffé par 6,3 V) ont toujours acquis de l'*Ipk* moins vite que les tubes fonctionnant dans les conditions normales. Par contre, sur la plupart des lots de tubes mis en durée à une température de cathode plus élevée (par ex. à $Vf = 7{,}5$ V au lieu de $Vf = 6{,}3$ V), l'*Ipk* n'a pas crû plus vite que sur ceux mis en durée à la tension de chauffage normale, et même, sur certains essais, elle a crû beaucoup moins vite.

Voici, à titre d'exemples, deux courbes (fig. 7) qui sont des moyennes d'un essai de durée sur *R* 144. Nous avons porté le nombre d'heures en abscisse et, en ordonnée, l'*Ipk* en ohms. Les chiffres d'*Ipk* sont élevés car les mesures ont été faites à très basse température pour une tension de chauffage de 4,5 volts, ils n'ont rien à voir avec les valeurs intervenant dans le fonctionnement normal du tube.

La courbe du haut représente la moyenne d'un groupe de tubes mis en durée avec une cathode à la température de 700° Celsius, c'est-à-dire à la température normale de fonctionnement, et celle du bas la moyenne d'un groupe de tubes pris dans le même lot et mis en durée à 770° C.

Ces tubes sont actuellement à 6 500 h et poursuivent leur durée ; on peut remarquer l'amorce d'une saturation, et, sur une des courbes, une diminution. Bien qu'on parle toujours de la crois-

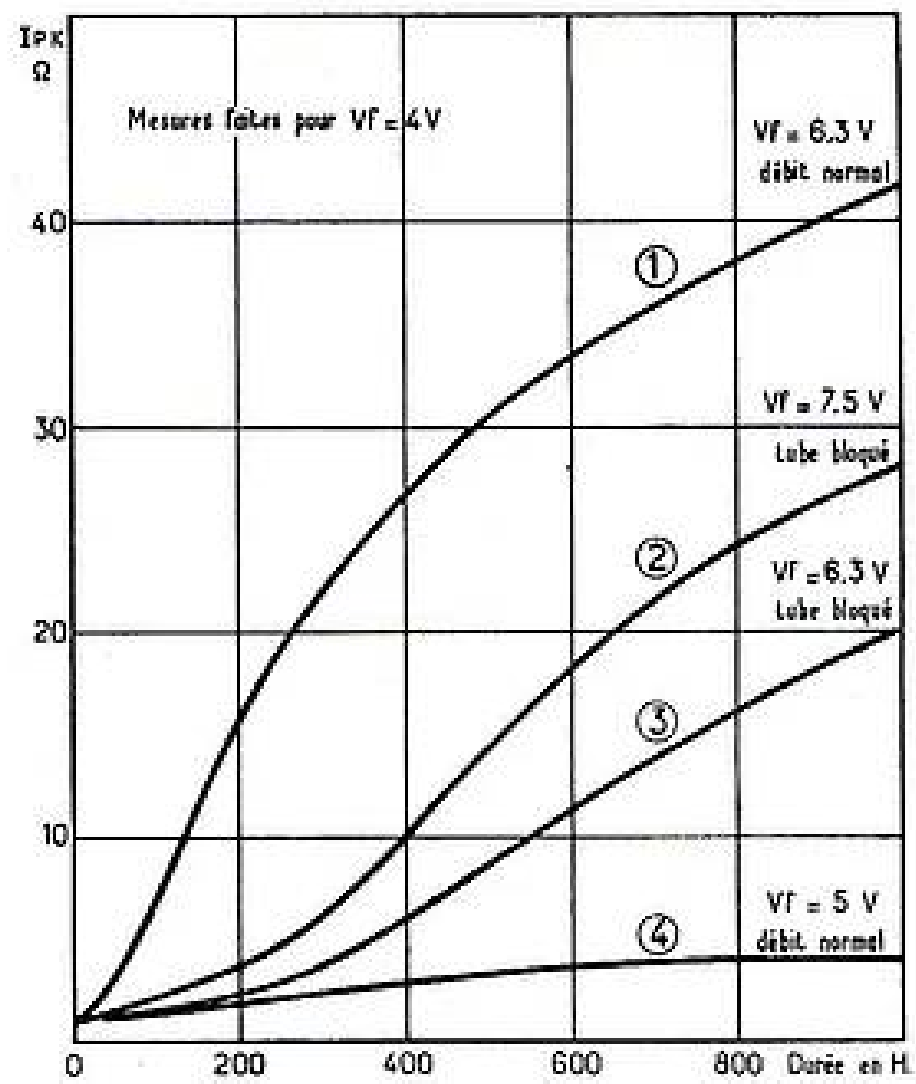


Fig. 8

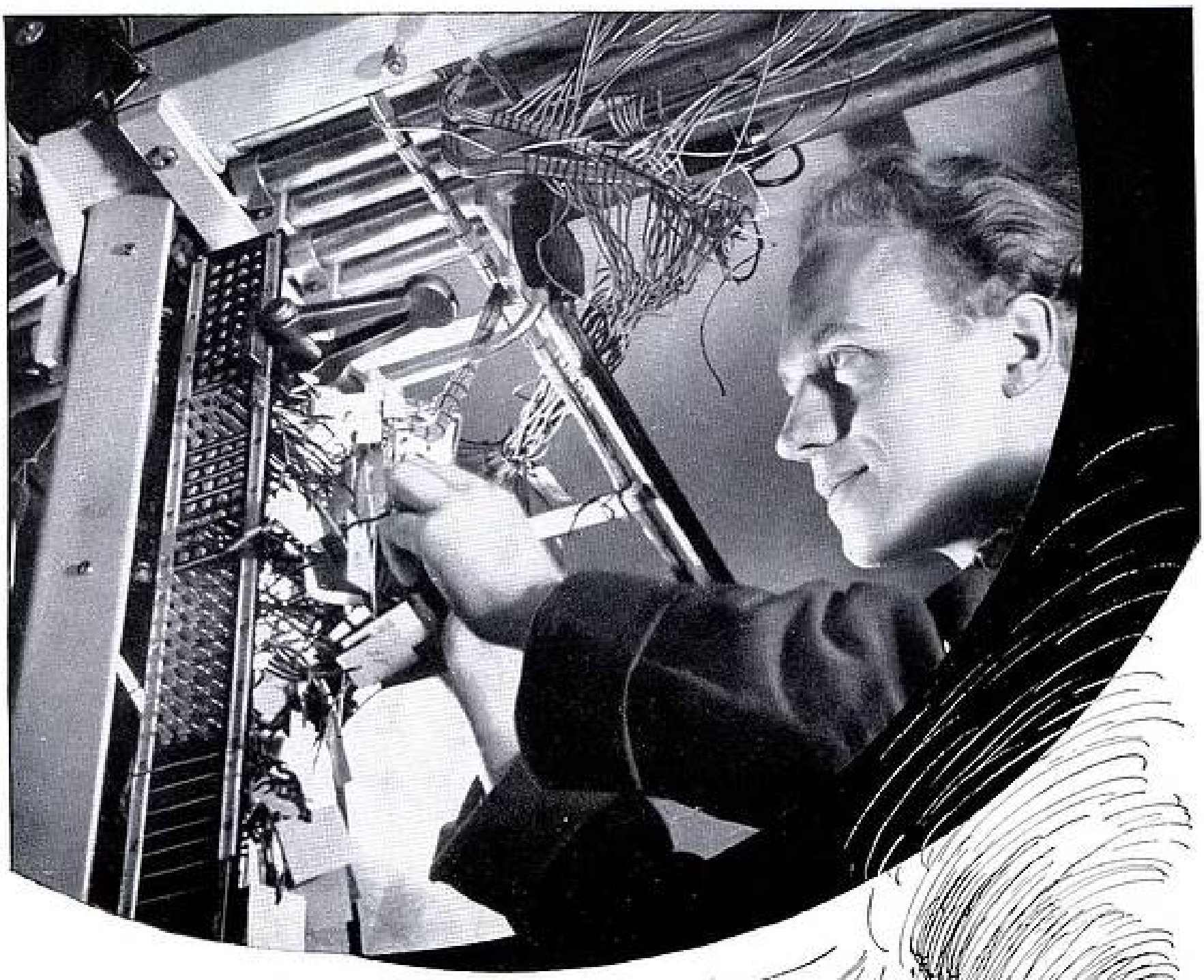
sance de l'*Ipk*, ces diminutions sont assez fréquentes ; il arrive que les courbes présentent de véritables clochers.

La figure 8 représente les résultats d'un quadruple essai de 6*AK*5. Pour faire apparaître le défaut, les mesures ont été faites, là aussi, en sous-chauffage pour $Vf = 4$ volts. Les tubes des courbes (1) et (4) étaient dans les mêmes conditions de fonctionnement hormis la tension de chauffage qui était de 6,3 V pour l'essai (1) et de 5 V pour l'essai (4). Les tubes des courbes (2) et (3) fonctionnaient aussi dans les mêmes conditions, les cathodes des tubes (2) étant chauffées sous 7,5 V et les cathodes des tubes (3) sous 6,3 V ; dans ces deux cas, les tubes dont les cathodes étaient les moins chaudes ont été nettement moins défectueux.

Si l'on surchauffe encore plus les tubes et qu'on fasse fonctionner leur cathode à une température de 1 000° C, c'est-à-dire avec une tension de chauffage de 11 ou 12 V, l'*Ipk* croît alors très vite.

2° *Influence du courant débité par le tube.*

Un autre facteur fréquemment noté comme influençant la croissance de l'impédance parasite de cathode est la présence ou l'absence de débit. Il semble que les auteurs anglais et américains soient



En tant qu'entreprise pour le commerce extérieur de la République Démocratique Allemande pour tout ce qui a trait à la production électrotechnique, célèbre dans le monde entier pour sa qualité due à une longue expérience et à une amélioration continue, surtout dans le domaine de la production de l'énergie, de la haute fréquence et des moyens modernes de transmission, nous nous chargeons de l'ensemble de l'exportation de tous les produits électrotechniques. Nous vous prions de vous adresser pour tous renseignements à l'adresse ci-après :

DEUTSCHER INNEN- UND AUSSENHANDEL
ELEKTROTECHNIK
BERLIN C 2, LIEBKNECHTSTRASSE 14

d'accord pour penser que la résistance parasite de cathode croît beaucoup plus vite quand le tube est bloqué que quand le tube débite, plus vite quand le tube débite peu que quand il débite beaucoup et, si le tube fonctionne en impulsions, d'autant plus vite que le facteur d'utilisation est plus faible. Voici par exemple des chiffres de *Rpk* (Ω) relevés par CHILD sur des tubes en cours de durée ; il s'agit naturellement de moyennes :

$Ik = 2{,}5$ mA		$Ik = 24$ mA		
500 h	1 000 h	500 h	1 000 h	*Rpk* en ohms.
8	15	2	3,5	

Au cours de nos essais, nous n'avons pas trouvé les mêmes résultats. Nous avons mis en durée un grand nombre de lots doubles de tubes de divers types, les uns débitant, les autres ne débitant pas ; chaque fois, naturellement, les tubes du double prélèvement étaient pris dans un lot homogène.

Nos conclusions sont presque inverses de celles des Américains ; pour la plupart des essais, les tubes débitant ont acquis de l'impédance parasite de cathode plus vite que les tubes ne débitant pas. Ce résultat nous a d'abord fort étonnés, nous avons cru qu'il y avait des erreurs aux panneaux de durée ; après les vérifications indispensables, il fallut bien nous rendre à l'évidence, le phénomène que nous observions était différent de celui que nous avions vu décrit.

Par exemple, dans le quadruple lot de 6*AK*5 dont les résultats sont donnés figure 8, les tubes des essais (1) et (3) avaient des cathodes à la même température ; les tubes de l'essai (1) débitaient, ceux de l'essai (3) étaient bloqués. L'*Ipk* a crû beaucoup plus vite sur les tubes qui débitaient que sur ceux qui étaient bloqués. Les tubes de l'essai (2) étaient chauffés à 7,5 V et bloqués. Ils avaient donc, d'après les auteurs américains, deux raisons d'acquérir de l'*Ipk* plus vite que les tubes (1) essayés en débit au chauffage normal. C'est le contraire qui s'est passé. Il est à noter que la courbe concernant des tubes chauffés à $Vf = 7{,}5$ V s'est logée entre les deux courbes représentant les tubes chauffés à $Vf = 6{,}3$ V.

Un très grand nombre d'essais portant sur des centaines de tubes nous ont donné des résultats analogues.

Entre autres choses, l'inversion entre nos conclusions et celles des publications américaines montre que des conditions présumées plus dures, déterminées à partir d'un certain lot de tubes, ne correspondent pas forcément à des conditions effectivement plus dures pour un autre lot construit par un fabricant différent ou par le même fabricant à une époque différente.

3° Influence du pourcentage de silicium dans le nickel support.

Dès le début de leurs recherches sur l'*Ipk*, les "lampistes" anglo-saxons s'aperçurent qu'une relation existait fréquemment entre la présence de silicium dans le métal support et la croissance de l'*Ipk*. Un des premiers rapports que nous ayions lu sur la question réduisait même le problème de l'*Ipk* à celui de la présence ou de l'absence de silicium, et donnait le tableau suivant :

Si $\leqslant 0{,}01$ % jamais d'*Ipk*.

$0{,}01 < \text{Si} \leqslant 0{,}05$ % *Ipk* variable suivant les types de tubes, les divers lots d'un même type, les divers tubes d'un même lot.

Si $> 0{,}05$ % toujours de l'*Ipk*.

Une relation de ce genre existe certainement et nous y reviendrons en parlant des causes de l'*Ipk*.

4° Autres influences.

Mais bien d'autres facteurs qui, pour l'instant, semblent tenir du hasard interviennent dans la croissance de l'*Ipk*.

Parmi les lots de tubes, certains sont intégralement mauvais, d'autres, fabriqués apparemment de

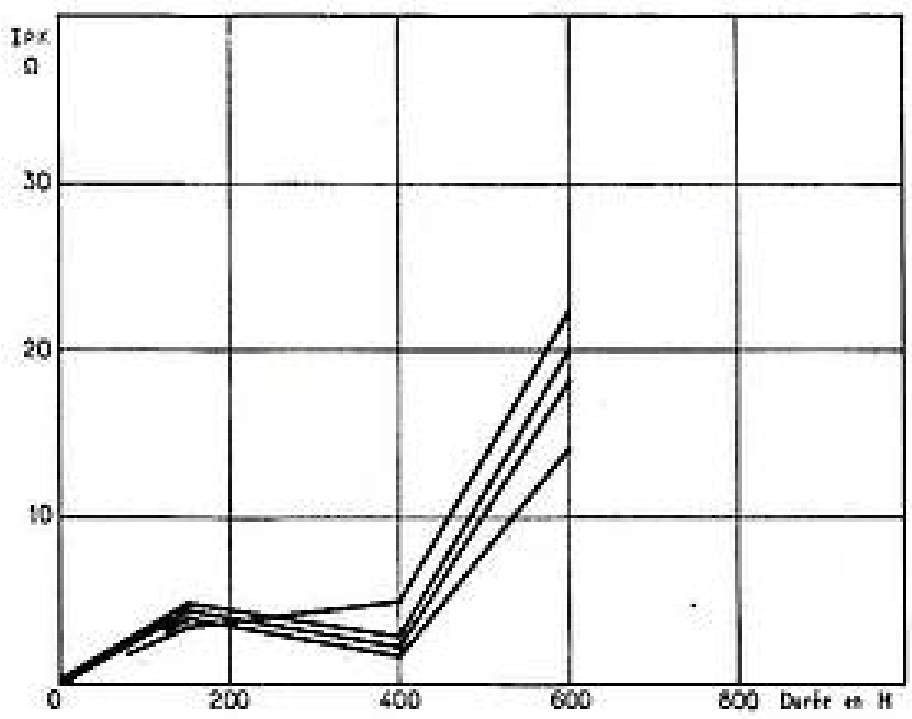


FIG. 9

la même manière, intégralement bons en *Ipk*. Sur tous les tubes des lots mauvais, l'impédance parasite de cathode apparaît très tôt au cours de la durée et atteint rapidement des valeurs importantes. Sur les tubes des lots intégralement bons, l'impédance parasite ne se manifeste que tardivement et a généralement tendance à croître lentement.

La figure 9 représente la croissance de l'*Ipk* en fonction du temps pour un lot de tubes 6*AK*5 ; dans l'ensemble du lot, cette croissance était assez uniforme d'un tube à l'autre ; mais cela est rarement ainsi.

Parfois, dans un lot généralement bon, se trouve un tube mauvais pour lequel des conditions inconnues ont accéléré la croissance de l'*Ipk*. La figure 10 donne l'exemple d'un prélèvement de 5 tubes 5725 : quatre cathodes n'ont montré, même pour $Vf = 4$ V, qu'une impédance parasite négligeable, alors que la cinquième a été défectueuse immédiatement.

Il est plus rare que l'inverse se produise : mais le fait que cela arrive quelquefois montre que des tubes se trouvent exceptionnellement exempts des

BOONTON RADIO *Corporation*

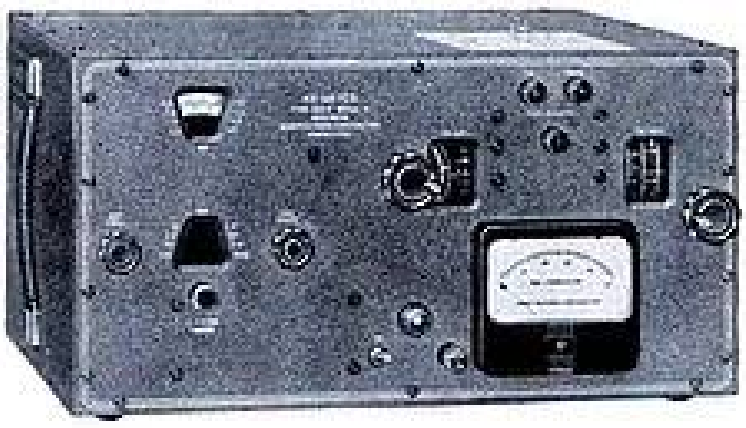
Q-METRES

Modèle 260-A de 50 Kc à 50 Mc
Modèle 190-A de 250 à 260 Mc

Depuis 20 ans, les Q-mètres Booton ont aquis une renommée universelle ; qui dit Q-mètre dit Boonton.

RX-MÈTRE 250-A

Appareil complet permettant les mesures d'équivalence de deux circuits comportant en parallèle une résistance et une capacité ou une résistance et une inductance.



G-MÈTRE 192-A

Pour mesures de :

Valeurs de conductance d'isolants à très faible perte;
Q de faible capacité à haut isolement;
Capacité de produits isolants et condensateurs;
Résistance HF de résistances de grande valeur;
Impédance dynamique de circuits résonants.

GÉNÉRATEURS DE SIGNAUX FM-AM

Distributeur officiel pour la France

RADIO-ÉQUIPEMENTS

65, rue de Richelieu, PARIS-2e Tél. : RIC 49-88

PUBL. RAPY

éléments qui ont concouru à la croissance de l'*Ipk* sur d'autres tubes, en apparence identiques (exemples fig. 11).

Ces mélanges ont pour le technicien quelque chose d'exaspérant : puisque les bonnes conditions sont réunies sur certains tubes, c'est que le but est à portée de la main. Il est probable que c'est sa complexité qui le rend difficile à saisir.

CAUSES DE L'*Ipk*.

Quelles sont les causes actuellement connues de l'*Ipk* et les hypothèses envisagées ?

1° *Hypothèse de Raudorf.*

RAUDORF observa le phénomène d'*Ipk* sous la forme d'une déformation de la courbe de réponse

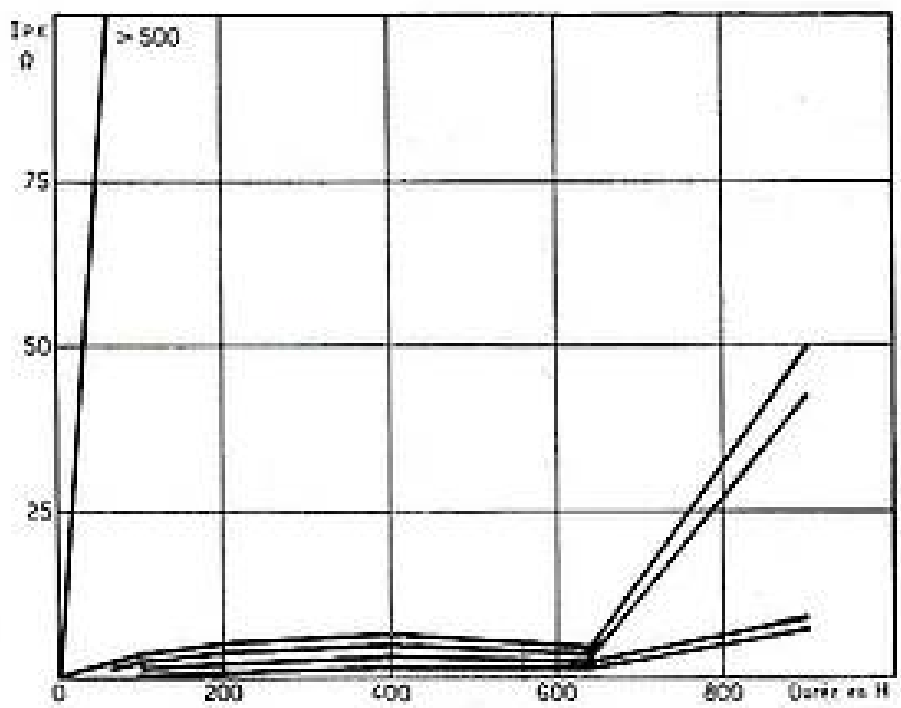


FIG. 10

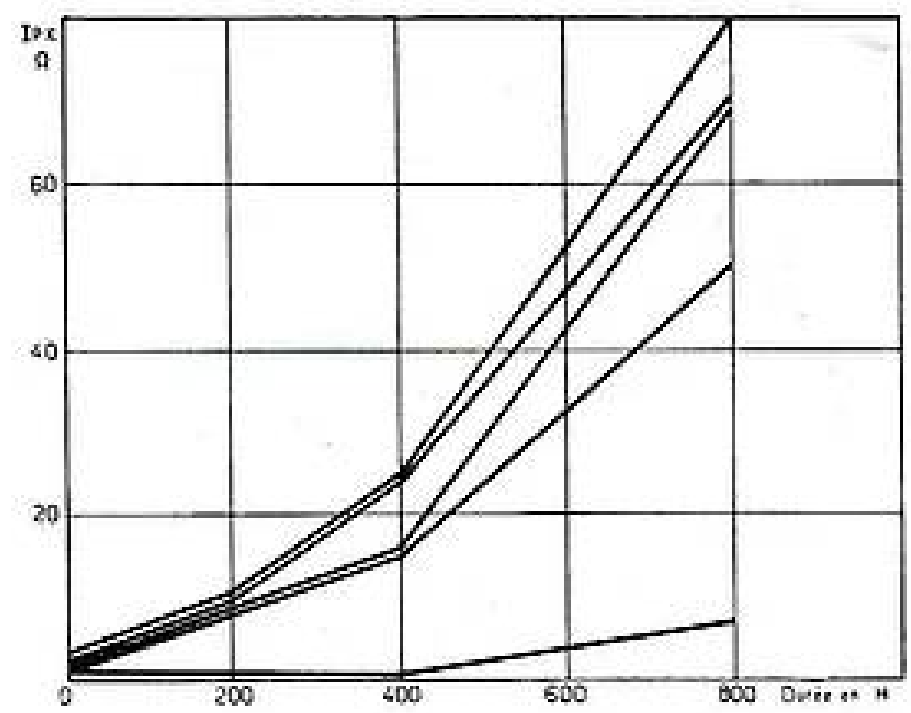


FIG. 11

des amplificateurs de répéteurs allemands : en examinant les tubes défectueux, il remarqua une très grande différence entre les cathodes rondes et les cathodes plates. Les cathodes rondes, très sujettes à l'*Ipk*, présentaient, en fin de durée, un badigeonnage craquelé. Les cathodes plates étaient exemptes à la fois d'*Ipk* et de craquelures.

RAUDORF en déduisit que, au début de la durée, la couche émissive adhérait étroitement au nickel support, le contact se faisant sur toute la surface de la cathode ; par la suite, cette couche se décollerait et le contact ne se ferait plus que par des points isolés. Le décollement envisagé par RAUDORF n'a rien à voir avec les décollements par plaques ou boursouflure de cathode. Il s'agit de microdécollements que la forme des cathodes rondes faciliterait.

Cette hypothèse est maintenant presque abandonnée par les américains. METSON, par contre, l'a mentionnée dans un article paru il y a un an. Il la rappelle brièvement mais en parle comme d'une chose sûre, d'une cause de l'*Ipk* parmi d'autres.

Nous pensons, effectivement, qu'elle n'est pas entièrement à négliger. On voit, certes, souvent des craquelures sur des tubes n'ayant aucune *Ipk*. Mais, par contre, il semble que sur certains tubes défectueux, les oxydes soient peu adhérents, et notre expérience semble bien montrer que cette hypothèse est, dans certains cas, à retenir.

2° *Hypothèse d'Eisenstein.*

L'hypothèse la plus en faveur est celle d'une résistance élevée de la couche d'interface. Les nickels à cathode contiennent habituellement une certaine quantité de réducteurs, destinés à faciliter l'activation de la cathode. Un grand nombre de ces réducteurs peuvent se combiner avec le baryum pour former des composés disposés en une couche située entre les oxydes et le métal-support et que l'on appelle couche d'interface.

La présence d'une couche d'interface a été signalée par ARNOLD en 1920, et depuis 1940, on admet qu'il existe une couche d'interface sur toutes les cathodes et que le rôle de cette couche dans le fonctionnement de la cathode est fondamental. Sans interface, une cathode ne fonctionnerait pas, et du reste, sans interface, les oxydes n'adhéreraient pas au manchon.

De nombreuses études sur l'interface ont été faites pendant la guerre en vue du développement des cathodes de magnétron et de la technique des impulsions, ces études s'attachaient en particulier aux relations entre l'interface et le sparking, une couche d'interface de résistance élevée semblant favoriser l'étincelage. Les résultats de ces recherches ont été publiés à partir de 1946, avant que le défaut d'*Ipk* ne soit défini, aussi ces articles parlent-ils de la couche d'interface sans parler d'*Ipk* et sont-ils quelquefois décevants.

Le composé formé à l'interface dépend des impuretés présentes dans le nickel ; on a identifié des composés à base d'aluminium, de titane, de magnésium, de chrome, de molybdène, de zirconium, de tungstène et enfin de silicium. Les composés qui donnent la résistance d'interface la plus pernicieuse sont, paraît-il, à base de chrome et de titane ; on les trouve rarement. Celui que l'on trouve sur les tubes de réception habituels est l'orthosilicate de baryum $SiO^4 Ba^2$.

Ce composé est un corps stable qu'on peut fabriquer en chauffant à 1 000°C pendant une heure sous vide ou sous gaz mixte dans un creuset en platine un mélange de silicium et de carbonate de

TOUS MATÉRIELS Spéciaux

Sur

COMMANDE...

CONCERNANT :

★ LA RADIOÉLECTRICITÉ DU FUSIBLE à SIGNALISATION à l'émetteur H. F. ondes multiples.

★ L'AVIATION MILITAIRE ET CIVILE

★ LA MARINE

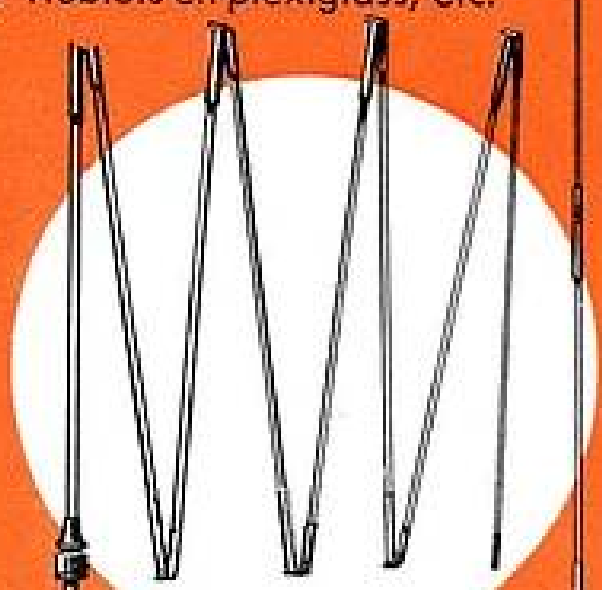
★ LES GRANDES ADMINISTRATIONS

Pièces détachées spéciales pour la Radio.

Sorties d'antennes d'avion - boîtes de relais - pupitres de commande. Antennes spéciales.

★ Matériels étanches pour les mines - Usines métallurgiques et tous locaux humides.

★ Hublots en plexiglass, etc.



A. CUSQUEL

INGÉNIEUR I. C. F.

Maison fondée en 1920

20, RUE POLIVEAU - PARIS (5e)

TÉLÉPHONE: GOBELINS 27-37

LA SÉRIE EXPONENTIELLE EST complète !..

HAUT PARLEURS SEM MICROPHONES

26, RUE DE LAGNY, PARIS 20e - TÉL. DORIAN 43-81

LYON : L.J. CHADY, 11, impasse Général de Luzy - FR. 88-47

baryum (conditions qui ressemblent à celles de sa formation dans un tube électronique). C'est un semi-conducteur qu'il est possible d'activer (c'est-à-dire de rendre conducteur par la présence plus ou moins grande d'impuretés qui font varier sa résistivité et qui peuvent même, en l'occurence, le rendre émissif).

Dans les tubes, le silicium des cathodes, provenant soit du manchon de cathode, soit du revêtement d'oxydes, soit des autres parties du tube, migre vers la partie où le revêtement et le manchon de cathode sont en contact pour former, en réagissant sur l'oxyde de baryum, de l'orthosilicate.

On conçoit que cette vitesse croisse avec la proportion du silicium présent dans le manchon de cathode et c'est ce qui se passe en effet. Il semble aussi qu'on doive arriver à une saturation d'épaisseur quand tout le silicium disponible pour la réaction est utilisé.

L'existence de cette couche d'orthosilicate étant établie, on peut se demander quelle résistance elle présente effectivement dans la cathode. Pour mesurer cette résistance et étudier la répartition de potentiel, on se sert habituellement de sondes disposées sur des cathodes expérimentales schématisées figure 14.

Sur le métal support, on dépose une couche de

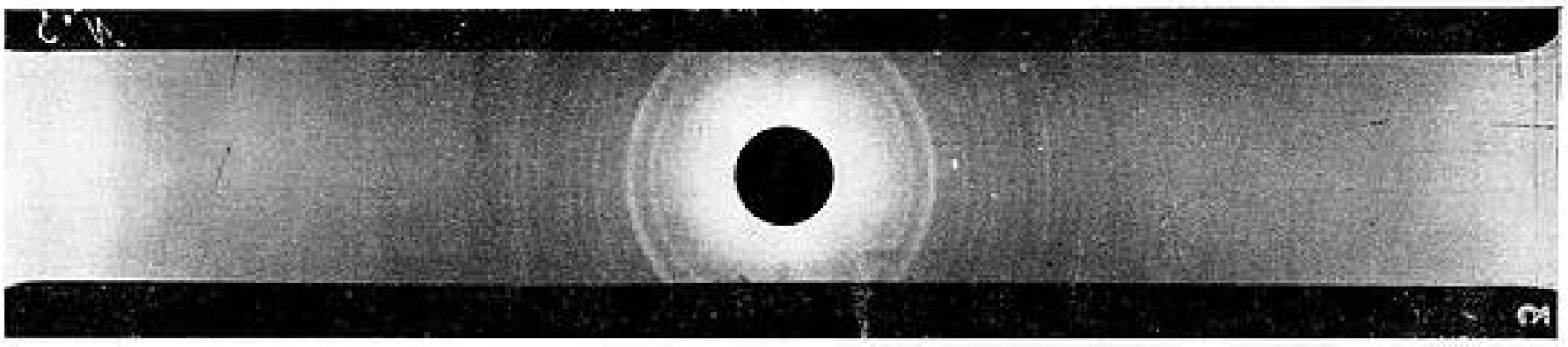


FIG. 12

On identifie habituellement ce corps à l'aide de spectres de diffraction de rayons X par la méthode de DEBYE SCHERRER. Nous donnons (fig. 12) un spectre d'orthosilicate de baryum synthétique fait à la Radiotechnique par M. CHALLANSONNET et par son équipe (la méthode de fabrication de cet orthosilicate synthétique étant celle que nous avons donnée plus haut) et (fig. 13), un spectre d'interface de 6AK5 : pour le faire, il a fallu gratter la couche

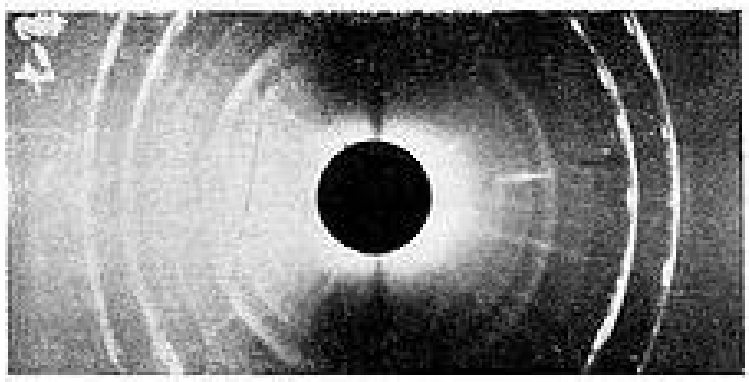


FIG. 13

d'oxydes, les deux raies très brillantes sont celles du nickel.

Avec cette méthode, qui permet aussi de mesurer l'épaisseur de la couche d'interface, on a étudié la vitesse de formation de l'orthosilicate de baryum.

Elle croît beaucoup avec la température : pour une tension de chauffage accrue de 20 % la cadence semble être au moins 10 fois plus grande et peut-être même davantage. Par contre, il n'apparaît aucune différence dans la vitesse de croissance de l'épaisseur de la couche quand on modifie le débit des tubes. Que le tube débite beaucoup, que le tube débite peu, l'épaisseur de la couche d'orthosilicate augmente à la même vitesse.

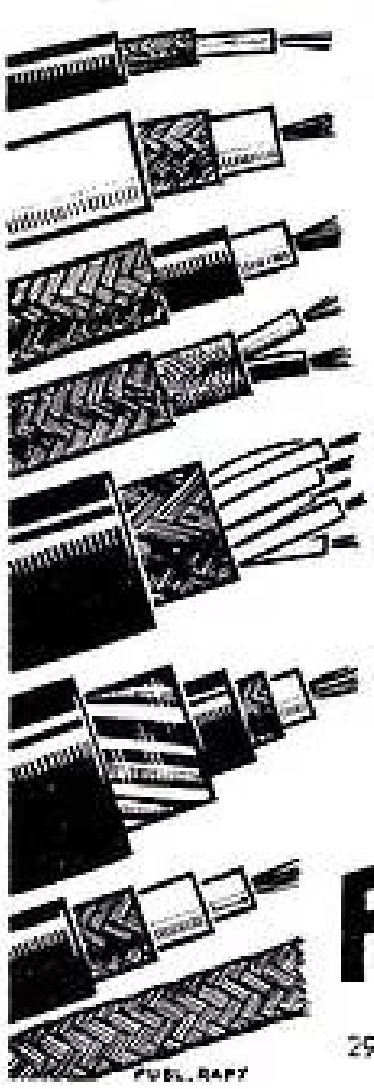
carbonates assez épaisse (10 mg/cm²) ; on enroule ensuite une spirale qui peut être en platine ou en nickel ultra pur et que nous appellerons A ; on dépose alors une autre couche épaisse de carbonates ; on enroule une deuxième spirale et on dépose une troisième couche de carbonates sur le tout. Il reste à monter cette cathode dans un tube ordinaire, à pomper et à traiter. Les deux sondes peuvent, soit être portées à un potentiel extérieur quelconque, soit servir à repérer le potentiel existant ; elles permettent d'étudier la distribution des tensions quand le tube débite ou quand il ne débite pas. C'est avec de tels montages que l'on a découvert que la couche d'interface fonctionnait comme un redresseur orienté de telle sorte qu'il s'oppose au passage du courant cathodique. C'est l'impédance de ce redresseur qui constitue souvent l'impédance parasite de cathode. Cette hypothèse présente l'avantage d'expliquer les faits les plus simples : l'interface est un condensateur à fortes pertes dans lequel l'orthosilicate joue le rôle d'un mauvais isolant.

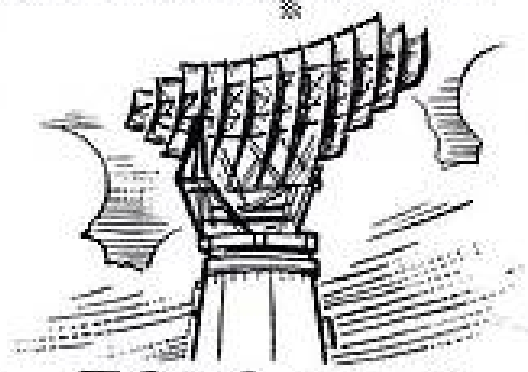
Pour reconstituer artificiellement ce redresseur, EISENSTEIN a badigeonné des cathodes avec une couche d'orthosilicate synthétique avant de les recouvrir de carbonates. Il a, paraît-il, reproduit ainsi le défaut sur des tubes neufs.

Cette hypothèse explique la variation de la résistance en fonction du courant : la courbe que nous avons donnée ci-dessus est typiquement celle d'un redresseur à semi-conducteur. Elle explique aussi aussi l'accroissement de l'Ipk avec l'épaisseur de la couche d'orthosilicate : que cette épaisseur soit due à une plus grande durée ou qu'elle soit due à une plus grande proportion de silicium.

Elle explique moins bien l'influence de la température. Au lieu de tracer la courbe $Rpk = f\,(T°C)$, il est possible de tracer : $\text{Log}\ Rpk = f\,(1/T°K)$.

ÉLECTRONIQUE





TOUS FILS ET CÂBLES *spéciaux*

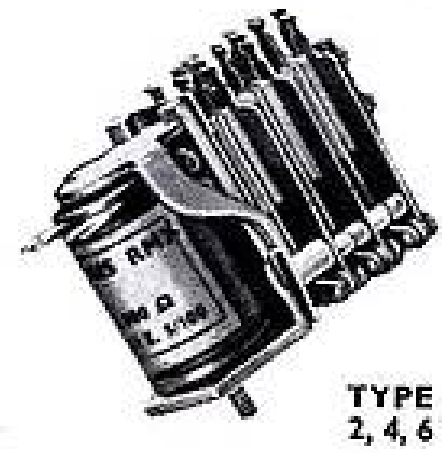
- FILS DE CABLAGE
- CABLES COAXIAUX (Normes françaises et américaines)
- FILS ET CABLES BLINDÉS
- GAINES ET TRESSES CUIVRE
- CABLES DE LIAISON H.F. & B.F.
- CABLES MULTIPLES

FILOTEX

S.A.R.L. au capital de 50 millions
296, avenue Henri-Barbusse, DRAVEIL (S.-& O.)
Téléph. : Belle-Épine 55-87 +

PUBL. RAPY

Pour votre matériel professionnel un seul relais... ACRM



TYPE RMX 54
2, 4, 6 inverseurs

ACRM

NOMBREUX MODÈLES MINIATURES, SUBMINIATURES ET INDUSTRIELS.

SOCIÉTÉ ANONYME AU CAPITAL DE 21.500.000 frs
18, rue de Saisset. MONTROUGE (Seine)
TÉL : ALÉ. 00-76

PUBL. RAPY

V. JEAN-LOUIS

L'INGÉNIEUR DU SON

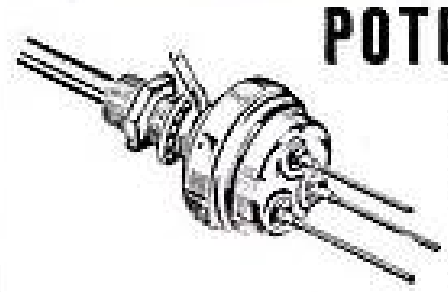
Radiodiffusion — Cinéma — Télévision

I. — Acoustique Psychotechnique
II. — La prise de Son.
III. — Les fonctions.

Un ouvrage de 300 pages — illustré

Editions CHIRON, 40, rue de Seine, PARIS-6e

POTENTIOMÈTRES

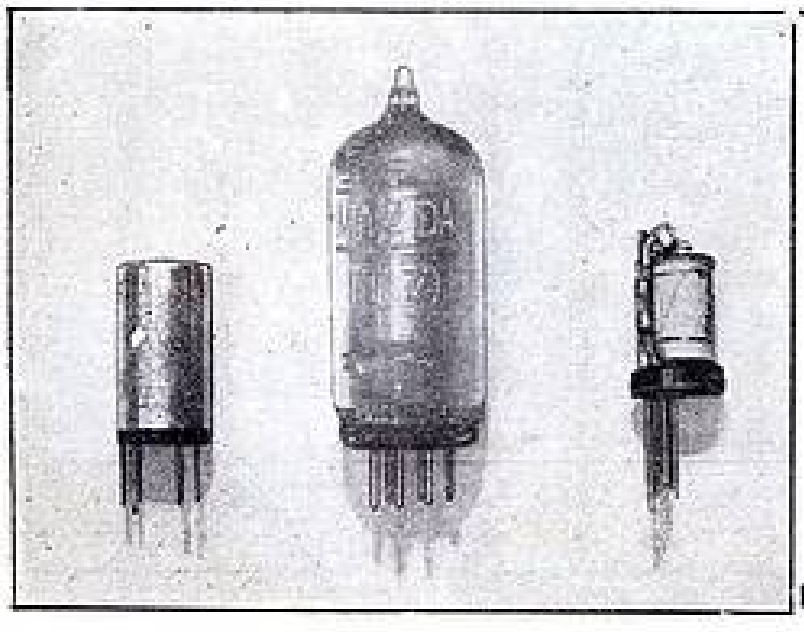


- GRAPHITÉS OU BOBINÉS
- ÉTANCHES OU STANDARDS
- A PISTE MOULÉE

Variohm

Rue Charles-Vapereau, RUEIL-MALMAISON (S.-&-O.) - Tél. MAL. 24-54

Publ. RAPY



RELAIS SUBMINIATURES UGON

BREVETÉS S. G. D. G.

- Excitation normale : 6 milliwatts - de 42 à 12.000 ohms
- Pouvoir de coupure : 0,5 A sous 24 V - 1 million d'opérations
- Rapidité, 1 milliseconde sous 6 milliwatts - 0,2 m sc. sous surcharge
- Poids blindé étanche : SIX grammes.

DISPONIBLES

Notice et renseignements :

LE PROTOTYPE MÉCANIQUE - 16 bis, rue Georges-Pitard
Paris-15e — VAU. 38-03

PUBL. RAPY

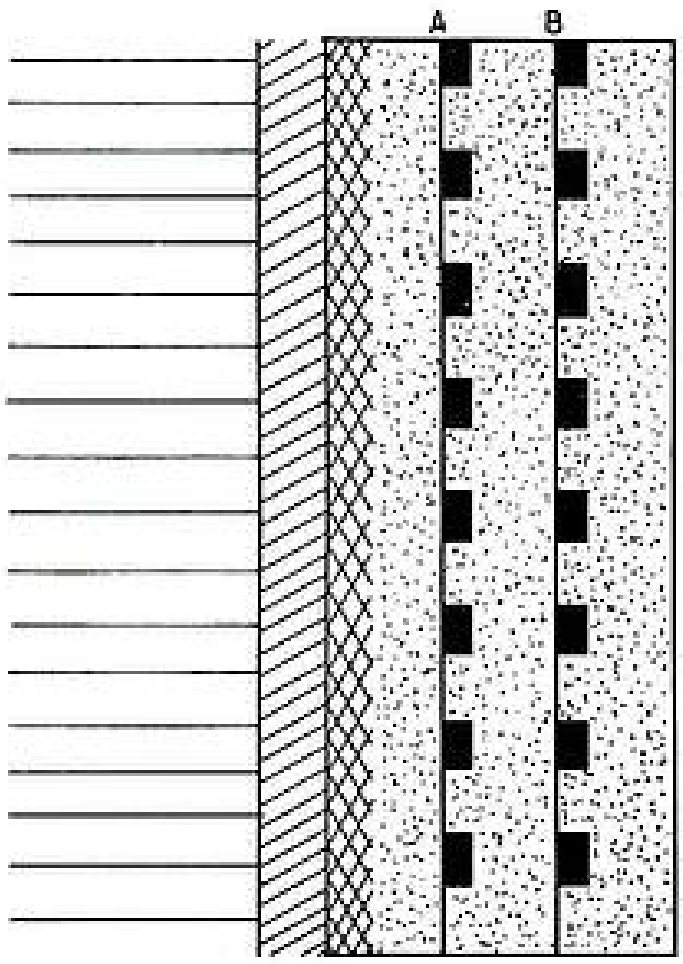


FIG. 14

Sur la figure 15, le trait de droite est la reproduction d'une courbe donnée par CHILD : elle est rigoureusement rectiligne. Une correspondance aussi linéaire impose l'idée qu'on a affaire à un simple semi-conducteur. Les courbes que nous avons tracées et dont nous donnons deux exemples sur cette figure sont beaucoup moins rectilignes. L'une, celle de gauche était reproductible ; l'autre ne l'était pas.

Par ailleurs, au cours de la durée, la valeur de l'*Ipk* croît moins vite que l'épaisseur de la couche d'orthosilicate.

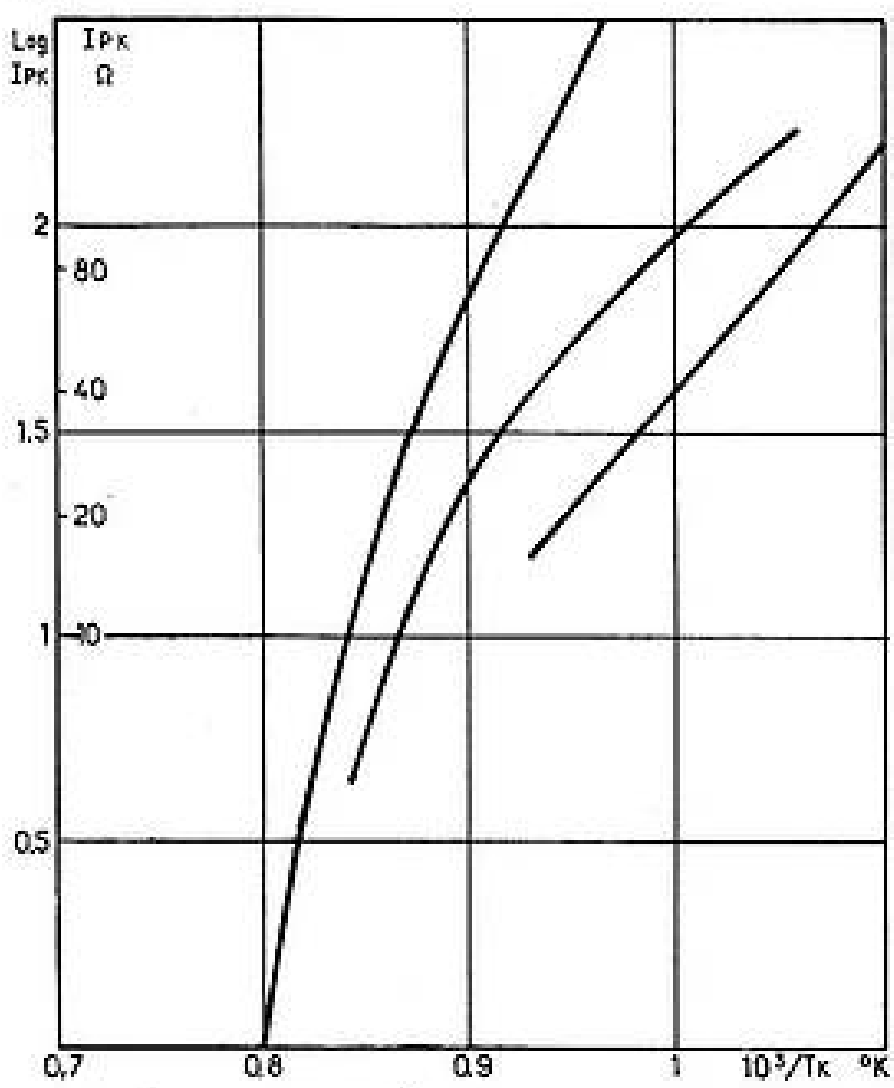


FIG. 15

Un des faits que cette hypothèse explique le plus difficilement est l'influence du débit sur l'*Ipk*. On peut naturellement parler d'activation, c'est-à-dire de la présence, dans le semi-conducteur, d'impuretés qui accroissent plus ou moins la conduction. Il reste à savoir pourquoi cette activation est tantôt favorisée, tantôt défavorisée par la présence ou par l'absence de débit. Divers auteurs ont successivement incriminé comme catalyseurs tous les métaux présents dans la cathode hormis le nickel. Des articles récents semblent ouvrir la porte plus largement à de nouvelles recherches puisqu'ils montrent que les impuretés présentes dans le tube entier se retrouvent finalement dans la cathode où elles peuvent contribuer à créer une *Ipk* dont le siège n'est, peut-être, pas toujours à l'interface manchon-oxydes.

MÉTHODES DE MESURE.

Il existe déjà beaucoup de méthodes de mesure de l'impédance parasite de cathode. Nous en avons trouvé dans la littérature une bonne quinzaine, plus quelques variantes. Nous nous bornerons à donner un aperçu sur trois d'entre elles. Puisque l'*Ipk* est souvent provoquée par une couche semi-conductrice, les résultats obtenus diffèrent suivant que le procédé employé permet de mesurer $\frac{V}{I}$ ou $\frac{dV}{dI}$.

Première méthode. — La première méthode consiste à mesurer la variation de polarisation provoquée par le passage d'un courant dans une cathode présentant de l'*Ipk*, en prenant comme repère, un tube présumé bon. C'est donc une méthode de comparaison.

Nous avons parlé tout à l'heure des tubes spéciaux dans lesquels on met des sondes pour mesurer la chute de tension dans l'interface ; on ne peut mettre une sonde dans un tube existant : cette méthode consiste à utiliser la grille 1 comme pseudo-sonde ; elle ne peut pas, naturellement, être en contact électrique avec la cathode, mais, dans la zone des courants résiduels, le courant de grille est surtout fonction de la tension cathode-grille.

En première approximation, pour que le courant de grille soit de 1 μA, il faut une différence de potentiel grille cathode de 0,5 V, cette valeur dépendant peu du courant anodique du tube ; on conçoit que, si le potentiel de la surface de la cathode varie, pour garder ce courant égal à 1 μA, il faut modifier le potentiel de grille d'une quantité égale.

Sur la figure 16 nous avons représenté les courbes de *Vg* en fonction de *Ik* pour 3 tubes. Les deux tubes dont les courbes sont parallèles sont sans *Ipk* ; le décalage des courbes est dû à un effet de différence de potentiel de contact, qui n'a rien à voir ici. De 0 à 10 mA, *Vg* varie pour un des tubes bons entre 0,55 et 0,4 V, c'est-à-dire, de 0,15 V, et pour un tube mauvais de 0,5 V.

Sur la figure 17, nous avons supprimé le décalage des courbes en portant en ordonnée non pas *Vg*, mais *Vg*–*Vgo*, *Vgo* étant la valeur de la tension de grille quand le courant cathodique est nul et nous avons

En GRANDE SÉRIE

TUBES COMPTEURS
GEIGER-MULLER
CSF

POUR DÉTECTION DE FAIBLES
OU FORTS RAYONNEMENTS
de 0,05 milliræntgen heure
à plus de 20 Rœntgen heure

- ROBUSTESSE
- DURÉE DE VIE ILLIMITÉE
- FAIBLE TENSION DE SEUIL
- FAIBLE ENCOMBREMENT

CSF

C^IE G^LE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

Siège Social : 79, Boulevard Haussmann — PARIS 8e
DIRECTION COMMERCIALE 23, RUE DU MAROC, PARIS-19e COM. 99-21

Ag. PUBLEDITEC - DOMENACH

tracé la courbe de $Vg-Vgo$ en fonction de Ik. On obtient immédiatement :

$$Rpk = \frac{\Delta\ Vg}{Ik} = 32 \text{ ohms.}$$

Les inconvénients de cette méthode sont nombreux et évidents : elle est imprécise et inutilisable pour

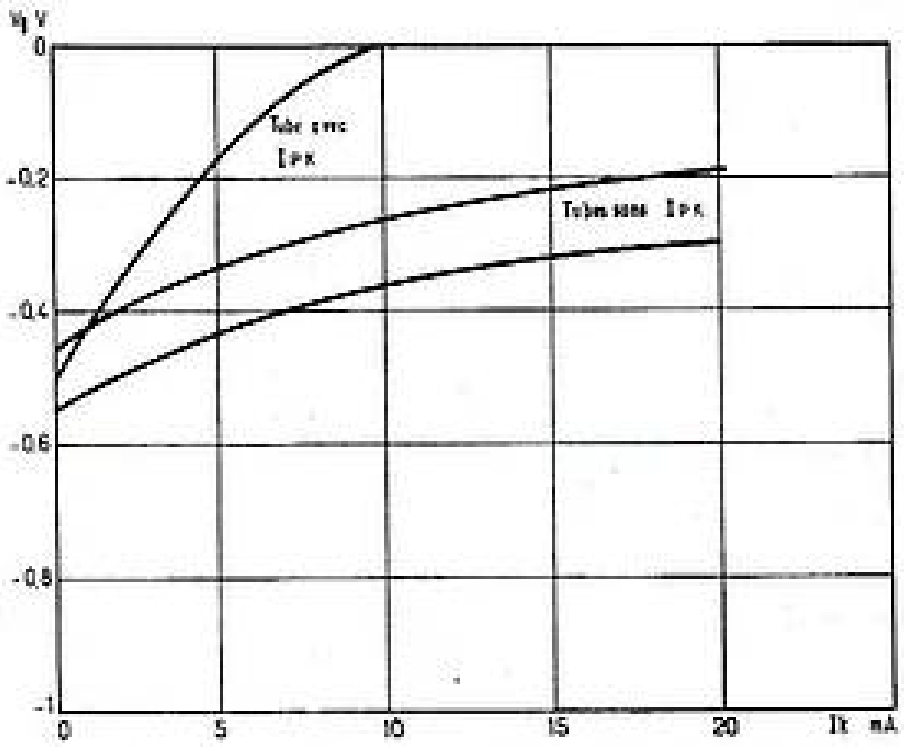


Fig. 16

les faibles valeurs d'Ipk. Elle est fausse si le tube présente un mauvais isolement cathode-grille, ce qui est souvent le cas après une longue durée. Elle ne donne aucune idée de la capacité parasite de cathode. Elle nécessite un tube de comparaison. Enfin, les mesures sont longues.

Par contre, elle présente un grand avantage, celui de ne nécessiter qu'un matériel simple : une table de mesure.

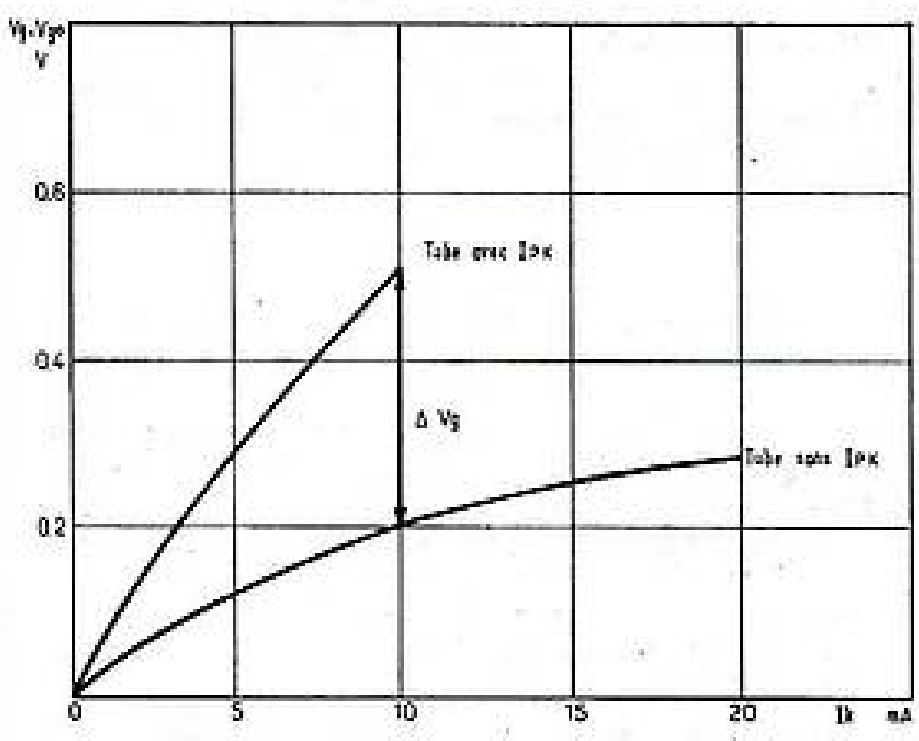


Fig. 17

Deuxième méthode. — Les méthodes de mesure les plus employées aux U. S. A. sont basées sur la déformation des impulsions carrées. Le schéma d'une des plus simples de ces méthodes est donné figure 18.

Les tensions continues du tube à mesurer sont réglées de manière que le tube soit bloqué ; le générateur d'impulsions envoie sur la grille de commande un signal rectangulaire d'une amplitude telle, qu'en crête, la tension de grille soit juste égale à 0.

La hauteur CD indique la valeur de Ia ; on augmente la tension de polarisation de manière que A vienne en A', et on note $\Delta\ Vg$. R est défini par $\frac{\Delta\ Vg}{KIa}$. K est une constante qui permet de tenir compte du courant collecté par la grille écran. D'autre part, il est possible de se faire une idée de la constante de temps, et si l'on connaît la valeur de la pente, on peut évaluer la capacité.

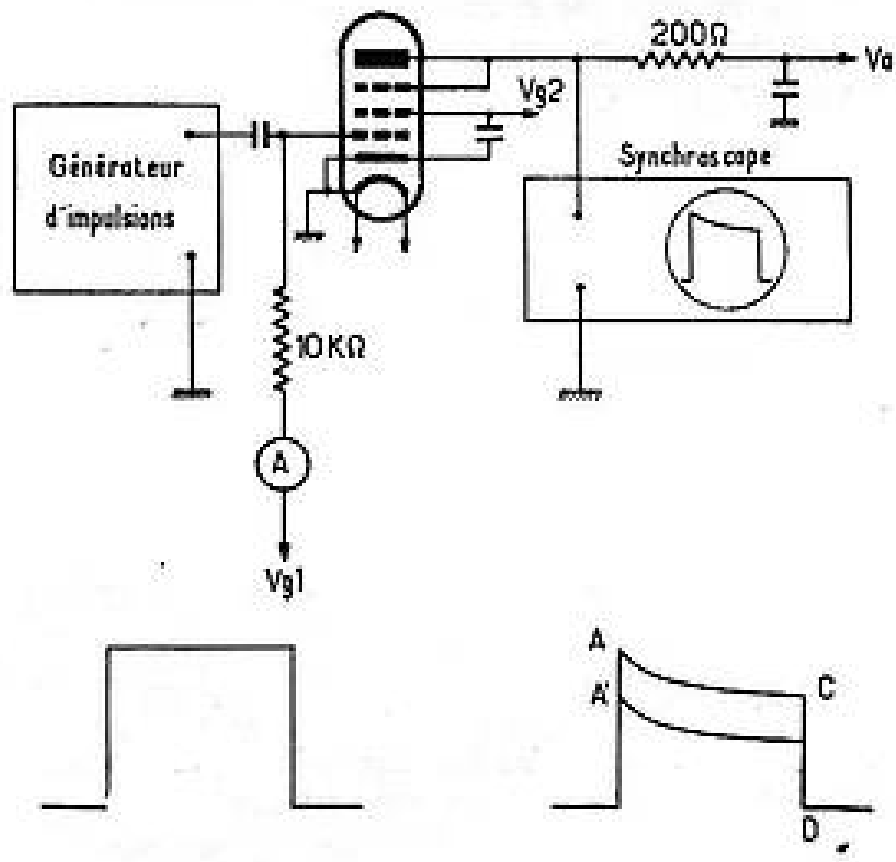


Fig. 18

Cela est un des avantages des méthodes par impulsions. Par ailleurs, elles ne nécessitent aucun tube de comparaison. De plus, elles ne postulent rien sur le schéma symbolique de l'Ipk. Nous avons donné tout à l'heure comme schéma une résistance en parallèle avec une capacité ; nous avons montré ensuite que cette résistance était variable, et omis de parler de la capacité. Beaucoup de chercheurs ont trouvé par cette méthode plusieurs constantes de temps à une même Ipk, et certainement des recherches dans ce sens seront extrêmement fructueuses.

Malheureusement, la méthode n'est juste que si le front de l'onde est réellement vertical. Appelons ρ le rapport $\frac{\text{Cte de temps } RkCk}{\text{Cte de temps signal}}$. Si $\rho = 5$, la valeur mesurée n'est que les 4/10 de la valeur réelle ; si $\rho = 20$, elle en est les 7/10 ; si $\rho = 100$, les 9/10.

Cette méthode est, par ailleurs, sous cette forme en tout cas, peu précise à la fois pour les fortes et pour les faibles valeurs de l'Ipk.

En effet, quand l'Ipk est élevée, Ia est faible et difficilement mesurable avec précision au synchroscope ; et quand l'Ipk est faible, $\Delta\ Vg$ est faible et l'erreur relative sur ce chiffre est élevée.

M.B.M.

LA PIÉZO ÉLECTRICITÉ DANS L'INDUSTRIE

6-8, Rue Jenner — SAVIGNY-SUR-ORGE
Tél. 144

- ★ QUARTZ OSCILLATEURS 1 à 25 Mc/s
- ★ QUARTZ POUR ULTRA-SONS - 500 - 3000 Kcs
- ★ QUARTZ ÉTALONS STABILITÉ 1×10^{-9}
- ★ QUARTZ SPÉCIAUX
- ★ MONTURES MINIATURES.

DÉLAIS RÉDUITS

MATÉRIEL DE QUALITÉ

pour

TÉLÉCOMMUNICATION
RADIODIFFUSION
SONORISATION

41, rue E.-ZOLA MONTREUIL (Seine)

COBRAT-PUB - 1954-1

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence Publéditec-Domenach, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6e, Tél. LIT. 79-53

Troisième méthode. — La troisième méthode de mesure dont nous parlerons est basée sur l'écart entre les mesures de pente à diverses fréquences.

Un tube dont la pente est S, fonctionnant en amplificateur, a un gain $G = SRc$ à condition naturellement que la résistance de charge Rc soit petite par rapport à la résistance interne ρ.

Si ce tube a dans la cathode une résistance Rpk, le gain d'un amplificateur sera :

$$G' = \frac{SRc}{1 + SRpk} = S'Rc$$

S' étant la pente apparente.

Si l'on mesure sur le même tube la pente en très haute fréquence on mesure S, et si on la mesure en très basse fréquence, on mesure S'.

$$S' = \frac{S}{1 + SRpk}$$

$$\frac{S}{S'} = 1 + SRpk \qquad \frac{S - S'}{S'} = Rpk$$

$$\text{grossièrement } R = \frac{\Delta S}{S^2}$$

C'est une méthode perfectionnée à partir de celle-ci que nous employons le plus souvent.

Si au lieu de mesurer la pente à 2 fréquences, on la mesure à 3 fréquences, il est possible, à l'aide d'un calcul un peu moins simplifié que celui-ci, de déduire la valeur de la capacité.

Ceci postule naturellement que le schéma soit simplement une résistance en parallèle avec une capacité.

Conclusions.

Ces trois méthodes de mesure ont été employées toutes les trois au Laboratoire. Comme on pouvait s'y attendre, elles ne donnent pas le même résultat ; un chiffre de résistance parasite n'a donc de valeur que si l'on précise toutes les conditions de la mesure : courant, température de cathode, méthode de mesure.

Donner un chiffre d'Ipk peut avoir deux buts : définir la qualité d'un tube ou concourir à une étude.

Si l'on veut définir la qualité d'un tube et que l'on dise « il présente une Ipk de 10 Ω », cela *doit* impliquer que l'on a mesuré la Rpk au chauffage normal, avec un débit normal.

Si le chiffre concourt à une étude comparative, il doit être exprimé en ohms par cm² de surface de cathode. Un chiffre d'Ipk doit alors être donné ainsi : tel tube présente une Ipk de 2 Ω/cm², mesurée par la méthode du pentemètre pour une température de 700°C et un débit de 10 mA.

La résistance parasite de cathode suit en effet la loi $R = \frac{\rho l}{S}$ et la valeur de R est d'autant plus élevée que la surface de cathode est plus petite.

La tendance actuelle à la miniaturisation est certainement une des raisons pour lesquelles ce phénomène, qui a passé si longtemps inaperçu, est devenu aussi gênant. Voici quelques exemples sur l'évolution de la surface utile de cathode de quelques tubes. Pour rendre la comparaison plus concrète, nous avons imaginé que tous les tubes étaient atteints du défaut théoriquement au même degré et qu'ils avaient tous une Ipk de 10 Ω/cm².

	Nom des tubes	Surface utile en cm²	Ipk en Ω
Tubes amplificateurs de puissance.	EL3N EL41	2,08 1,38	4,8 7,3
Pentodes HF	EF42 6AK5F	0,56 0,17	18 58
Tubes répéteurs pour amplificateurs de puissance	R134 R147	1,05 0,85	9,5 12
Tubes répéteurs pour amplificateurs de tension	R122 R122N R145	1,84 1,05 0,31	5,4 9,5 32

Le phénomène est encore aggravé du fait que, pour tirer d'une cathode de 0,3 cm², le même courant que d'une cathode de 1,84 cm², on est amené à la surchauffer et nous avons vu que, en général, plus la température d'une cathode est élevée, plus l'Ipk croît rapidement.

Quand le défaut a été précisé et que le rôle de la couche d'interface a été établi, on a pensé avoir ainsi trouvé et localisé la raison de beaucoup d'émissions faibles. En fait, le rideau qui s'est levé à découvert des phénomènes que l'on ne soupçonnait pas.

Le problème semble maintenant plus complexe qu'il n'était apparu il y a quelques années. Nous pensons en particulier que l'Ipk n'est pas seulement une question d'interface, mais que le reste de la cathode y participe.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Eisenstein. — A study of oxide cathodes by X-ray diffraction methods. Part I. — *J. of Appl. Phys.*, 17, 6, 434-443, juin 1946. Part II. — *J. of Appl. Phys.*, 17, 8, 654-663, août 1946.

[2] Fiskmann and Eisenstein. — Studies of the interface of oxide cathodes. *J. of Appl. Phys.*, 18, 8, 663-668, août 1946.

[3] Eisenstein and Young. — Oxide cathode interface and coating voltages. *Bulletin of the American Physical Society*, 26 novembre 1946, 23, n° 7, 27.

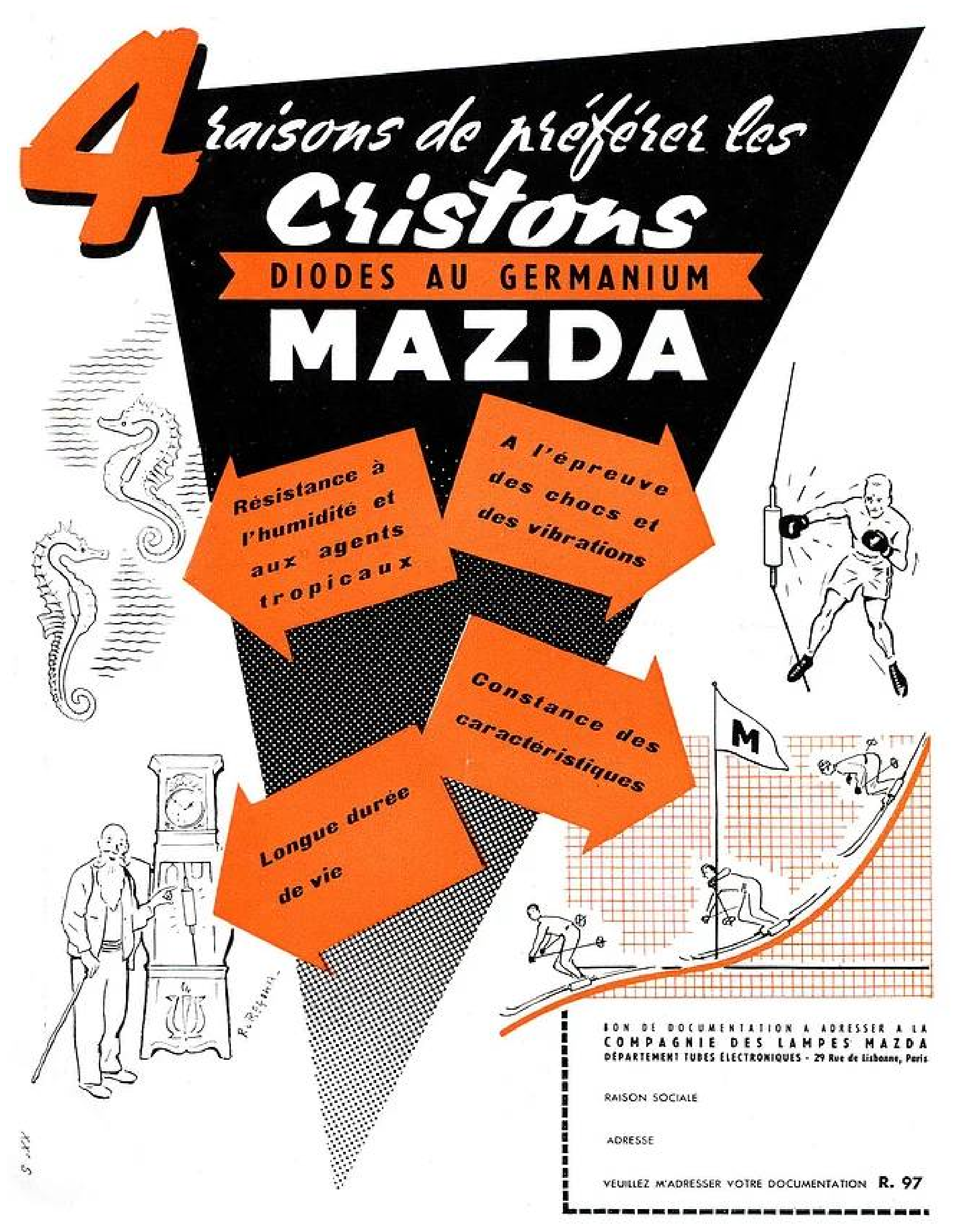
[4] Wright. — Oxide cathode. The effect of coating/core interface on conductivity and emission. *Proc. of the Royal Society of London.* Series A. V. 190, n° 1 022, 12 août 1947, p. 394-417.

[5] Rooksby. — Identification by X-rays of interface compounds on « oxide cathodes ». *Nature*, London, 159-609, 3 mai 1947.

[6] Mutter. — Rectification characteristics of an oxide cathode interface. *Physical Review*, 72 A, 531, 1947.

[7] Eisenstein. — Some electrical properties of an oxide cathode interface. *Physical Review*, 72 A, 531, 1947.

[8] Danforth and Goldwater. — Resistance of oxide cathode coatings for high values of pulsed emission. *J. of Appl. Phys.* Vol. 20, n° 2, février 1949, p. 163-173.


4 raisons de préférer les
Cristons
DIODES AU GERMANIUM
MAZDA
Résistance à l'humidité et aux agents tropicaux
A l'épreuve des chocs et des vibrations
Constance des caractéristiques
Longue durée de vie
M
BON DE DOCUMENTATION A ADRESSER A LA
COMPAGNIE DES LAMPES MAZDA
DÉPARTEMENT TUBES ÉLECTRONIQUES - 29 Rue de Lisbonne, Paris
RAISON SOCIALE
ADRESSE
VEUILLEZ M'ADRESSER VOTRE DOCUMENTATION R. 97

[9] Wright. — Thermionic emission from oxide coated cathodes. *Proc. of the Physical Society*, Londres, 62-188-1949.

[10] Eisenstein. — Some properties of the Ba^2SiO^4 oxide cathode interface. *J. of Appl. Phys.*, 20-8, août 1949, p. 776-790.

[11] Raudorf. — Change of mutual conductance with frequency. *Wireless Engineer*, octobre 1949, p. 331-337.

[12] Eisenstein. — Change of mutual conductance with frequency. *Wireless Engineer*, mars 1950, p. 100-101.

[13] Raudorf. — Change of mutual conductance with frequency. *Wireless Engineer*, mai 1950, p. 164.

[14] Waymouth. — Détérioration des cathodes à oxydes fonctionnant à faible facteur d'utilisation. *J. of Appl. Phys.*, 22, 1, 80, janvier 1951.

[15] Eisenstein. — Le condensateur à fuites formé par l'interface des cathodes à oxydes. *J. of Appl. Phys.*, 22, 2, 138, février 1951.

[16] Eaglesfield. — A method of measuring the interface resistance and capacitance of oxide cathodes. *Brit. Jour. of Appl. Phys.*, 2, n° 11, 318-20 (1951).

[17] Eaglesfield. — Life of valves with oxide-coated cathode. *Electrical Communications*. June 1951.

[18] Eaglesfield. — Valve cathode life. *Wireless World*, décembre 1951, p. 505-506.

[19] R. W. H. — Oxide cathode life. *Wireless World*, février 1952, p. 76.

[20] Metson, Wagener, Holmes, Child. — The life of oxide cathodes in modern receiving valves. *J. I. E. E.*, Part III, Vol. 99, n°55, mars 1952.

[21] Frost. — Résumé d'une conférence. *Proc. Inst. Radio Engrs*, février 1952, 40, p. 230.

[22] Child. — The growth and properties of cathode interface layers in receiving valves. *Post Office Electr. Engrs*, G.-B. (1951), 44, n° 4, p. 176-8.

[23] Walter Chladek. — Les couches d'interface dans les cathodes à oxydes. *F. T. Z.*, 1952, n° 8, p. 318.

[24] Dukat et Levy. — Cathode interface effects in TV receiver design. *Electronics*, avril 1953, p. 169 et suivantes.

[25] Van der Ziel. — A simple method for measuring interface impedance. *J. A. P.*, Vol. 24, n° 4, avril 1953, p. 496.

[26] Tillman and Butter Worth. — The dependance of mutual conductance on frequency of aged oxide cathode valves and its influence on their transient response. *J. I. E. E.*, Vol. 100, mai 1953, n° 65, Part III, p. 175-176.

APPAREIL SENSIBLE POUR LA MESURE DE LA RÉSISTANCE PARASITE DE CATHODE

PAR

P. SEVIN

Ingénieur à la Radiotechnique

Parmi les nombreuses méthodes ayant pour but la mesure de la résistance parasite de cathode, l'une des plus simples consiste à monter le tube à contrôler en étage amplificateur à large bande, et à mesurer l'amplification successivement en haute et basse fréquence : à fréquence basse, l'effet de contre-réaction dû à l'impédance parasite est beaucoup plus important qu'à fréquence élevée, et la différence d'amplification est, en première approximation, proportionnelle à la valeur de la résistance.

En fait, cette méthode, commode pour déceler des résistances élevées, de l'ordre d'une centaine d'ohms, est délicate à utiliser pour mesurer avec précision des valeurs inférieures à 10 ohms. Le but de cet exposé est de préciser les valeurs de sensibilité et de précision exigées par le contrôle de la fabrication, et de montrer les perfectionnements que nous avons apportés à cette méthode.

Sensibilité et précision nécessaires.

Il est nécessaire, en fabrication, de déceler la résistance parasite dès son apparition, pour pouvoir ntervenir rapidement : une valeur de 5 ohms ne doit pas passer inaperçue. Avec un type de tube ayant une pente nominale de 5 mA/V, on obtient une différence de pente H. F. et B. F. de 2,5 % seulement. Il est naturel d'utiliser un même voltmètre amplificateur pour effectuer toutes les mesures ; celui-ci sera connecté successivement sur la grille et sur l'anode du tube à mesurer ; en outre, on doit effectuer deux mesures, l'une en H. F., l'autre en B. F., sur chacune de ces électrodes. On conçoit qu'une incertitude de même ordre de grandeur que la valeur cherchée puisse facilement s'introduire et rendre l'évaluation de la résistance parasite pratiquement impossible.

Il est indispensable, d'autre part, de pouvoir contrôler des tubes de caractéristiques diverses : les pentes nominales seront comprises entre 0,5 et 10 mA/V. Les dispositifs de réglage de sensibilité prévus en conséquence dans l'appareil de mesure ne doivent pas modifier la courbe de réponse. Il n'est pas nécessaire que celle-ci soit parfaitement horizontale, mais par contre la sensibilité relative à fréquence basse et à fréquence élevée doit rester constante à mieux que 1 % près sur tous les calibres.

EQUIPEMENTS POUR ESSAIS DE VIBRATION

CALIDYNE

...pour l'étude de la réalisation mécanique de matériels robustes et économiques.

...pour les essais conformes aux normes françaises et étrangères (aéronautique, armée, administrations civiles).

VIBRATEUR

VIBRATEURS ET LEURS AUXILIAIRES. — Installations complètes comprenant :

1) Vibrateurs électrodynamiques développant des poussées vibratoires de 11 à 6.500 kgs d'amplitude.

2) Leurs alimentations soit électroniques, soit à machines tournantes, pour des bandes de fréquences comprises entre 1 c/s et 5.000 c/s.

3) Leurs panneaux de contrôle contenant les commandes, sécurités et appareils de contrôle nécessaires à un fonctionnement sûr et précis.

4) Des auxiliaires pour :

a) La commande automatique suivant le programme désiré.

b) L'affichage du niveau de vibration.

c) La réduction du champ magnétique de fuite.

APPAREILS DE CALIBRATION. — Spécialement conçus pour la calibration des capteurs de vibration, les calibrateurs CALYDINE, modèle 1 et modèle 6C constituent deux dispositifs de base complets pour la calibration rapide et précise des capteurs d'accélération et de vitesse. Ces calibrateurs sont étalonnés en usine de façon à permettre la calibration rapide et précise des capteurs par des méthodes potentiométriques.

CAPTEURS D'ACCÉLÉRATION. — Des accéléromètres à courant continu, de sensibilité exceptionnelle, sont disponibles; des modèles standard ont des accélérations maxima de 5 à 50 g., des fréquences propres de 200 à 500 c/s et une tension de sortie de 15 volts pour l'accélération maximum. Des alimentations miniatures à piles, des alimentations sur secteur et des circuits de couplage ont été conçus pour ces accéléromètres.

APPAREILS DE MESURE ET DE RÉFÉRENCE. — Le « Vibration Meter », à utiliser avec un capteur de vitesse standard, est un appareil à piles conçu pour fournir une lecture directe de l'accélération, de la vitesse ou du déplacement de vibration.

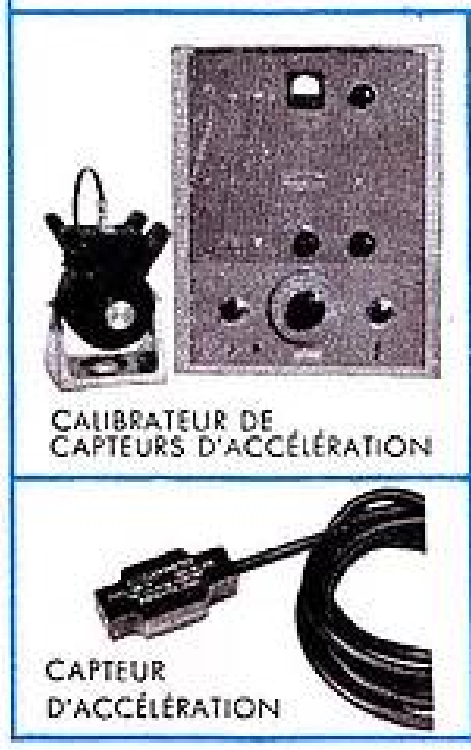
Le « Signal Monitor » est un appareil analogue conçu pour être utilisé avec les vibrateurs pourvus d'un capteur de vitesse incorporé.

Le « Vibrascope », utilisé avec les accéléromètres CALYDINE, fournit une lecture directe de l'accélération, de la vitesse ou du déplacement de vibration et comprend en outre, un oscilloscope calibré pour la mesure des fréquences et l'examen des formes de vibration.

Le « Calivolter » est un instrument de précision servant d'étalon de tension dans les opérations courantes de calibration; facilement contrôlable par comparaison avec les étalons primaires de tension de laboratoire.

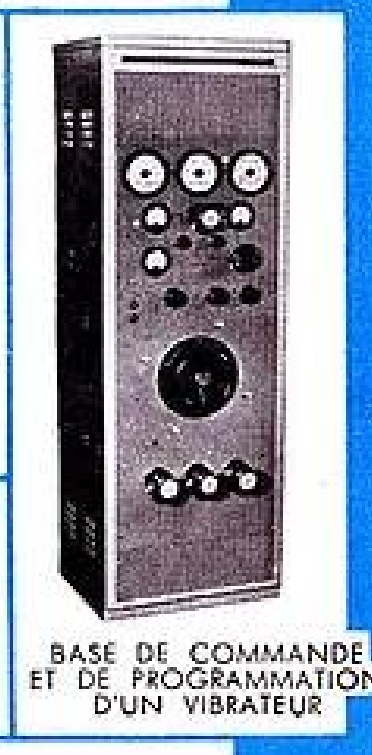
VIBRATION METER

SIGNAL MONITOR

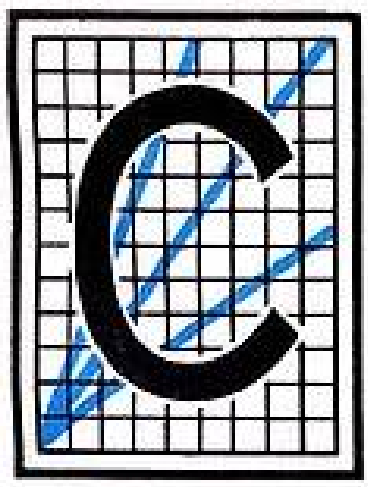


CALIBRATEUR DE CAPTEURS D'ACCÉLÉRATION

CAPTEUR D'ACCÉLÉRATION



BASE DE COMMANDE ET DE PROGRAMMATION D'UN VIBRATEUR



Pour toute documentation et tous conseils techniques concernant vos problèmes d'Essais de Vibration, adressez-vous aujourd'hui même au

ROCKE INTERNATIONAL

BUREAU DE LIAISON : 72, Champs-Élysées - PARIS - BAL. 61-65

PUBL. RAPY

Perfectionnements et performances du nouvel équipement.

Le schéma simplifié montre l'ensemble du montage : les deux tensions alternatives à haute et

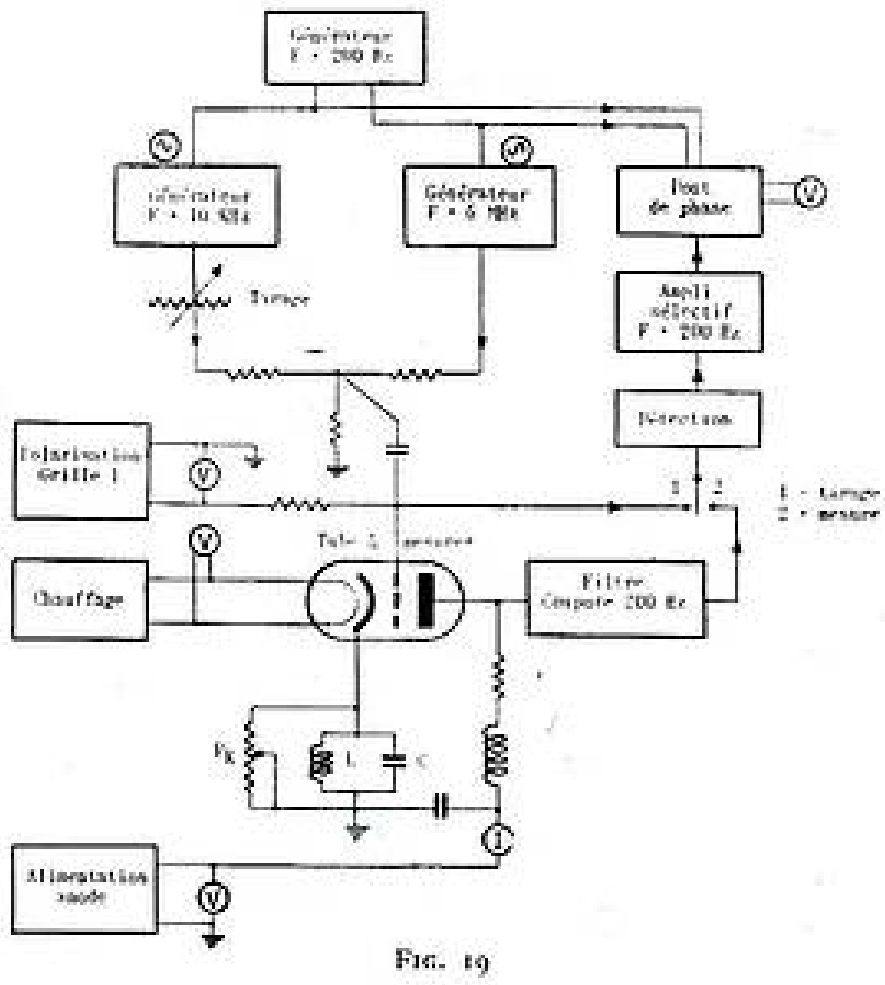


Fig. 19

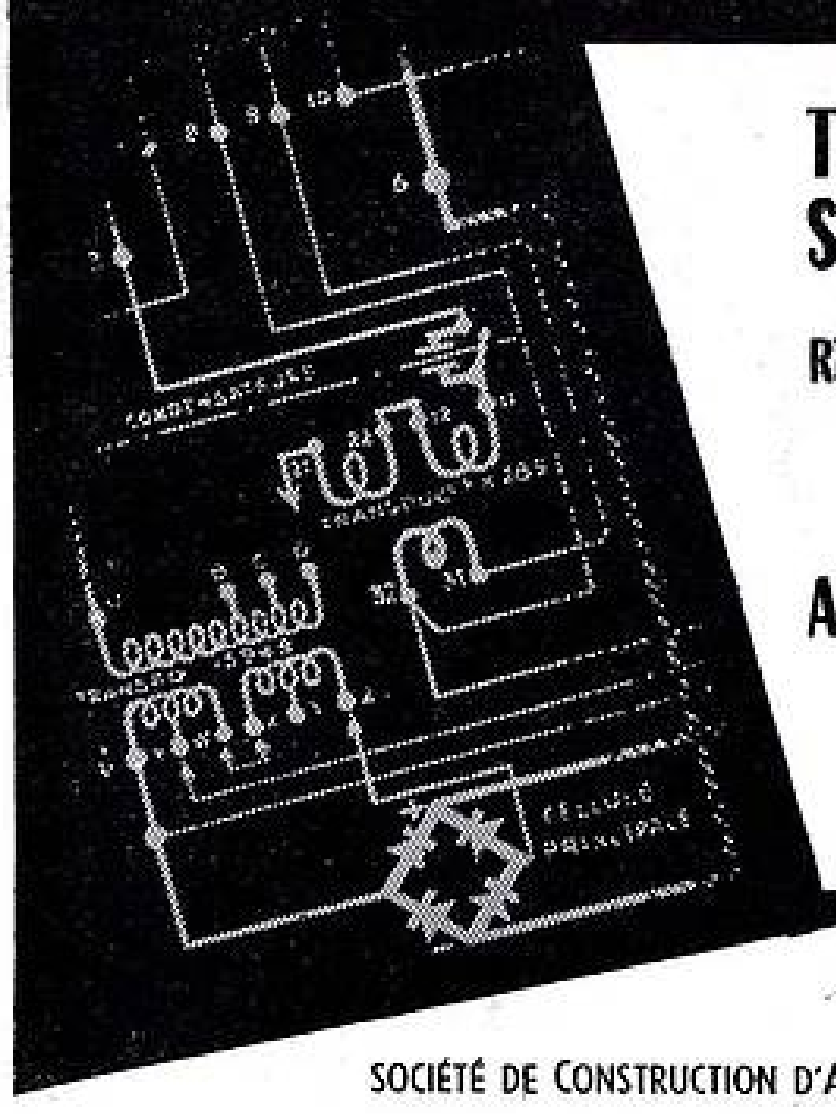
basse fréquence (6 MHz et 10 KHz), pour l'attaque de grille du tube à contrôler, sont mélangées et appliquées simultanément. Ces tensions sont fournies par deux générateurs modulés en opposition de phase à une fréquence de 200 Hz, de telle façon que la tension de crête du signal complexe obtenu soit constante. Une inégalité d'amplification du tube à contrôler à 10 KHz et à 6 MHz se traduit simplement par une modulation à 200 Hz du signal sur l'anode. Il est commode de niveler ce signal en intercalant dans le circuit de cathode une impédance ayant, aux deux fréquences utilisées, les caractéristiques inverses de l'impédance parasite ; il s'agit d'une résistance réglable R_K et d'un circuit bouchon LC accordé à 6 MHz. Quand la résistance R_K est réglée à la même valeur que la résistance parasite, les pentes H. F. et B. F. sont identiques, et la modulation du signal sur l'anode est supprimée.

L'absence de modulation sur la grille et sur l'anode est contrôlée à l'aide du même voltmètre amplificateur ; ce dernier est d'une réalisation beaucoup plus facile qu'un amplificateur à large bande et ne comporte pas de réducteur à l'entrée. Il se compose d'une détectrice diode classique et d'un amplificateur sélectif à 200 Hz. Un perfectionnement utile consiste à utiliser un pont de phase en sortie, donnant le sens de la variation du signal H. F. par rapport au signal B. F. : l'opérateur amène facilement l'aiguille du voltmètre de sortie sur le zéro central en réglant la résistance R_K. A ce moment, la valeur de la résistance parasite est obtenue en lecture directe.

Les caractéristiques principales de l'appareil sont les suivantes : le gain de l'amplificateur est de 10^3 en tension environ. Cette valeur, relativement élevée, est nécessaire à cause du mauvais rendement de la détection aux faibles niveaux, et des filtres efficaces qu'il faut prévoir à l'entrée. La sensibilité globale obtenue est suffisante pour provoquer la déviation totale du voltmètre de sortie pour une variation du rapport signal H. F./signal B. F. de $\pm$ 5 % sur la grille du tube à mesurer ; elle permet, dans la plupart des cas, de détecter facilement une résistance parasite nettement inférieure à 5 ohms.

Il est à noter, enfin, que la simplification des manœuvres obtenue nous a permis de faire des mesures en petites séries, sans faire appel à un personnel particulièrement spécialisé.

70 ANS D'EXPÉRIENCE A VOTRE SERVICE...



TRANSFORMATEURS
SELFS-REDRESSEURS

RÉGULATEUR AUTOMATIQUE DE TENSION
"STABILISTOR"
(Licence C.F.S. Westinghouse)

AMPLIFICATEURS MAGNÉTIQUES
POUR TOUS USAGES
CONTROLE ET RÉGULATION

BARDON

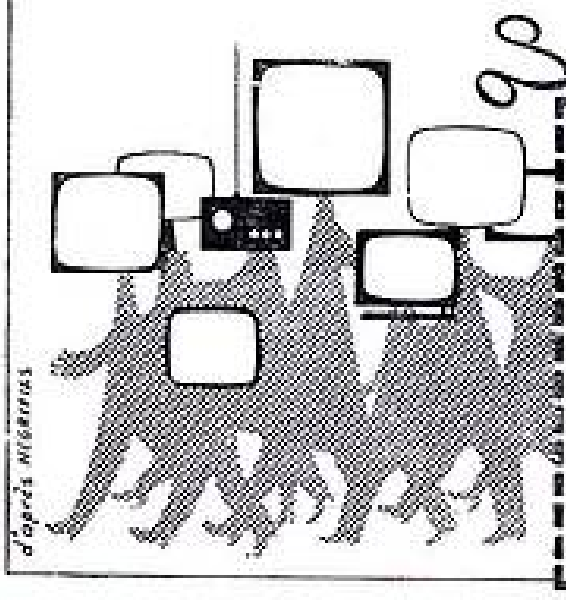
SOCIÉTÉ DE CONSTRUCTION D'APPAREILS BARDON 41, Bd JEAN-JAURÈS, CLICHY, SEINE, PER + 43-10

POUR NOS LECTEURS

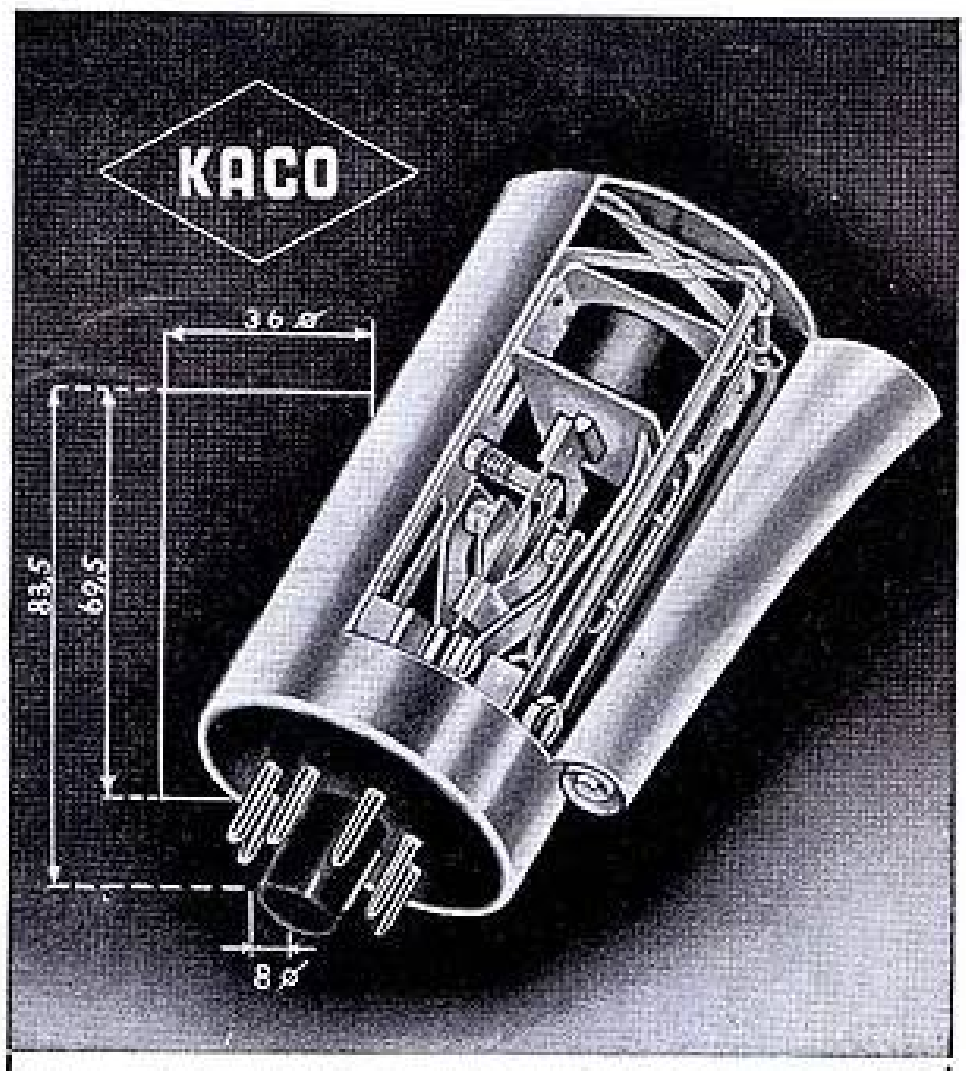
BON de réduction de 50 Frs
sur le prix d'une entrée au

17e SALON DE LA RADIO
ET DE LA TÉLÉVISION

du 2 au 12 Octobre 1954 - Musée des Travaux Publics
Place d'Iéna - Paris.



ce BON
donnant droit
à 50 frs
de réduction
devra
être détaché
et remis
à l'entrée.



Le meilleur **Vibreur** en Europe
fabriqué par
KUPFER ASBEST Co
Rendement et Précision inégalés
Sécurité absolue

Distribué par: **A. JAHNICHEN & Cie**
27, rue de Turin, PARIS-8e — EUR. 59-09

LES LIMITES THÉORIQUES DE LA TRANSMISSION EN CAS DE NIVEAU DE BRUIT ÉLEVÉ, POUR DIFFÉRENTS SYSTÈMES DE MODULATION CONTINUE ET DE MODULATION CODÉE

PAR

F. DE JAGER

Laboratoire de Recherche Philips
N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven - Pays-Bas

A. — Introduction.

Quelle est la puissance minimum nécessaire pour transmettre une communication ? Cette question se pose quand il s'agit d'utiliser un circuit de transmission dans lequel le rapport signal/bruit est peu élevé.

Dans tous les systèmes qui nous permettent d'obtenir une réduction du bruit au moyen d'une augmentation de la largeur de bande passante, il y a une limite pour l'amélioration, limite qu'on ne peut dépasser avec aucune augmentation de la bande passante, quand le niveau du bruit est assez élevé. C'est cette limite d'amélioration qui nous intéresse ici et que nous voulons comparer pour quelques systèmes de modulation continue et de modulation codée. Les quatres systèmes qui seront comparés ici sont :

1° la modulation de fréquence ;

2° la modulation d'impulsions en temps ;

3° la modulation codée (à code binaire) ;

4° la modulation en delta.

Dans le cas où le niveau du bruit dans la voie de transmission est assez élevé, le signal est influencé par le bruit d'une façon tout à fait différente du cas relatif à un niveau de bruit relativement faible. En considérant le bruit à la sortie de la station réceptrice on peut dire qu'il est composé de trois parties. Premièrement on a le bruit de *quantification*, Q_0, dans les systèmes où la modulation est quantifiée. Deuxièmement il y a le bruit *normal*, Q_1, c'est-à-dire le bruit obéissant aux mêmes lois que dans le cas où le niveau du bruit est faible. Troisièmement il y a un bruit *extraordinaire*, Q_2, qui se produit aux moments où la valeur de la tension de bruit est si grande que la démodulation normale est détruite. Dans les systèmes à impulsions, ce sont les moments où les impulsions sont supprimées par le bruit, ou bien où le bruit cause à son tour des impulsions indésirables. Comme les trois sortes de bruit indiquées sont causées par des sources différentes, on peut ajouter les puissances de bruit correspondant à ces trois sources, pour obtenir la puissance du bruit total, Q, à la sortie du récepteur. Alors :

$$Q = Q_0 + Q_1 + Q_2$$

Enfin, une autre influence du bruit de transmission, se présente quand la probabilité d'une perturbation à la démodulation est relativement grande, et résulte alors en une diminution de l'amplitude du signal utile. Quand S est la tension efficace du signal à la sortie du récepteur, en présence du bruit, et S_0 est la valeur de cette tension en l'absence du bruit, on a :

$$S = \mathcal{K} S_0$$

où $\mathcal{K}$ est presque égal à 1 quand le bruit de transmission est peu élevé et $\mathcal{K} = 0$ quand ce bruit est très élevé.

Pour le rapport signal/bruit S/N à la sortie du récepteur on trouve donc, dans un système quelconque

$$\frac{S}{N} = \frac{\mathcal{K} S_0}{\sqrt{Q_0 + Q_1 + Q_2}}$$

Ici Q_0, Q_1 et Q_2 sont respectivement les puissances du bruit de quantification, du bruit normal et du bruit extraordinaire, tandis que $\mathcal{K}$ est un facteur

(1) Conférence faite au « Colloque sur la Théorie et la Technique des Impulsions », Paris, 5-10 oct. 1953. Nous espérons donner un jour dans les Philips Research Reports, la démonstration détaillée des formules employées ici.

donnant l'influence du bruit sur l'amplitude du signal utile. Nous avons calculé la valeur de cette expression en supposant que le bruit de transmission est caractérisé par un bruit thermique et que le signal de modulation est sinusoïdal avec une amplitude maxima.

Considérons maintenant le canal de transmission (fig. 1). Soit « *Em* » l'émetteur, et « *Re* » le récepteur.

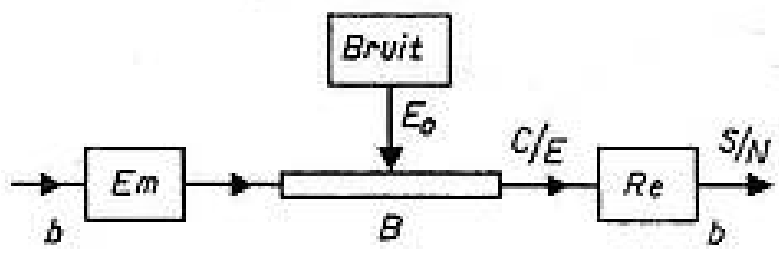


Fig. 1. — Le circuit de transmission :

Em = émetteur.
Re = récepteur.
S = tension d'un signal sinusoïdal à la sortie.
N = tension du bruit à la sortie.
C = tension efficace du signal de transmission.
E_0 = tension efficace du bruit thermique dans une bande passante de la largeur b.
E = tension efficace du bruit à l'entrée du récepteur ($= E_0 \sqrt{k}$).
b = bande passante du signal original.
B = bande passante employée pour la transmission.
k = rapport d'augmentation de la bande passante ($= B/b$).

A la sortie du récepteur on trouve un rapport signal/bruit S/N qui sera, généralement, plus élevé que le rapport signal/bruit C/E à l'entrée du récepteur. Soit b la largeur de bande passante du signal original, et B la bande passante dans le circuit de transmission. Dans ce circuit, on se propose de brancher un générateur de bruit, qui est caractérisé par une tension efficace E_0 dans la bande passante normale, c'est-à-dire dans une bande passante de largeur b.

Ce qui nous intéresse maintenant c'est le rapport S/N qu'on peut obtenir pour une tension efficace C du signal transmis et pour une tension efficace E_0 caractérisant le bruit thermique. Cette valeur E_0 est indépendante de la bande passante utilisée pour la transmission et c'est pour cette raison qu'on préfère exprimer les conditions du bruit dans le circuit de transmission par le rapport C/E_0, au lieu du rapport signal/bruit C/E qu'on trouve à l'entrée du récepteur. Autrement dit : le rapport C/E_0 est le rapport signal/bruit que l'on peut obtenir avec une modulation à bande latérale unique, en utilisant la même puissance pour la transmission du signal et avec les mêmes conditions du bruit dans le circuit de transmission.

Dans tous les systèmes suivants, la proportion dans laquelle la bande passante a été augmentée est exprimée par le paramètre

$$k = \frac{B}{b}$$

B. — Quelques systèmes de modulation.

Pour la *modulation de fréquence* le rapport signal/bruit S/N qu'on trouve à la sortie est donné dans la figure 2, en fonction du rapport signal/bruit C/E_0. Le paramètre n donne l'excursion relative de la fréquence. Les courbes sont tirées d'une publication de M. Stumpers [1]. Elles correspondent bien avec les courbes expérimentales déjà découvertes par M. Crosby [2] en 1937 — les différences étant de l'ordre de 1 à 2 dB.

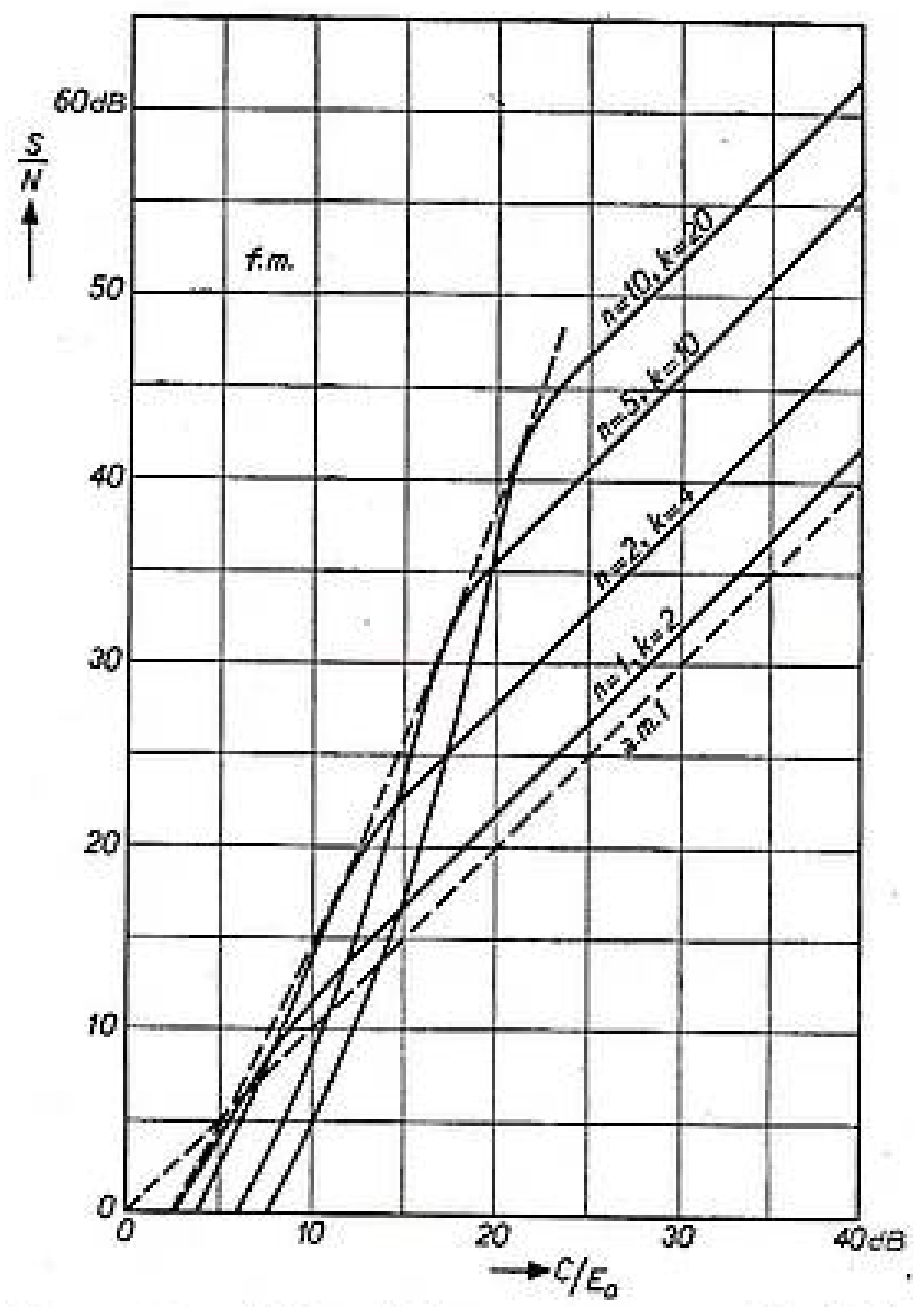


Fig. 2. — La modulation de fréquence avec une excursion relative de fréquence n.

Il faut dire que la bande passante employée est réduite au minimum théorique qu'on doit utiliser pour transmettre une certaine déviation de fréquence, et par conséquent la bande de transmission est au total deux fois la déviation de fréquence maximum. Pour tous les systèmes suivants nous avons supposé de même que la bande passante a été réduite au minimum. Cette idéalisation des systèmes facilite leur comparaison dans la recherche de la puissance minimum théoriquement nécessaire pour transmettre un signal sinusoïdal avec un rapport signal/bruit donné.

Dans la figure 2, la modulation à bande latérale unique se présente comme une droite inclinée à 45 degrés, donnant les mêmes valeurs pour les deux coordonnées. Pour la modulation de fréquence, l'amélioration du rapport S/N est proportionnelle, comme on le sait, à la largeur de bande passante utilisée. Cependant, pour un rapport signal/bruit déjà faible dans le circuit de transmission, on voit qu'il n'est pas possible d'obtenir une telle loi de croissance de ce rapport, parce que toutes les courbes accusent une descente rapide par suite du bruit. Plus la bande est étendue, plus le rapport S/N est

faible dans le cas où le niveau de bruit dans le circuit de transmission est élevé. Cette propriété se rencontre dans tous les systèmes de modulation destinés à améliorer le rapport signal/bruit. On peut l'expliquer, comme l'a fait M. GOLDMAN [3], par une perte de la cohérence du signal à cause du bruit.

Considérons maintenant l'enveloppe des courbes de la figure 2. Elle divise en deux régions le plan des deux coordonnées S/N et C/E_0. Chaque point à droite de cette enveloppe peut être obtenu (avec une bande passante appropriée) mais il est impossible

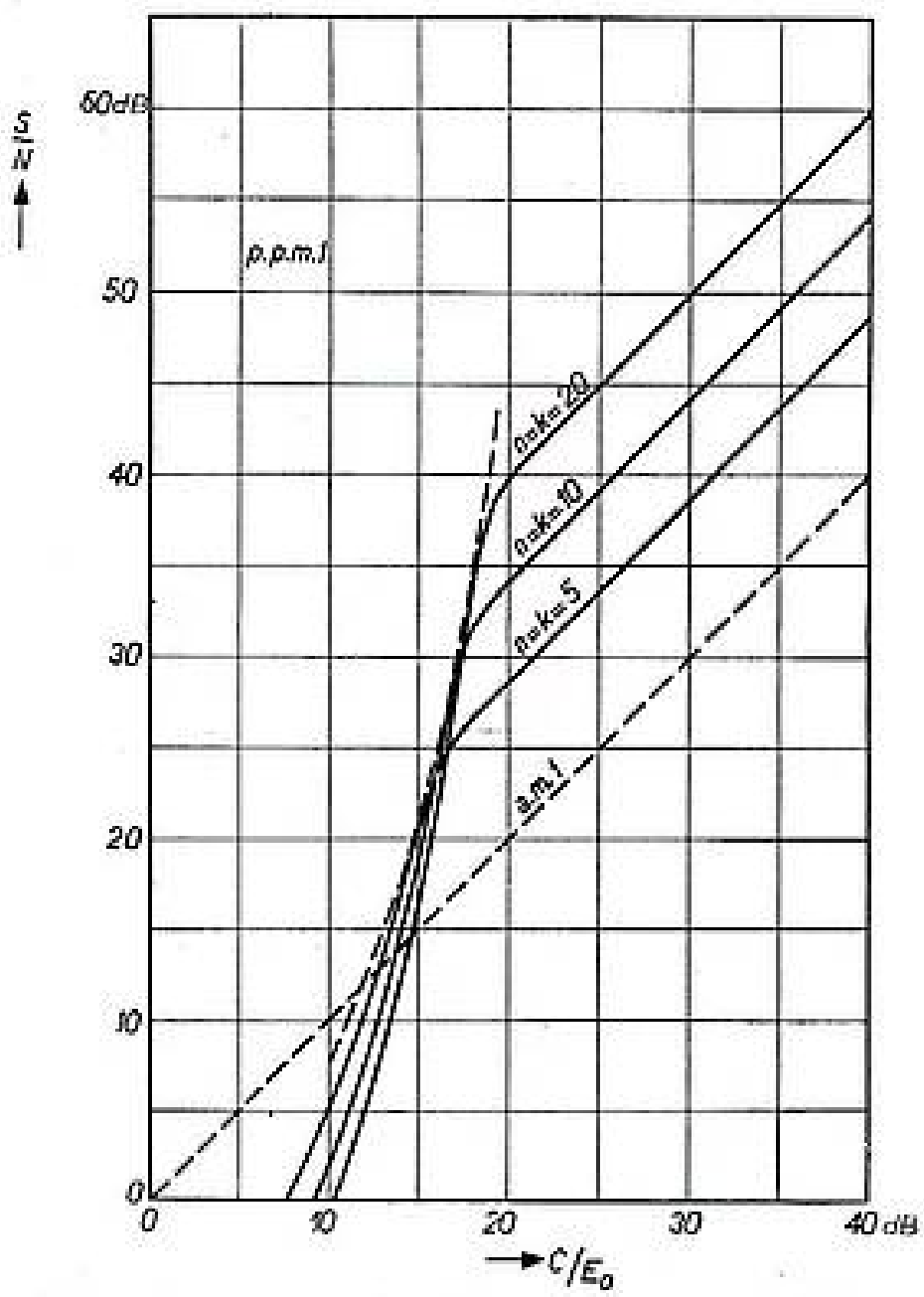


FIG. 3. — La modulation d'impulsions en temps avec une étroitesse relative n des impulsions. Transmission directe des impulsions.

d'obtenir un point situé à gauche de cette enveloppe. Cette enveloppe représente donc une limite du rapport signal/bruit pour le système de modulation en question. Elle détermine la puissance minima nécessaire pour transmettre un signal quand le bruit dans le circuit de transmission est connu et quand le rapport signal/bruit désiré à la sortie est donné.

Dans la figure 3, les courbes donnent le rapport S/N en fonction de C/E_0 pour la *modulation des impulsions en temps*, cela pour un taux de modulation qui s'étend dans tout l'intervalle entre deux impulsions. Le paramètre n est une mesure de l'étroitesse relative des impulsions : n est le rapport entre l'intervalle de temps séparant deux impulsions et l'intervalle de temps pendant lequel la tension d'une impulsion dépasse la moitié de sa valeur maximum. L'indice 1 exprime le fait que les impulsions sont transmises directement, sans être modulées à haute fréquence et, dans ce cas, on a $n = k$. On peut voir que les courbes ressemblent aux courbes précédentes relatives à la modulation de fréquence. Toutefois l'amélioration est plus faible d'environ 2 dB, pour la même augmentation de bande k. Dans le cas où les impulsions sont modulées à haute fréquence (cas que nous rencontrons plus tard) la différence est plus grande et la modulation en impulsions subira une diminution défavorable de 8 dB par rapport à la modulation de fréquence.

La descente rapide du rapport signal/bruit est due à la suppression des impulsions, ou à la production d'impulsions indésirables par suite du bruit. Le nombre de ces impulsions dépend du niveau utilisé pour déceler la présence d'une impulsion. En considérant maintenant les lois de probabilité pour les tensions de bruit thermique, on peut déterminer ce niveau de telle manière que le bruit extraordinaire, causé par les impulsions supprimées et

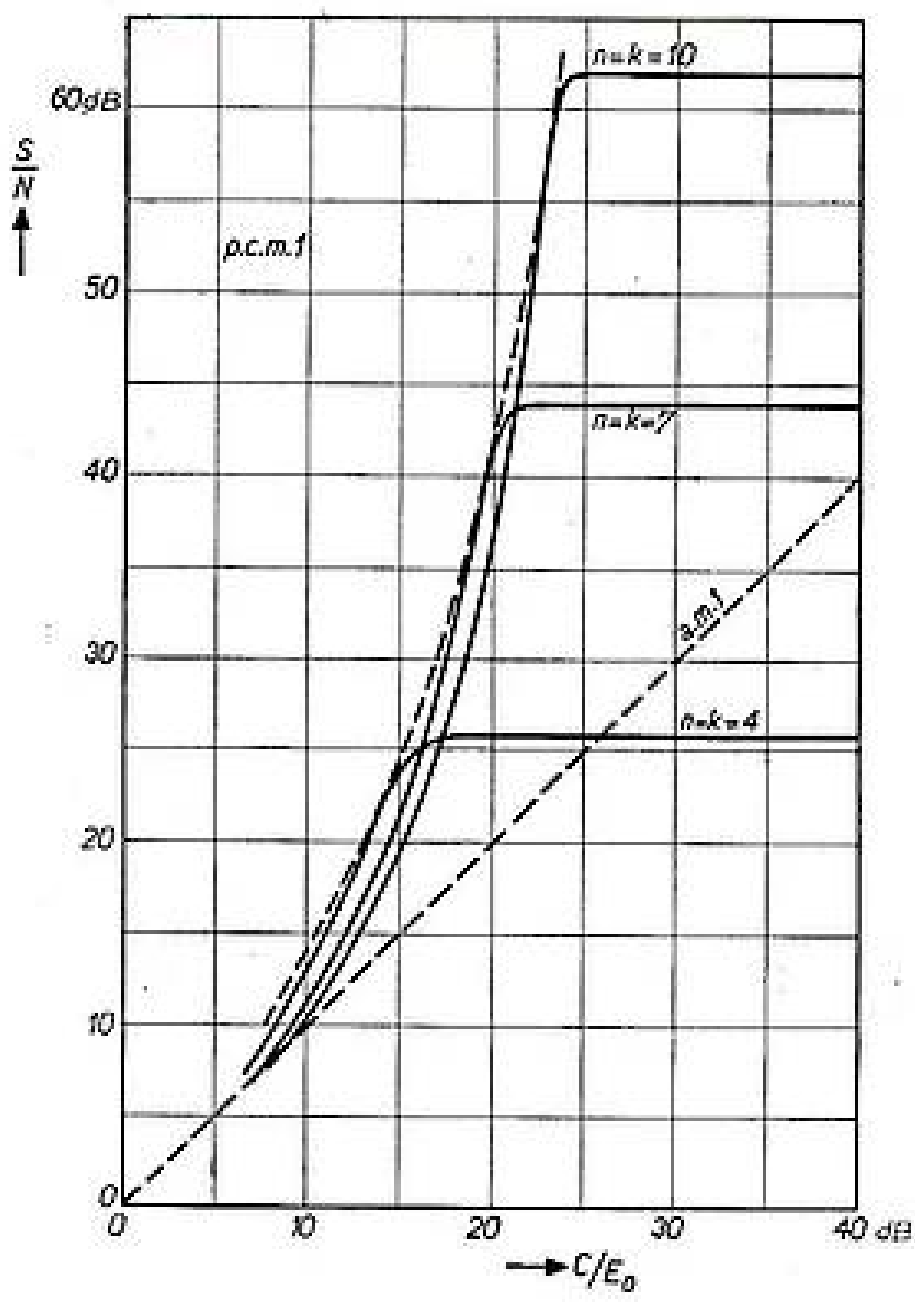


FIG. 4. — La modulation codée à code binaire de n chiffres. Transmission directe des impulsions.

les impulsions indésirables, soit minimum. Nous avons cherché à déterminer de cette manière quelle est la qualité maximum qu'on peut obtenir en cas de bruit thermique.

Les courbes représentant la *modulation à impulsions codées* ont été données dans la figure 4. Ces courbes aboutissent ici à des lignes horizontales, correspondant au bruit de quantification dû à un code binaire à n chiffres ($n = 4, 7, 10$). Ce bruit de quantification est indépendant du bruit de trans-

mission, et est seul obtenu dans le cas d'un rapport signal/bruit de transmission assez grand. Il y a aussi ici une descente rapide, due aux implusions indésirables, quand le bruit de transmission est trop élevé.

Quand les impulsions sont transmises directement,

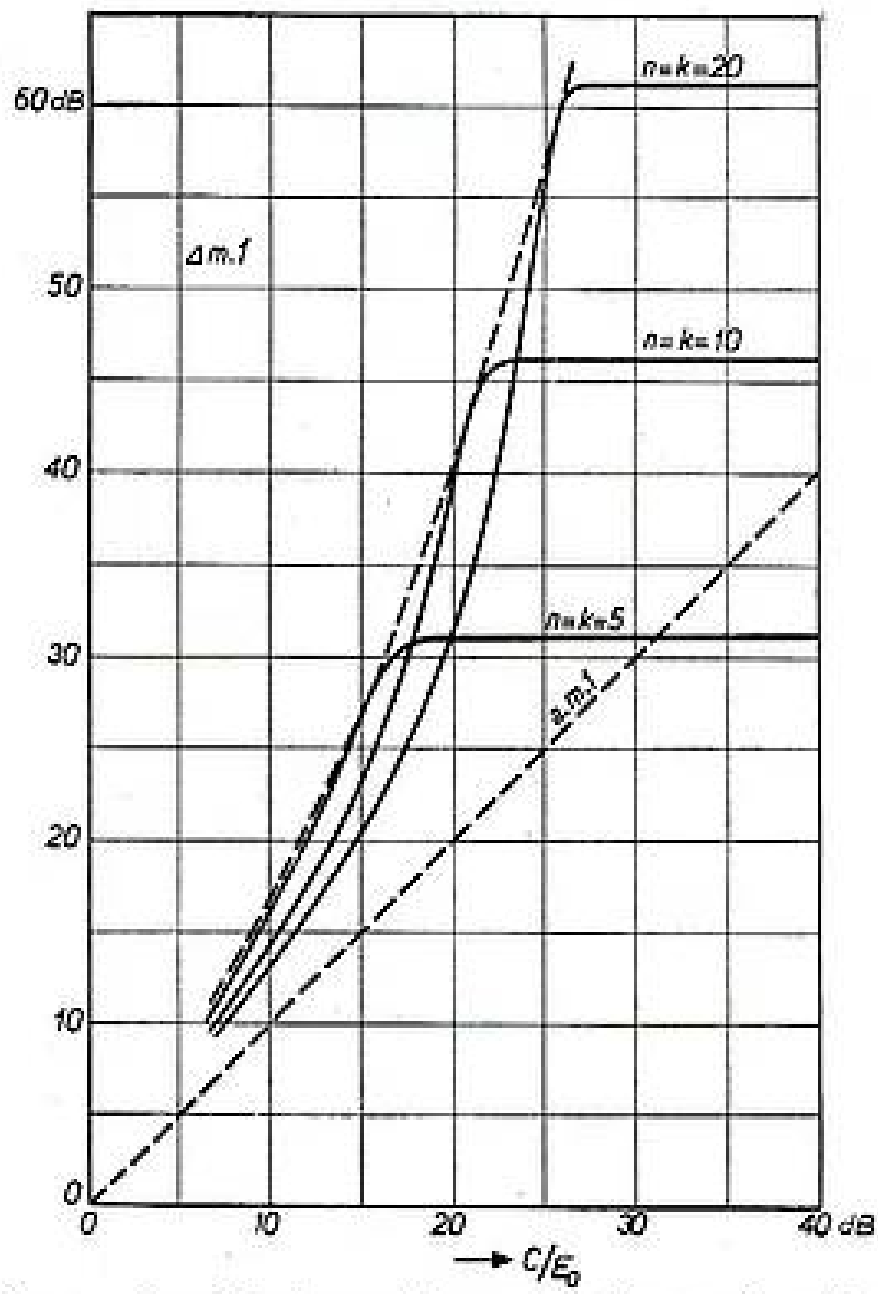


Fig. 5. — La modulation en delta avec une fréquence d'impulsions $= nb$. (Ces courbes sont calculées pour une fréquence de référence de 800 c/s dans la parole et en supposant une fréquence de coupure $b = 3\,500$ c/s). Transmission directe des impulsions.

sans être modulées à haute fréquence, on trouve $n = k$ pour une bande passante minimum. Pour un bruit faible dans le circuit de transmission le rapport S/N est proportionnel à 2^n et, par conséquent, ce rapport croît exponentiellement avec la bande passante appliquée.

Un autre système de modulation codée, la *modulation en delta*, a été présenté dans les courbes de la figure 5. Comme dans le système de modulation codée ci-dessus, le signal transmis consiste en des impulsions de la valeur 1, 0, mais pour obtenir le signal de sortie, on applique directement ces impulsions à un réseau linéaire. L'amélioration du rapport S/N qu'on peut obtenir par un accroissement de la fréquence des impulsions dépend du réseau utilisé dans le circuit de contre-réaction de l'émetteur. Dans le cas simple où ce réseau est un circuit d'intégration, on trouve une amélioration de 9 dB par octave. En utilisant cependant un réseau qui répond à certaines conditions d'atténuation pour les fréquences situées au-dessus de la bande passante du signal, on peut réaliser une amélioration qui se monte à 15 dB par octave [4].

Dans ce système c'est la pente du signal qui est limitée et non pas l'amplitude ; le rapport signal/bruit dépend alors de la fréquence. Pour comparer deux systèmes, respectivement limités en amplitude et en pente du signal, et destinés à la transmission de la parole, on peut appliquer un signal sinusoïdal d'environ 800 c/s [5]. C'est pour cette raison que nous avons calculé le rapport S/N pour une fréquence de 800 c/s en disposant à la sortie du récepteur un filtre passe-bas de largeur de bande $b = 3\,500$ c/s. Si n est le rapport $f_i/2\,b$, f_i étant la fréquence des impulsions, on trouve $n = k$ dans le cas où les impulsions sont transmises directement sans être modulées.

Le résultat est donné dans la figure 5. En comparant avec la modulation codée, on voit que la largeur

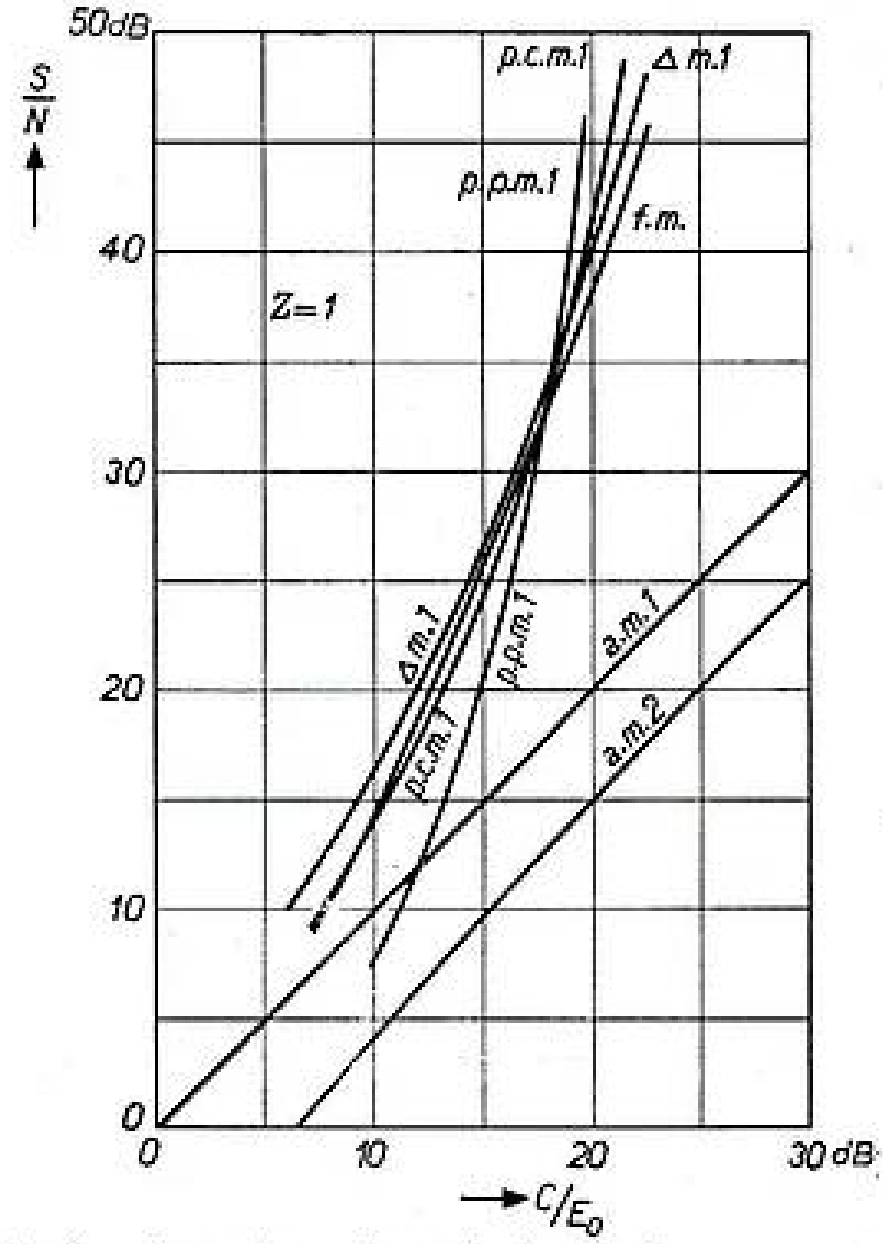


Fig. 6. — Les enveloppes des courbes dans les figures 2, 3, 4 et 5.
a.m. 1 = modulation à bande latérale unique
a.m. 2 = modulation d'amplitude avec deux bandes latérales.

de bande passante est un peu plus haute ici, c'est-à-dire que pour une qualité de 30 dB environ la bande utilisée est plus ou moins égale, mais pour une qualité de 60 dB la bande nécessaire est à peu près doublée.

C. — L'amélioration maximum du rapport S/N dans le cas d'un bruit important.

Nous pouvons faire maintenant une comparaison entre les quatre systèmes précédents, spécialement en considérant leurs limites. Dans la figure 6 se trouvent les enveloppes de ces familles de courbes. Il est intéressant d'observer que les différences entre ces systèmes sont relativement petites, spécialement

dans la région de 25 jusqu'à 40 dB, où le rapport signal/bruit de transmission doit être compris entre 15 et 20 dB afin d'obtenir la qualité indiquée. En comparant avec les systèmes de modulation continue on peut remarquer qu'un codage du signal ne réussit pas à diminuer la puissance minima nécessaire à la transmission (du moins quand une seule section sépare l'émetteur du récepteur).

La courbe « *a.m.* 1 » dans cette figure représente la modulation à bande latérale unique, qui donne des valeurs égales pour les deux coordonnées, et la courbe « *a.m.* 2 » représente la modulation d'amplitude normale, avec deux bandes latérales. Cette dernière courbe est de 4,8 dB plus basse que la précédente, sauf dans la région où le bruit de transmission est déjà très élevé. (Dans cette région nous avons fait usage des calculs de M. FONTANELLAZ [6], concernant le fonctionnement d'un détecteur linéaire qui est influencé par le bruit).

Les courbes de la figure 6 nous permettent de construire une fonction donnant la puissance minimum nécessaire pour transmettre un signal sinusoïdal avec le rapport signal/bruit S/N. Cette courbe a été donnée dans la figure 7. P_1 est la puissance nécessaire pour la transmission, P_b est la puissance de bruit comprise dans une bande égale à la bande du signal original. La courbe dessinée est une courbe moyenne, c'est-à-dire pour les quatre systèmes qui sont examinés ici, la différence n'est individuellement que ± 10 % à la moitié de cette courbe et ± 30 % aux extrémités. Il faut dire que cette puissance minimum ne peut être obtenue que lorsque la bande employée dans le circuit de transmission a été choisie à sa valeur optimum, parce que cette courbe a été trouvée au moyen des enveloppes des courbes normales.

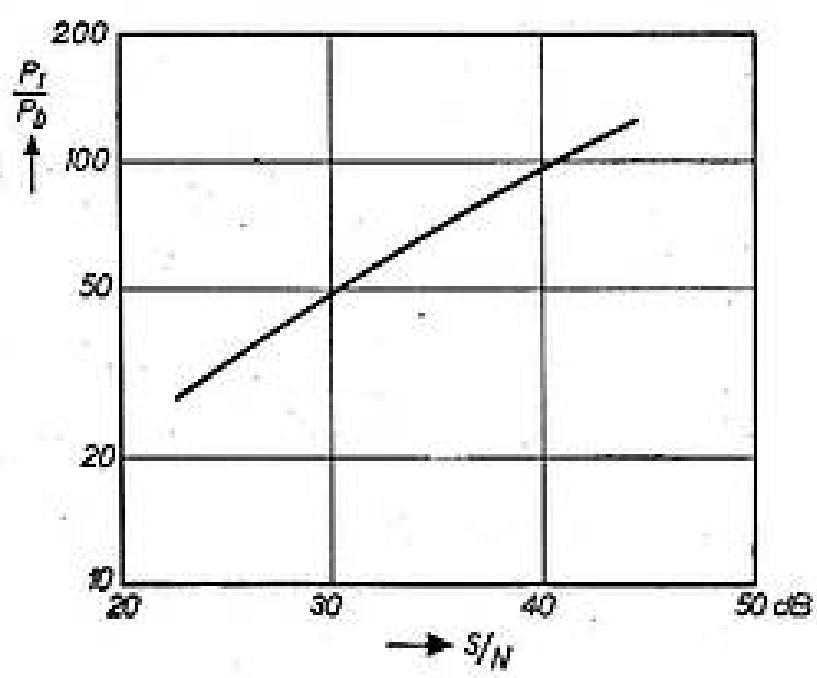


FIG. 7. — Le rapport entre la puissance minima P_1 qui est nécessaire pour obtenir une qualité S/N, et la puissance du bruit P_b dans une bande passante de largeur b. Pour les quatre systèmes : modulation de fréquence, modulation des impulsions en temps, modulation codée et modulation en delta. Transmission directe des impulsions.

Afin d'obtenir une qualité de 30 dB par une des méthodes de modulation précédentes, la puissance employée pour la transmission doit être 50 fois plus grande que le bruit de fond dans la bande normale. Pour obtenir une qualité de 40 dB, il nous faut une puissance qui soit au moins 100 fois la puissance de ce bruit. Cela veut dire que, pour transmettre un signal de 30 ou 40 dB, les conditions de bruit dans le circuit de transmission doivent être telles que la transmission à bande latérale unique aboutirait, en employant la même puissance pour la transmission, à un rapport signal/bruit de 17 ou 20 dB au moins. (Le rapport signal/bruit à l'entrée du récepteur est alors 10 log k dB plus bas, si k exprime le rapport dans lequel la bande passante a été augmentée). Il est supposé ici que la bande passante employée a été choisie optimum et que le bruit de transmission est un bruit thermique.

D. — L'INFLUENCE DU BRUIT DANS UNE CHAINE DE SECTIONS.

Supposons maintenant que le nombre des sections Z entre l'émetteur et le récepteur n'est pas égal à 1, comme dans les cas précédents, mais plus élevé, 50 par exemple. Si nous supposons toutes les sections identiques et que, de nouveau, le rapport signal/bruit dans une section séparée soit indiqué

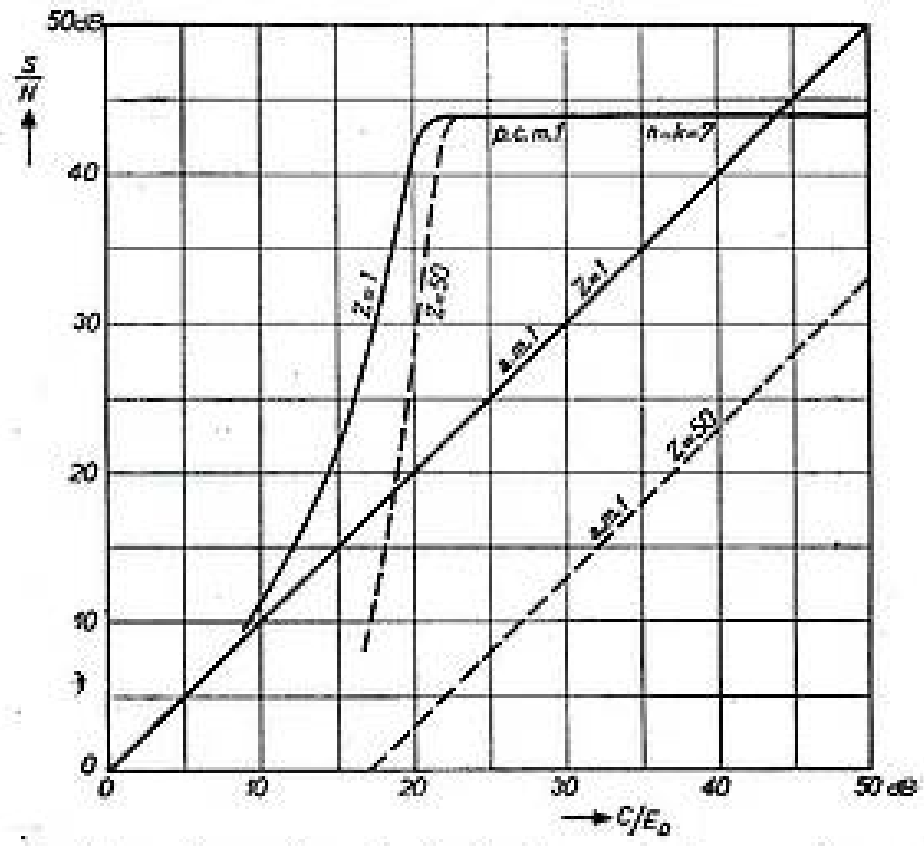


FIG. 8. — Comparaison des circuits de transmission respectivement avec une seule section et avec 50 sections entre l'émetteur et le récepteur. Comparaison entre la modulation codée ($n = 7$) et la modulation à bande latérale unique.

par C/E_0, nous trouverons une puissance du bruit au bout de la dernière section, égale à 50 fois la puissance du bruit à la sortie de la première section. Cela veut dire que pour tous les systèmes à modulation continue, comme par exemple la modulation de fréquence et la modulation d'amplitude, les courbes qui donnent S/N comme fonction de C/E_0 sont déplacées à droite sur un intervalle de 17 dB. Dans les systèmes de modulation codée, cependant, il est possible de régénérer les impulsions au bout de chaque section, et de réduire de cette manière le nombre des impulsions indésirables qui se trouveraient autrement à la sortie de la dernière section. Cette condition est présentée dans la figure 8 pour la modulation codée (en 7 chiffres binaires). Pour 50 sections il y a un déplacement d'environ 2 ou 3 dB, qui est causé par une augmentation de probabilité des impulsions indésirables, mais ce déplacement est notablement plus faible que pour la modulation

à bande latérale unique. De la même manière, on peut construire des courbes correspondant à d'autres valeurs de la bande utilisée et l'enveloppe de ces courbes donne de nouveau la limite théorique pour

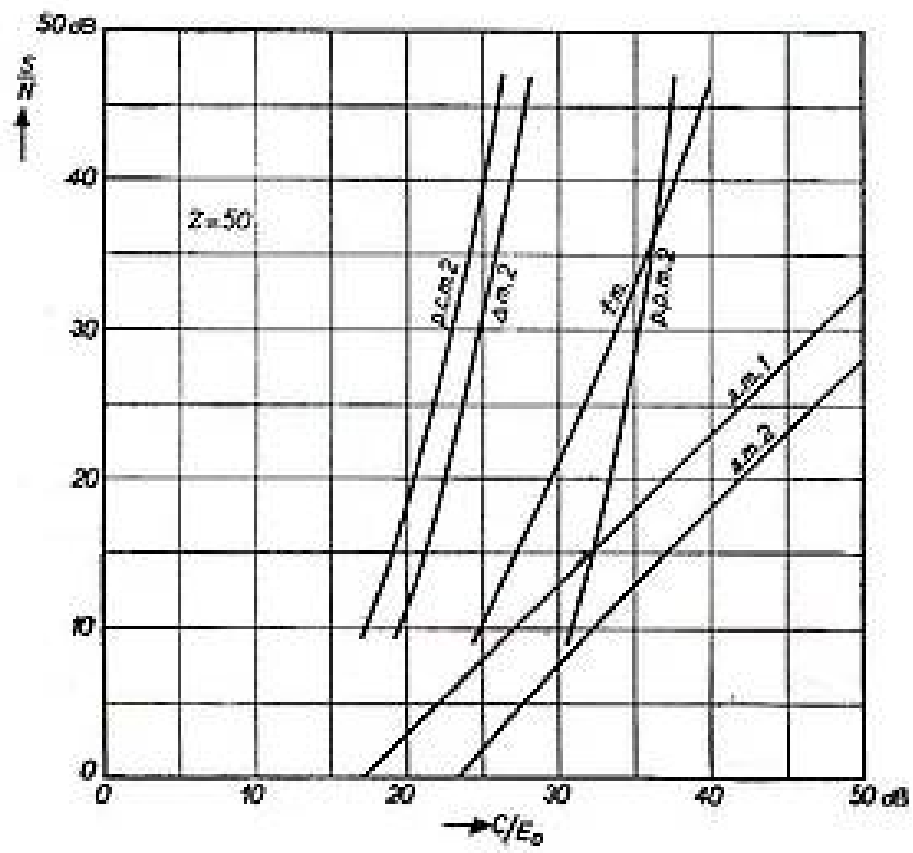


Fig. 9. — Les limites théoriques pour la transmission avec une chaîne de 50 sections entre l'émetteur et le récepteur. Transmission directe des impulsions.

le système en question. Le résultat de ce procédé pour les systèmes différents a été présenté dans la figure 9, pour une chaîne de 50 sections. C'est maintenant la modulation codée qui permet de réaliser une qualité déterminée avec la puissance la plus faible. Pour obtenir une qualité de 50 dB par exemple, il nous faut un rapport C/E_0 qui se monte à :

23 dB pour la modulation codée (à code binaire),

25 dB pour la modulation en delta,

37 dB pour la modulation des impulsions en temps,

41 dB pour la modulation de fréquence,

67 dB pour la modulation à bande latérale unique,

72 dB pour la modulation d'amplitude avec 2 bandes latérales.

La différence d'environ 2 dB dans la puissance minimum pour la modulation codée et la modulation en delta est causée par la bande plus large qui doit être utilisée dans ce dernier cas. Il faut dire, cependant, que les valeurs avantageuses qui sont représentées ici pour les systèmes de modulation codée se rencontrent seulement si les situations dans les sections différentes sont plus ou moins semblables. (Un accroissement de bruit dans une des sections du circuit affecte de façon relativement faible le niveau du bruit à la sortie quand il s'agit d'une des méthodes de modulation continue, mais peut influencer désastreusement le nombre des impulsions indésirables dans un système à modulation codée. Dans les systèmes de modulation codée, on doit alors assurer une marge du rapport C/E_0 suffisante pour compenser des excès de bruit).

E. — Les systèmes a impulsions avec modulation a haute fréquence.

Sur les câbles hertziens les impulsions sont transmises, en cas normal, par une modulation d'amplitude. Comme la bande passante est alors doublée, on trouve $k = 2\,n$ pour la modulation d'impulsions en temps et pour les systèmes de modulation codée. L'influence du bruit a changé quelque peu, parce que la distribution des tensions de bruit est ici différente suivant qu'une impulsion est présente ou absente. Aussi, le niveau le plus avantageux pour déceler la présence d'une impulsion, tel que le nombre des impulsions indésirables soit minimum, a-t-il quelque peu changé. (Pour les lois de proba-

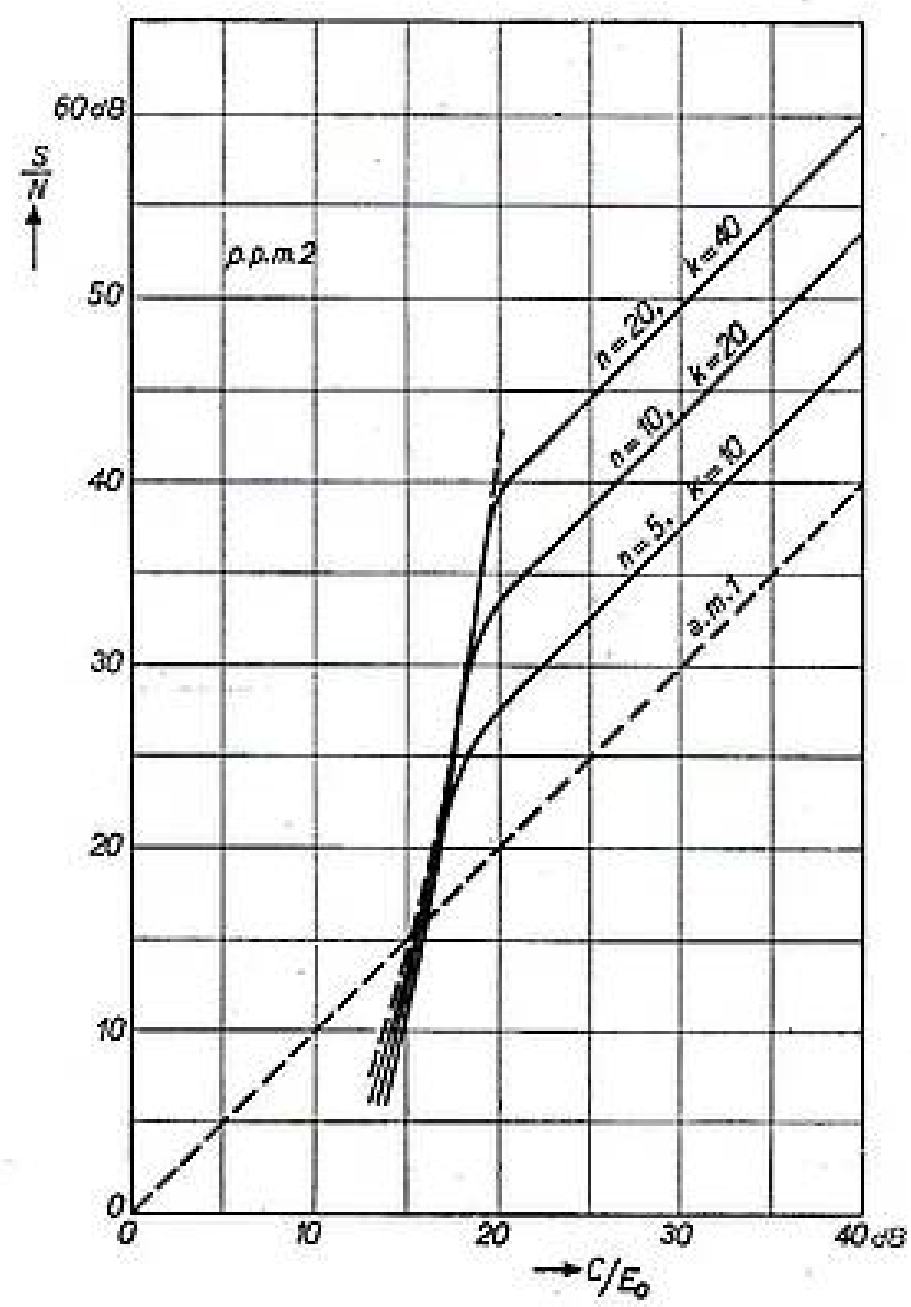


Fig. 10. — La modulation d'impulsions en temps quand les impulsions sont transmises par modulation d'amplitude d'une onde porteuse.

bilités nous sommes partis des calculs de M. Kettel [7]. De façon générale le rapport C/E_0 doit être ici un peu plus grand que dans les systèmes précédents, parce qu'il y a toujours une partie du signal transmis qui ne comporte aucune information. (Une modulation des impulsions à bande latérale unique serait plus avantageuse, mais l'invariabilité de phase qui est nécessaire en ce cas est généralement trop compliquée. Les courbes donnant S/N en ce cas correspondent tout à fait aux courbes précédentes concernant la transmission directe des impulsions).

Pour la *modulation d'impulsions en temps*, avec modulation d'une onde porteuse, le rapport S/N

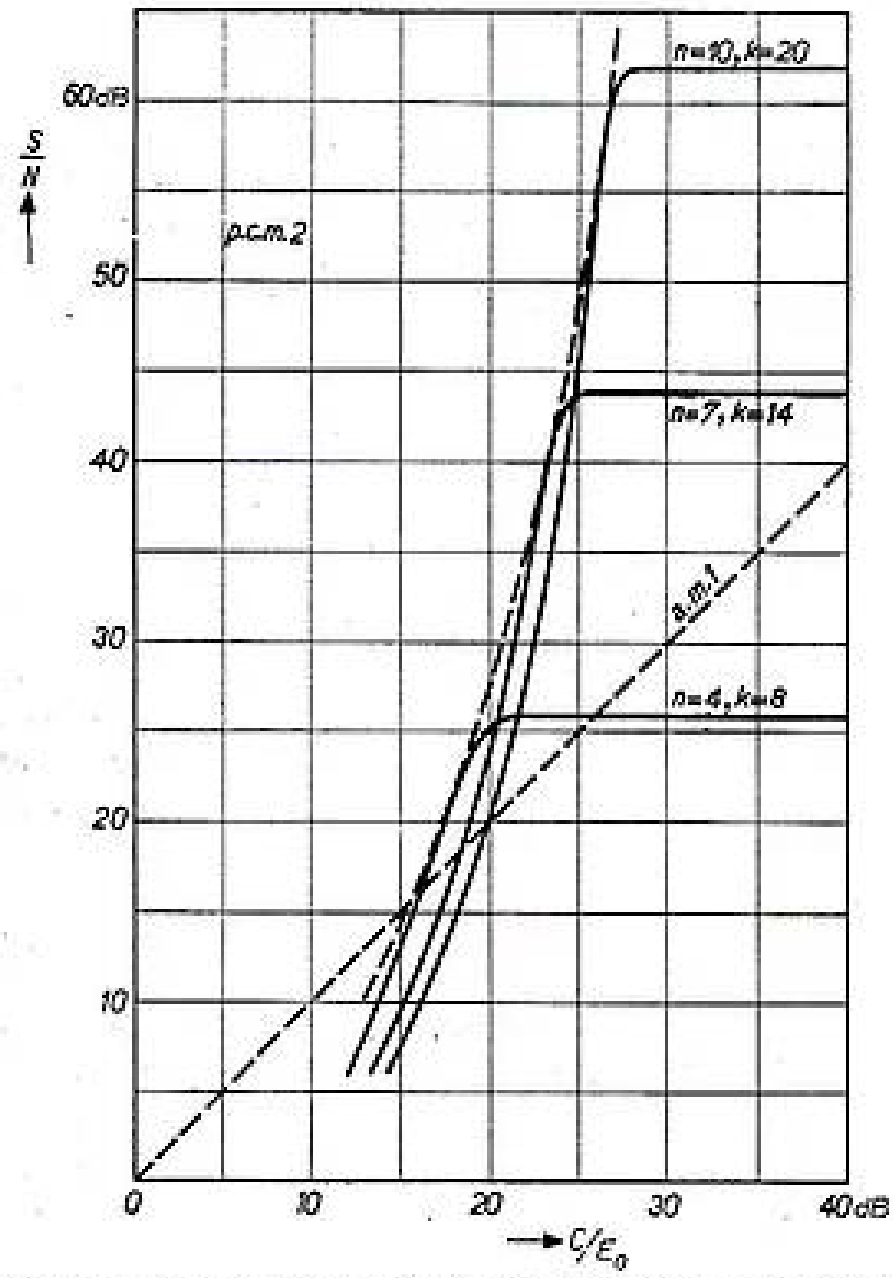


Fig. 11. — La modulation codée (à code binaire) avec modulation des impulsions à onde porteuse.

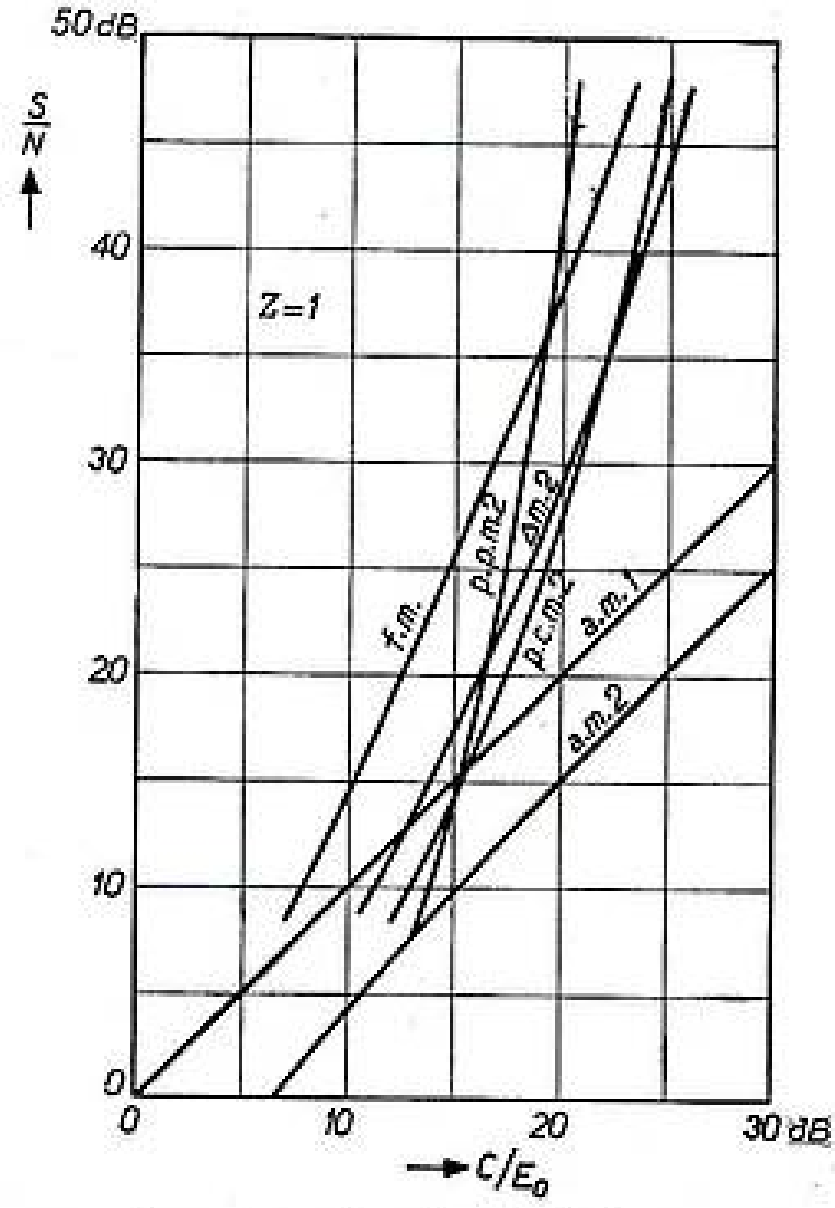


Fig. 13. — Les enveloppes des courbes dans les figures 2, 10, 11, 12, donnant les limites théoriques pour la transmission, avec modulation des impulsions à onde porteuse.

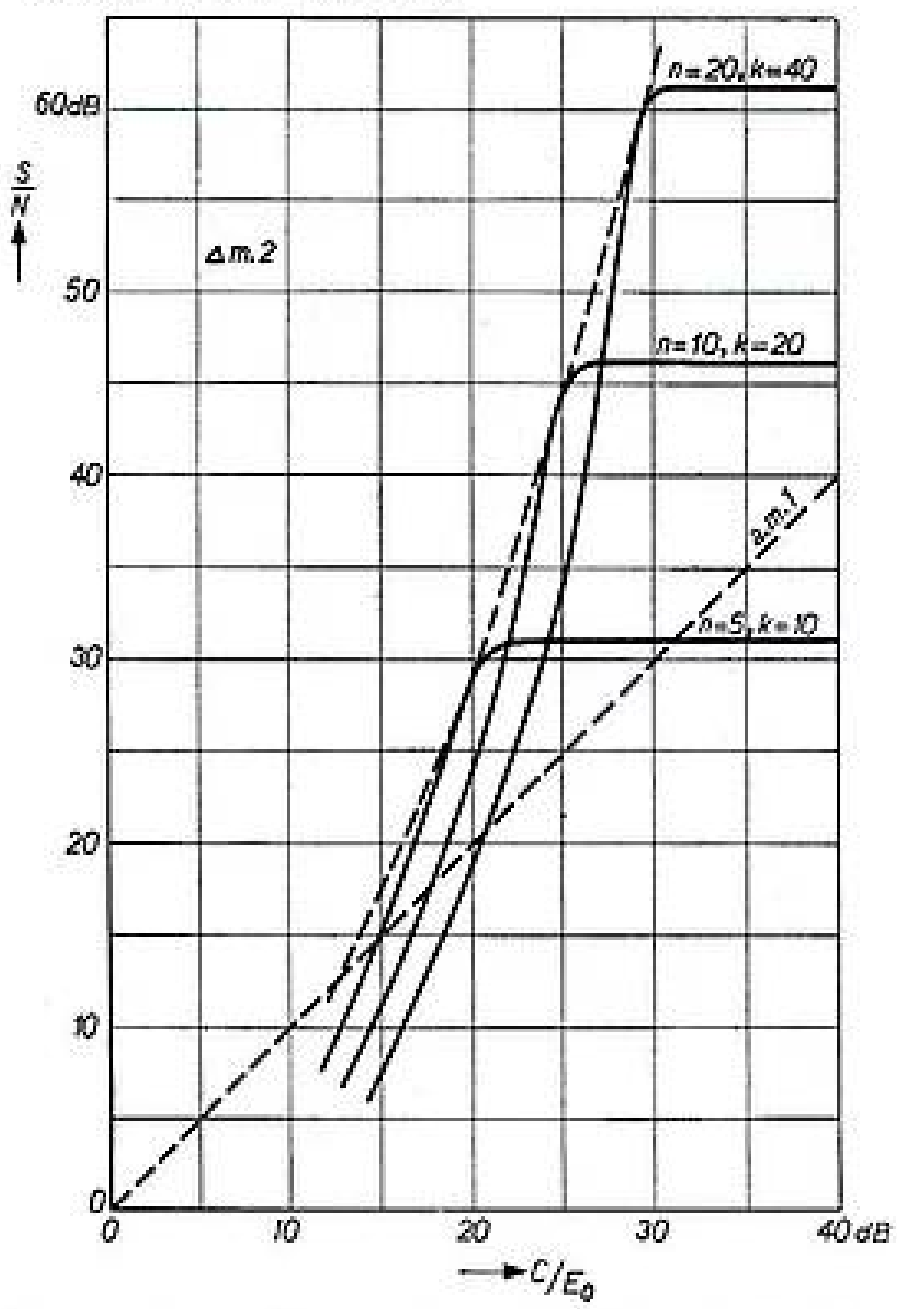


Fig. 12. — La modulation en delta avec modulation des impulsions à onde porteuse.

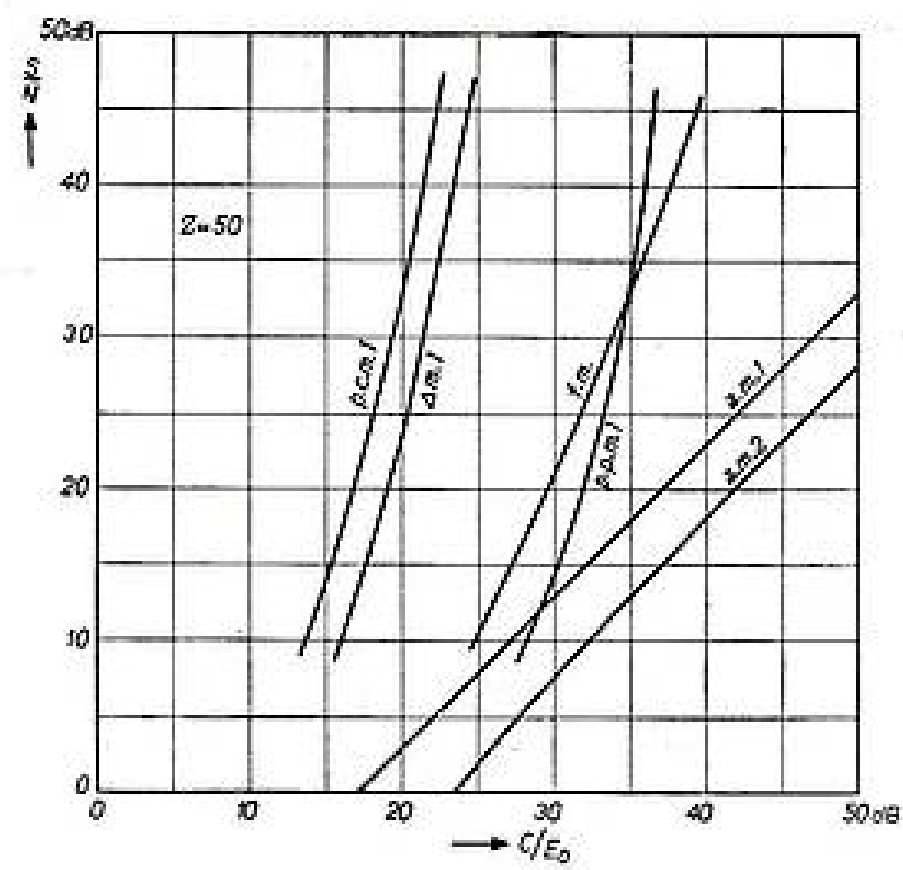


Fig. 14. — Les limites théoriques pour la transmission avec une chaîne de 50 sections entre l'émetteur et le récepteur. Modulation des impulsions à onde porteuse.

comme fonction du rapport C/E_0 a été donné dans la figure 10. Le paramètre k exprime, de nouveau, le rapport dans laquelle la bande passante a été augmentée en comparant avec une modulation du

signal original à bande latérale unique. De la même manière, la *modulation codée* (à code binaire) et la *modulation en delta* (pour une fréquence de référence de 800 c/s) ont été représentées sur les figures 11 et 12, en supposant une modulation à haute fréquence pour les impulsions (la définition du paramètre « n » étant la même que dans les cas précédents). Les enveloppes de ces courbes sont représentées par la figure 13, ainsi que celles de la modulation de fréquence et la modulation d'amplitude (La modulation des impulsions avec deux bandes latérales est exprimée maintenant par l'indice « 2 »). La différence entre ces courbes est un peu plus grande ici que dans la figure 6 et se monte à environ 4 dB. Maintenant ce sont la modulation de fréquence et la modulation d'impulsions en temps qui nous permettent de transmettre le signal avec la puissance la plus réduite.

On peut aussi considérer la situation d'une chaîne de 50 sections dans le circuit de transmission. En ce cas les limites théoriques pour le rapport C/E_0 sont représentées dans la figure 14. Ces courbes ressemblent beaucoup aux courbes de la figure 9 que l'on a trouvées pour une transmission directe des impulsions. Les puissances minima qu'on doit utiliser pour obtenir une qualité de 30 à 50 dB sont maintenant d'environ 11 dB plus faibles dans les systèmes de modulation codée que dans les systèmes à modulation continue, chiffre à comparer à l'avantage de 14 dB que l'on a trouvé dans le cas précédent.

F. — Conclusion.

La puissance minimum nécessaire pour transmettre un signal sinusoïdal avec un rapport signal/bruit de 30 à 40 dB est plus ou moins égale pour la modulation de fréquence, la modulation des impulsions à temps, la modulation codée et la modulation en delta. Ce résultat s'applique quand la bande passante a été choisie optimum, quand une seule section sépare l'émetteur du récepteur, quand les impulsions sont transmises sans être modulées et quand le bruit de transmission présente les caractéristiques d'un bruit thermique. Pour réaliser le rapport signal/bruit indiqué ci-dessus, il est nécessaire que le niveau du bruit dans le circuit de transmission permette d'obtenir au moins un rapport signal/bruit de 17 à 20 dB en modulation à bande latérale unique, en utilisant la même puissance pour la transmission. Quand les impulsions sont modulées à haute fréquence la puissance minimum doit être plus élevée de quelques dB.

Quand la voie de transmission comprend plusieurs sections, la puissance nécessaire par section doit être augmentée considérablement dans les systèmes de modulation continue, mais une augmentation de quelques décibels est suffisante dans les systèmes à modulation codée (en supposant que les niveaux du bruit dans les différentes sections soient plus ou moins semblables).

RÉFÉRENCES

[1] F. L. H. M. Stumpers : Theory of Frequency-Modulation Noise. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 36, 1081-1092, 1948.

[2] M. G. Crosby : Frequency Modulation Noise Characteristics. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 25, 472-514, 1937.

[3] S. Goldman : Some fundamental considerations concerning noise reduction and range in radar and communication. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 36, 584-594, 1948.

[4] F. de Jager : Deltamodulation - a method of P. C. M. transmission using the 1-unit code. cf. Willis Jackson : Communication Theory (Symposium London 1952). *Butterworths Scient. Publ.*, London.

[5] F. de Jager : Appendix of « Deltamodulation etc. ». *Philips Res. Reports*, 7, 442-466, 1952.

[6] G. Fontanellaz : Der Empfang kleiner amplitudenmodulierter Signale bei linearer Gleichrichtung. *Techn. Mitteilungen P. T. T.*, Bern, 31, 177-181, 1953.

[7] E. Kettel : Der Störabstand bei der Nachrichtenübertragung durch Codemodulation. *Arch. Elektr. Uebertrag.*, 3, 161-164, 1949.

SPECTRE MOYEN D'UNE SUITE D'IMPULSIONS EN PRINCIPE PÉRIODIQUES ET IDENTIQUES, MAIS DÉPLACÉES ET DÉFORMÉES ALÉATOIREMENT

PAR

R. FORTET

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris
Ingénieur-Conseil au Laboratoire Central de Télécommunications.

1. — Position du problème.

Soit I une impulsion, émise à l'instant $\mathfrak{T}$, et représentée par une fonction (réelle) $J(t)$ du temps t $(-\infty < t < +\infty)$; nous dirons que la fonction du temps $\mathcal{J}(t) = J(\mathfrak{T} + t)$ est la *forme* de l'impulsion (instant d'émission ramené à 0) ; notons que pour une impulsion véritable, la forme $\mathcal{J}(t)$ doit satisfaire à :

$$\mathcal{J}(t) = 0 \text{ pour } t < 0 \qquad (1.1)$$

si nous définissons l'instant d'émission comme le début de l'impulsion ; mais la restriction (1.1) ne joue pas le rôle essentiel dans les calculs suivants et, sauf avis contraire, nous n'en tiendrons pas compte. Soit alors le signal $S(t)$ constitué par une suite indéfinie d'impulsions I_n $(n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots)$, I_n, de forme $\mathcal{J}_n(t)$, étant émise à l'instant $\mathfrak{T}_n$, de sorte que I_n est représentée par :

$$J_n = \mathcal{J}_n(t - \mathfrak{T}_n)$$

et que :

$$S(t) = \sum_n \mathcal{J}_n(t - \mathfrak{T}_n)$$

Si les $\mathfrak{T}_n$ sont des nombres déterminés, et si les $\mathcal{J}_n(t)$ sont des formes déterminées, $S(t)$ n'est pas aléatoire ; mais il le devient si les $\mathfrak{T}_n$ et les fonctions $\mathcal{J}_n(t)$ sont aléatoires. C'est ce qui se produit si l'émission, périodique de période T, d'impulsions toutes de même forme $\mathcal{J}(t)$ se trouve troublée aléatoirement.

Sans nous limiter dès maintenant à ce cas important, mais pour en préparer l'étude, nous poserons :

$$\mathfrak{T}_n = n\,T + T_n\,,$$

où T est une constante > 0 quelconque et où T_n est une variable aléatoire, et nous supposerons que les *éléments aléatoires* :

$$X_n = [T_n, \mathcal{J}_n(t)] \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots)$$

sont mutuellement indépendants et de même loi de probabilité.

Les causes aléatoires du trouble, à un instant t et à un instant $(t + h)$, ont entre elles une corrélation qui, en général, décroît très vite lorsque $|h|$ augmente, et est négligeable à partir d'une valeur α de $|h|$: notre hypothèse que, si $n' \neq n''$, les éléments aléatoires $X_{n'} = [T_{n'}, \mathcal{J}_{n'}(t)]$ et $X_{n''} = [T_{n''}, \mathcal{J}_{n''}(t)]$ sont indépendants, c'est-à-dire sans corrélation, signifie donc que T est au moins égal à α.

Remarque : Avec d'autres hypothèses, la technique mathématique à employer pourrait être très différente de celle qui va suivre ; si par exemple, comme le suppose J. Oswald dans une partie de sa conférence, les $\mathfrak{T}_n$ ont une répartition de Poisson, le problème relève de la théorie des « fonctions aléatoires dérivées d'un processus de Poisson », théorie aujourd'hui classique en Calcul des Probabilités (Voir bibliographie, [2]).

2. — Détermination du spectre d'énergie moyen de S (t).

Nous allons déterminer le spectre d'énergie *moyen* de $S(t)$. Soit $\mathcal{F}_n(\omega)$ la transformée de Fourier de $\mathcal{J}_n(t)$; $\mathcal{F}_n(\omega)$ est aléatoire puisque $\mathcal{J}_n(t)$ l'est ; posons :

$$V_n = e^{i\omega T_n}\,\mathcal{F}_n(\omega)$$

$$G(\omega) = E(|V_n|^2) = E(|\mathcal{F}_n(\omega)|^2)\ (^1) \qquad (2.1)$$

$$H(\omega) = E(V_n) = E\,[e^{i\omega T_n}\,\mathcal{F}_n(\omega)] \qquad (2.2)$$

Les variables aléatoires V_n étant de même loi de probabilité, $G(\omega)$ et $H(\omega)$ ne dépendent pas de n.

(1) Le symbole E (x) représente l'espérance mathématique de la variable aléatoire x.

La transformée de Fourier de $J_n(t)$ est $e^{i\omega nT} V_n$, de sorte que la transformée de Fourier de la somme des $(2N+1)$ impulsions $I_{-N}, I_{-N+1}, I_{-N+2}, \ldots, I_0, I_1, \ldots, I_{N-1}, I_N$ est

$$\Phi_N(\omega) = \sum_{n=-N}^{N} e^{in\omega T} V_n$$

De sorte que pour cette même somme, le spectre d'énergie moyen, par impulsion et au sens du Calcul des Probabilités, a pour densité de répartition :

$$f_N(\omega) = \frac{E(/\Phi_N(\omega)/^2)}{2N+1} \qquad (2.3)$$

Or :

$$/\Phi_N(\omega)/^2 = \Phi_N(\omega)\Phi^*_N(\omega) = \sum_{j=-N}^{N} /V_N/^2 + \sum_{j,K=-N}^{N} e^{i\omega(j-K)T} V_j V^*_K$$

$$E\left(\sum_{j=-N}^{N} /V_n/^2\right) = (2N+1)\, G(\omega) \qquad (2.4)$$

$$\sum_{j,K=-N}^{N} e^{i\omega(j-K)T} V_j . V^*_K = \sum_{\alpha \neq 0} e^{i\omega\alpha T} \left(\sum_{j=j_1}^{j_2} V_j . V_j^* + \alpha\right)$$

où

$$j_1 = -N + \frac{1-(-1)^\alpha}{2}\alpha, \quad j_2 = N - \frac{1+(-1)^\alpha}{2}\alpha$$

Comme V_j et $V_j^* + \alpha$ $(\alpha \neq 0)$ sont deux variables aléatoires indépendantes, nous en déduisons :

$$E\left(\sum_{j,K=-N}^{N} e^{i\omega(j-K)T} V_j . V^*_K\right) = \left[\sum_{\alpha=0} e^{i\alpha\omega T}(j_2 - j_1)\right] /H(\omega)/^2 \qquad (2.5)$$

Or considérons l'expression :

$$\mathcal{V}_N(\omega) = \sum_{s=-N}^{N} e^{is\omega T}$$

et calculons :

$$/\mathcal{V}_N(\omega)/^2 = \mathcal{V}_N(\omega).\, \mathcal{V}_N^*(\omega) ;$$

nous trouvons immédiatement que :

$$/V_N(\omega)/^2 = (2N+1) \times \sum_{\alpha=0} e^{i\alpha\omega T}(j_2 - j_1)$$

D'ailleurs :

$$\mathcal{V}_N(\omega) = \frac{\sin\left[\left(N+\frac{1}{2}\right)\omega T\right]}{\sin\frac{\omega}{2}T}$$

De sorte que le second membre de (2.5) peut s'écrire :

$$\left[\left(\frac{\sin\left[\left(N+\frac{1}{2}\right)\omega T\right]}{\sin\frac{\omega}{2}T}\right)^2 - (2N+1)\right] /H(\omega)/^2$$

et finalement :

$$f_N(\omega) = G(\omega) - /H(\omega)/^2 + \frac{/H(\omega)/^2}{2N+1}\left(\frac{\sin\left[\left(N+\frac{1}{2}\right)\omega T\right]}{\sin\frac{\omega}{2}T}\right)^2 \qquad (2.6)$$

Soit : $F_N(\omega)$ la fonction de répartition de densité $f_N(\omega)$ c'est-à-dire que :

$$d\,F_N(\omega) = f_N(\omega)\,.\,d\,\omega$$

Posons :

$$f(\omega) = G(\omega) - /H(\omega)/^2 = E(/V_N - E(V_N)/^2) \qquad (2.7)$$

soit $F_c(\omega)$ la fonction de répartition de densité $f(\omega)$, c'est-à-dire que $d\,F_c(\omega) = f(\omega)\,d\omega$.

Rappelons que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2}\, d\,x = \pi \qquad (2.8)$$

K étant un entier quelconque $(K = 0\,.\,\pm 1 \pm 2 \ldots)$, nous voyons facilement compte tenu de (2.8) et pourvu que $H(\omega)$ soit continue, que :

$$\lim_{\Delta\omega \to +0} \lim_{N \to +\infty} \int_{\frac{2K\pi}{T} - \Delta\omega}^{\frac{2K\pi}{T} + \Delta\omega} f_N(\omega)\, d\,\omega = \frac{2\pi}{T} /H\left(\frac{2K\pi}{T}\right)/^2 \qquad (2.9)$$

Soit alors $F_d(\omega)$ la fonction de répartition totalement discontinue qui varie par sauts situés aux abcisses $\frac{2K\pi}{T}$ $(K = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots)$, le saut d'abcisse $\frac{2K\pi}{T}$ ayant pour amplitude $\frac{2\pi}{T} /H\left(\frac{2K\pi}{T}\right)/^2$. Nous voyons que la fonction de répartition $F_N(\omega)$ tend, lorsque $N \to +\infty$, vers la fonction de répartition limite $F(\omega)$ définie par :

$$F(\omega) = F_c(\omega) + F_d(\omega) \qquad (2.10)$$

$F(\omega)$ constitue donc le spectre d'énergie moyen du signal $S(t)$: ce spectre comporte un spectre continu de densité $f(\omega)$ défini par (2.7) et un spectre de raies défini par $F_d(\omega)$, ou par (2.9).

Remarque : Le spectre (moyen) (2.10) a été obtenu en prenant une « moyenne par impulsion » ; on pourrait envisager de prendre plutôt une « moyenne dans le temps » : considérant l'intervalle de temps $(-NT, +NT)$, et le signal tronqué aléatoire :

$$S_N(t) = \begin{cases} S(t) & \text{pour } /t/ \leqq NT \\ O & \text{pour } /t/ > NT \end{cases}$$

on partirait, au lieu de $f_N(\omega)$, de $f'_N(\omega)$ définie par :

$$f'_N(\omega) = \frac{1}{2NT} E\left(/\Phi'_N(\omega)/^2\right)$$

$\Phi'_N(\omega)$ désignant la transformée de Fourier de $S_N(t)$ et la suite des opérations étant la même que ci-dessus ; on montre sans difficulté que, au facteur $1/T$ près, on aboutit ainsi au même spectre $F(\omega)$; du moins sous certaines conditions, mais qui seront pratiquement toujours réalisées.

Calcul de $G(\omega)$ et de $H(\omega)$: si nous posons :

$$\mathcal{F}^0(\omega) = E\left[\mathcal{F}_n(\omega)\right], \mathcal{F}_n(\omega) = \mathcal{F}^0(\omega) + \Delta_n(\omega)$$

$$K(\omega) = E\left(/\Delta_n(\omega)/^2\right)$$

nous trouvons :

$$G(\omega) = /\mathcal{F}^0(\omega)/^2 + K(\omega) \qquad (2.11)$$

S'il y a entre T_n et $\Delta_n(\omega)$ une corrélation quelconque, l'évaluation de $H(\omega)$ peut être compliquée ; mais si T_n et $\Delta_n(\omega)$ sont indépendants, en posant :

$$\varphi(\omega) = E\left[e^{i\omega T_n}\right]$$

de sorte que $\varphi(\omega)$ est la fonction caractéristique de la variable aléatoire T_n, nous avons :

$$H(\omega) = \varphi(\omega) \,.\, \mathcal{F}^0(\omega) \qquad (2.12)$$

nous avons alors :

$$f(\omega) = \left(1 - /\varphi(\omega)/^2\right) /\mathcal{F}^0(\omega)/^2 + K(\omega) \qquad (2.13)$$

Si $T_n \equiv 0$ (pas de déplacement de l'instant d'émission), $\varphi(\omega) = 1$ et nous avons simplement :

$$f(\omega) = K(\omega) \qquad (2.14)$$

3. — Impulsions émises périodiquement, de même forme, déplacées et déformées aléatoirement — Rapport du bruit au signal.

Dorénavant, nous considérons plus particulièrement le cas, signalé au paragraphe 1, où les T_n proviennent d'une suite d'impulsions, en principe émises périodiquement aux instants $n\,T$ et de même forme $\mathcal{J}(t)$, mais déformées et déplacées aléatoirement. Soit ρ le rapport de l'énergie totale du spectre continu à l'énergie totale du spectre discontinu :

$$\rho = \frac{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} \left[G(\omega) - /H(\omega)/^2\right] d\omega}{\displaystyle\frac{2\pi}{T} \sum_K /H\left(\frac{2K\pi}{T}\right)/^2}$$

Ce rapport est intéressant dans le cas général, mais au point de vue actuel, il devient plus intéressant encore, *car il prend à peu près la signification d'un rapport bruit/signal* : en effet, en l'absence de trouble aléatoire dans l'émission, on aurait :

$$T_n \equiv 0 \quad \mathcal{F}_n(\omega) \equiv \mathcal{F}(\omega)$$

en désignant par $\mathcal{F}(\omega)$ la transformée de Fourier de $\mathcal{J}(t)$; dans ces conditions, le spectre continu disparaîtrait, ρ serait nul.

Sur le calcul de ρ, nous pouvons faire les remarques générales suivantes : $V_n - E(V_N)$ est la transformée de Fourier de $\mathcal{J}_n(t - T_n) - E\left[\mathcal{J}_n(t - T_n)\right]$; en vertu des propriétés de la transformation de Fourier, nous avons donc :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[G(\omega) - /H(\omega)/^2\right] d\omega$$

$$= E\left[\int_{-\infty}^{+\infty} /V_n - E(V_n)/^2 d\omega\right]$$

$$= E\left[\int_{-\infty}^{+\infty} /\mathcal{J}_n(t - T_n)/^2 dt\right]$$

$$- \int_{-\infty}^{+\infty} /E\left[\mathcal{J}_n(t - T_n)\right]/^2 dt$$

Posons :

$$\varepsilon = E\left[\int_{-\infty}^{+\infty} /\mathcal{J}_n(t - T_n)/^2\right] dt$$

$$= E\left[\int_{-\infty}^{+\infty} /\mathcal{J}_n(t)/^2 dt\right] \qquad (3.2)$$

de sorte que ε est l'énergie moyenne d'une impulsion, nous remarquons que ε ne dépend pas de la loi de probabilité de T_n. Le numérateur de ρ devient :

$$\varepsilon - \int_{-\infty}^{+\infty} /E\left[\mathcal{J}_n(t - T_n)\right]/^2 dt \qquad (3.3)$$

Nous avons d'autre part, toujours en vertu des propriétés de la transformation de Fourier :

$$E\int_{-\infty}^{+\infty} f_N(\omega)\, d\omega$$

$$= \frac{1}{2N+1} E\left[\int_{-\infty}^{+\infty} /\Sigma \quad \mathcal{J}_n(t - nT - T_n)/^2 dt\right]$$

Supposons qu'il y ait une probabilité nulle pour que deux impulsions I_n, I_m indices n et m différent se recouvrent, c'est-à-dire qu'il y ait une probabilité nulle pour que le produit :

$$\mathcal{J}_n(t - n\,T - T_n) \times \mathcal{J}_m(t - m\,T - T_m)$$

soit différent de 0 : cette condition sera souvent réalisée en pratique, ou du moins très approximativement réalisée ; nous aurons alors :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\,F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)\, d\omega + \int_{-\infty}^{+\infty} d\,F_d(\omega)$$

$$= \lim_{N \to +\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_N(\omega)\, d\omega = \varepsilon \qquad (3.4)$$

Or $\int_{-\infty}^{+\infty} d\,F_d\,(\omega)$ est le dénominateur de ρ ; nous aurons alors d'après (3.3)

$$\rho = \frac{\varepsilon - \int_{-\infty}^{+\infty} / E\,[\mathcal{J}_n\,(t - T_n)]\,/^2\,dt}{\int_{+\infty}^{-\infty} / E\,[\mathcal{J}_n\,(t - T_n)]\,/^2\,dt} \qquad (3.5)$$

D'autre part, dans le cas où (2.13) est applicable, nous avons :

$$\rho = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [(1 - \varphi\,(\omega)\,/^2)\,/\,\mathcal{F}^0\,(\omega)\,/^2 + K\,(\omega)\,]\,d\,\omega}{\frac{2\,\pi}{T}\,\sum_K /\varphi\left(\frac{2\,k\,\pi}{T}\right)/^2 /\,F^0\left(\frac{2\,k\,\pi}{T}\right)/^2} \qquad (3.6)$$

En général, les déformations seront petites, de sorte que nous aurons, sinon rigoureusement, du moins approximativement :

$$\mathcal{F}^0\,(\omega) \# \mathcal{F}\,(\omega)$$

Si, en outre, $T_n \equiv O$ (pas de déplacement de l'instant d'émission), il en résultera que :

$$\rho = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} K\,(\omega)\,d\,\omega}{\frac{2\,\pi}{T}\,\sum_K /F\left(\frac{2\,K\,\pi}{T}\right)/^2} \qquad (3.7)$$

Notons que le numérateur de ρ est en général petit et que si dans son évaluation nous pratiquons des approximations, il conviendra de le faire avec précaution.

4. — Impulsions émises périodiquement, de même forme, déplacées et déformées aléatoirement (*suite*) :

Nous aurons pratiquement une bonne représentation, au moins approximative, des déformations en supposant que celles-ci ne peuvent provenir que :

a) de variations d'amplitude, ayant pour effet que $\mathcal{F}_n\,(\omega)$, au lieu d'être égale à $\mathcal{F}\,(\omega)$, est égale à :

$$(1 + A_n)\,\mathcal{F}_n\,(\omega)$$

où A_n est une variable aléatoire réelle, en principe quelconque, sauf qu'évidemment la condition :

$$A_n \geqslant -1 \qquad (4.1)$$

doit être satisfaite.

b) de variations d'étalement, ayant pour effet que $\mathcal{F}_n\,(\omega)$, au lieu d'être égale à $\mathcal{F}\,(\omega)$ est égale à :

$$(1 + U_n)\,\mathcal{F}\,[(1 + U_n)\,\omega\,]$$

où U_n est une variable aléatoire quelconque, sauf que :

$$U_n \geqslant -1 \qquad (4.2)$$

L'action *simultanée* des causes *a*) et *b*) fera donc que

$$\mathcal{F}_n\,(\omega) = (1 + A_n)\,(1 + U_n)\,\mathcal{F}\,[(1 + U_n)\,\omega\,] \qquad (4.3)$$

T_n, A_n et U_n pouvant être correlées de façon quelconque ; en fait, normalement A_n et U_n admettront O comme valeur centrale, et T_n aussi ; cela n'implique pas forcément que $E\,(A_n) = E\,(U_n) = E\,(T_n) = O$, mais ces égalités auront lieu approximativement ; en outre, A_n, U_n, T_n, seront peu dispersées autour de la valeur 0 ; de sorte que nous pourrons substituer à (3.6) la représentation :

$$\mathcal{F}_n\,(\omega) \# (1 + A_n + U_n)\,\mathcal{F}\,[(1 + U_n)\,\omega\,] \qquad (4.4)$$

et même, pour les valeurs pas trop grandes de ω :

$$\mathcal{F}_n\,(\omega) \# \mathcal{F}\,(\omega) + \mathcal{F}\,(\omega)\,A_n + [\mathcal{F}\,(\omega) + \omega\,\mathcal{F}'\,(\omega)\,]\,U_n$$

où $F'\,(\omega) = \frac{d}{d\,\omega}\,(F\,(\omega)$; de sorte que pour les valeurs pas trop grandes de ω, il suffira de connaître $\mathcal{F}\,(\omega)$, $E\,(A_N{}^2)$, $E\,(U_n{}^2)$, $E\,(A_n.\,U_n)$ et $\varphi\,(\omega)$ pour déterminer les spectres continus et de raies.

C'est de cette façon (représentation des déformations par A_n et U_n) que le problème a été abordé par G.G. MacFarlane (voir bibliographie, 1), qui plus précisément a traité (successivement, faute d'une théorie générale), les cas :

a) $T_n \equiv U_n \equiv O$ *b*) $A_n \equiv U_n \equiv O$ *c*) $A_n \equiv T_n \equiv O$

Exemple où le trouble ne porte que sur l'étalement des impulsions :

Reprenons le cas *c*) dont MacFarlane n'a qu'esquissé la solution ; prenons précisément l'exemple qu'il a envisagé où :

a) L'impulsion $\mathcal{J}\,(t)$ est rectangulaire. En la repérant par rapport à son instant médian plutôt que par rapport à son instant d'émission, cela revient à supposer :

$$\mathcal{J}\,(t) = \begin{cases} h \text{ pour } (t) \leqslant \mathfrak{T} \\ O \text{ pour } (t) > \mathfrak{T} \end{cases}$$

$h > O$ hauteur de l'impulsion

$2\,T > O$ largeur de l'impulsion

b) U_n obéit à une loi de Laplace d'espérance mathématique nulle et d'écart moyen quadratique σ ($\sigma > O$) ; alors (4.2) n'est pas rigoureusement respectée, mais l'est approximativement d'une façon suffisante si σ est petit devant 1.

D'après (3.8) nous avons :

$$\mathcal{F}_n\,(\omega) = 2\,h\,\frac{\sin\,[\omega\,\mathfrak{T}\,(1 + U_n)\,]}{\omega}$$

$$\mathcal{F}_0(\omega) = \frac{2h}{\sigma\omega\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\sin[\omega\tau(1+u)]\,e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}}\,du$$
$$= \frac{2h}{\omega}\,e^{-\sigma^2\tau^2\omega^2}\sin\tau\omega$$

de sorte que le spectre de raies est fourni par les valeurs :

$$\frac{2\pi}{T}\,|\mathcal{F}_0\left(\frac{2K\pi}{T}\right)|^2 \tag{4.6}$$
$$= \frac{2h^2T}{T}\cdot\frac{1}{K^2}\,e^{-8\sigma^2\tau^2(\frac{\tau}{T})^2K^2}\sin^2\left[2K\pi\left(\frac{\tau}{T}\right)\right]$$

Calculons maintenant : $K(\omega)$

$$K(\omega) = \frac{4h^2}{\omega^2\sqrt{2\pi}\,\sigma}\int_{-\infty}^{+\infty}\sin^2[\omega\tau(1+u)]\,e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}}\,du$$
$$-\frac{4h^2}{\omega^2}\,e^{-2\sigma^2\tau^2\omega^2}\sin^2\tau\omega$$
$$= \frac{4h^2}{\omega^2}\left[\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\,e^{4\sigma^2\tau^2\omega^2}\cos^2\tau\omega\right.$$
$$\left.-e^{-2\sigma^2\tau^2\omega^2}\sin^2\tau\omega\right]$$
$$= \frac{2h^2}{\omega^2}\,(1-e^{-2\sigma^2\tau^2\omega^2})\,(1+e^{-2\sigma^2\tau^2\omega^2}\cos 2\tau\omega) \tag{4.7}$$

(4.7) nous donne la valeur $f(\omega)$ de la densité du spectre continu.

Maintenant, évaluons ρ ; nous déterminerons son numérateur sous la forme (3.3) ; on a :

$$\mathcal{J}_n(t) = \mathcal{J}\left(\frac{t}{1+U_n}\right)\cdot\int_{-\infty}^{+\infty}|\mathcal{J}_n(t)|^2\,dt$$
$$= (1+U_n)\int_{-\infty}^{+\infty}|\mathcal{J}(t)|^2\,dt \tag{4.8}$$

$$\mathcal{E} = \int_{-\infty}^{+\infty}|\mathcal{J}(t)|^2\,dt. \tag{4.9}$$

Notons que (4.8) est toujours vraie, et que (4.9) est vrai sous la seule condition que $E(U_n) = 0$; dans le cas actuel où $\mathcal{J}(t)$ est donné par a), il vient :

$$\mathcal{E} = 2\tau h^2 \tag{4.10}$$

D'autre part, $\mathcal{J}\left(\frac{t}{1+U_n}\right)$ vaut 0 ou h, et en négligeant les cas où : $1+U_n < 0$, on a :

$$h\times p_r\left[\mathcal{J}\left(\frac{t}{1+U_n}\right) = h\right] = E[\mathcal{J}_n(t)]$$
$$= \frac{h}{\sqrt{2\pi}\,\sigma}\int_{-1+\frac{t}{\tau}}^{+\infty}e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}}\,du$$

Nous poserons :

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma}\int_{-1+\frac{t}{\tau}}^{+\infty}e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}}\,du \text{ pour } t \geqslant 0$$

$$\psi(+\infty) = 0$$

et puisque nous avons négligé les cas où $1+U_n < 0$ ce qui revient à supposer $\sigma \ll 1$, nous admettrons que :

$$\psi(0) = 1$$

égalité qui n'est en réalité qu'approximative (valable à 1/1 000 près si $\sigma \leqslant 1/3$).

Il vient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty}|E[\mathcal{J}_n(t)]|^2\,dt = 2h^2\int_{-\infty}^{+\infty}\psi^2(t)\,dt$$
$$= 2\tau h^2\left[1-\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\sigma e^{-\frac{1}{2\sigma^2}}-\frac{\sigma}{\sqrt{\pi}}\right].$$

Mais, à l'approximation faite, le terme $\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\sigma e^{-\frac{1}{2\sigma^2}}$ est négligeable devant $\frac{\sigma}{\sqrt{\pi}}$, et nous pouvons adopter l'expression :

$$\int_{-\infty}^{+\infty}|E[\mathcal{J}_n(t)]^2|\,dt \# 2\tau h^2\left(1-\frac{\sigma}{\sqrt{\pi}}\right); \tag{4.11}$$

Ce qui donne pour le numérateur de ρ la valeur :

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}}\,\tau\sigma h^2$$

Si τ est assez petit devant T, l'expression approchée (3.5) de ρ peut être admise, et il vient :

$$\rho \# \frac{\sigma}{\sqrt{\pi}}, \tag{4.12}$$

ce qui peut s'exprimer ainsi : *le rapport bruit/signal est proportionnel à la variation relative d'étalement.*

BIBLIOGRAPHIE

[1] G. G. MacFarlane : On the energy spectrum of an almost periodic succession of pulses, *P.I.R.E.* 37, 1949, p. 1139.

[2] A. Blanc-Lapierre et R. Fortet : Théorie des fonctions aléatoires, Paris, 1953, *Masson*, édit.

LES RÉSEAUX CORRECTEURS POUR SERVOMÉCANISMES A FRÉQUENCE PORTEUSE

PAR

P. BONNET

Ingénieur Militaire de première classe des Fabrications d'Armements

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE DE L'EFFET D'UN RÉSEAU SUR LA MODULATION D'UNE FRÉQUENCE PORTEUSE

POSITION DU PROBLÈME :

On dispose d'un réseau ayant des caractéristiques gain-fréquence et phase-fréquence connues. Si l'on applique à ce réseau une porteuse de pulsation ω_0 modulée par un signal de pulsation Ω, on sait que le signal résultant se comporte comme la somme de deux signaux sinusoïdaux de pulsations $\omega_0 + \Omega$ et $\omega_0 - \Omega$. Chacun de ces deux signaux sera modifié d'une façon différente par le réseau, et il en résultera à la sortie du réseau un signal dont les caractéristiques seront fonction de Ω. C'est ce signal de sortie que nous nous proposons d'étudier.

Il importe de bien préciser les termes employés :

L'expression *signal de modulation* se réfère à la modulation de la porteuse. C'est le signal intéressant pour le servomécanicien. X et Y sont les signaux de modulation d'entrée et de sortie. Lorsqu'ils sont sinusoïdaux, leur pulsation est Ω et on cherche à établir la fonction de transfert de la modulation :

$$T(j\,\Omega) = \frac{Y(j\,\Omega)}{X(j\,\Omega)}.$$

L'expression *signal courant* s'applique à toute variation de potentiel à l'entrée et à la sortie du réseau x et y sont les signaux courants d'entrée et de sortie.

Si le signal de modulation d'entrée a la forme $X = \sin \Omega t$ le signal courant d'entrée est :

$$x = \sin \Omega t \sin \omega_0 t$$

$$\text{soit : } x = \frac{1}{2}\left[\cos(\omega_0 - \Omega)\,t - \cos(\omega_0 + \Omega)\,t\right]$$

Le signal courant de sortie est donc :

$$y = \frac{1}{2}\left\{\mu^- \cos\left[(\omega_0 - \Omega)\,t + \varphi^-\right] - \mu^+ \cos\left[(\omega_0 + \Omega)\,t + \varphi^+\right]\right\}$$

Soit : (1)

$$\begin{cases} y = \dfrac{1}{2}\sin(\omega_0 t + \varphi_0)\left[\mu^+ \sin(\Omega t + \Delta\varphi^+) + \mu^- \sin(\Omega t - \Delta\varphi^-)\right] \\ \quad - \dfrac{1}{2}\cos(\omega_0 t + \varphi_0)\left[\mu^+ \cos(\Omega t + \Delta\varphi^+) - \mu^- \cos(\Omega t - \Delta\varphi^-)\right] \end{cases}$$

On peut l'écrire : (2)

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) + A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

Si le signal de modulation X avait été constant, le signal courant de sortie se serait réduit à $y = \mu_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$. On voit donc que le signal courant de sortie est la somme de deux porteuses de pulsation

---

Les notations sont les suivantes :

Ω : pulsation du signal de modulation	$\varphi^+ = \varphi(\omega_0 + \Omega)$	$\mu^+ = \mu(\omega_0 + \Omega)$
ω_0 : pulsation de la porteuse	$\varphi^- = \varphi(\omega_0 - \Omega)$	$\mu^- = \mu(\omega_0 - \Omega)$
ω : pulsation du signal courant	$\varphi_0 = \varphi(\omega_0)$	$\mu_0 = \mu(\omega_0)$
$\varphi(\omega)$: phase du réseau à la pulsation ω	$\Delta\varphi^+ = \varphi^+ - \varphi_0$	
$\mu(\omega)$: gain du réseau à la pulsation ω	$\Delta\varphi^- = \varphi^- - \varphi_0$	

ω_0 modulées par les expressions A_1 et A_2, la première étant en phase avec la porteuse *non modulée* à la sortie du réseau, la seconde en quadrature avec cette porteuse. On peut maintenant connaître le signal de modulation de sortie Y. Il suffit, connaissant les caractéristiques du démodulateur existant en aval dans la chaîne d'asservissement, d'affecter de poids p_1 et p_2 les expressions $\sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ et $\cos(\omega_0 t + \varphi_0)$, selon leur effet sur ce démodulateur, et on pourra écrire :

$$Y = p_1 A_1 + p_2 A_2$$

Un cas qui se présente souvent en pratique est celui où le démodulateur n'est sensible qu'à la composante $\sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ et non à la composante en quadrature (cas d'un moteur biphasé par exemple, en 1re approximation). Dans ce cas on a . :

$$Y = A_1$$

L'appréciation de ce qui se passe en aval du réseau sort d'ailleurs du cadre de cette étude. Il nous suffit de savoir que les caractéristiques des organes en aval permettent, à partir des expressions de A_1 et A_2, de déterminer les caractéristiques du signal de modulation de sortie.

Détermination de A_1 et A_2 :

$$A_1 = \frac{1}{2}\left[\mu^+ \sin(\Omega t + \Delta\varphi^+) + \mu^- \sin(\Omega t - \Delta\varphi^-)\right] \tag{3}$$

$$A_2 = -\frac{1}{2}\left[\mu^+ \cos(\Omega t + \Delta\varphi^+) - \mu^- \cos(\Omega t - \Delta\varphi^-)\right] \tag{4}$$

Remarquons tout d'abord que si l'on a :

$$\begin{cases} \mu^+ = \mu^- \\ \Delta\varphi^+ = -\Delta\varphi^- \end{cases}$$

A_2 est nul et A_1 se réduit à $\mu^+ \sin(\Omega t + \Delta\varphi^+)$.

Nous appellerons un réseau jouissant de ces propriétés *réseau symétrique en échelle linéaire des pulsations ou réseau du type* 1.

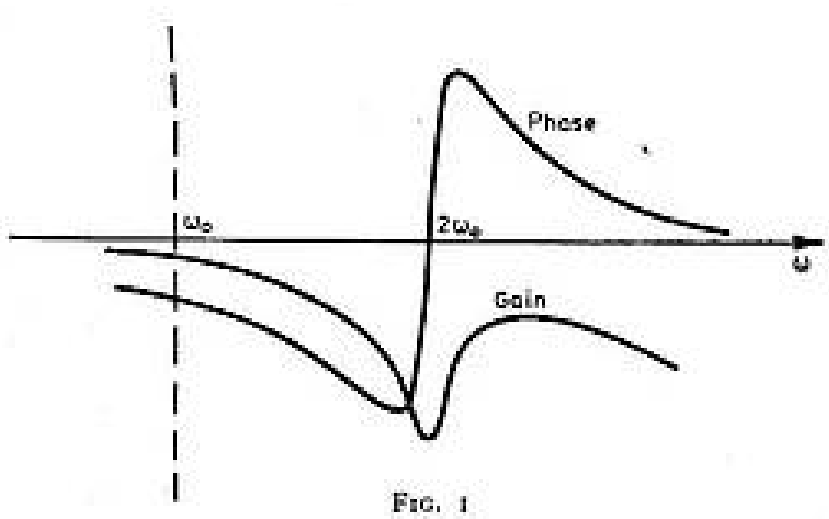


FIG. 1

La figure 1 représente les courbes de gain et de phase d'un tel réseau.

Malheureusement, de tels réseaux ne se présentent pas naturellement dans la pratique. Ceux qui se présentent naturellement sont *symétriques en échelle logarithmique des pulsations* (fig. 2). Nous les appellerons *réseaux du type* 2.

Lorsque Ω est faible devant ω_0, les réseaux du type 2 sont approximativement du type 1. L'écart croît avec le facteur $\frac{\Omega}{\omega_0}$.

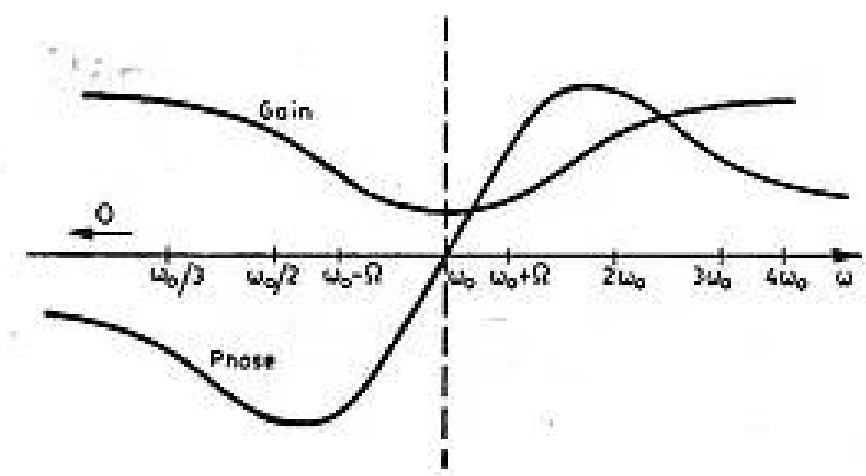


FIG. 2

Deux types de problèmes se posent, selon que l'on veut faire l'analyse ou la synthèse d'un réseau.

I. — *Analyse d'un réseau* : Ce cas se présente lorsqu'on a fait le plan d'un amplificateur répondant à certaines conditions impératives. Par exemple, filtrer le 1er harmonique de la porteuse au 1/20 de sa valeur. On est obligé d'introduire un réseau effectuant ce filtrage. Il a nécessairement une action au voisinage de la fréquence porteuse. Autour

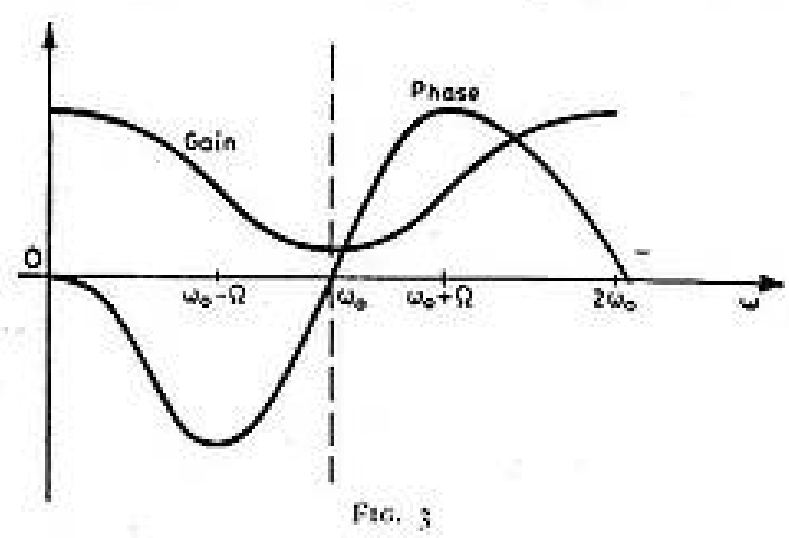


FIG. 3

de cette fréquence, il n'est généralement ni du type 1, ni du type 2. La figure 3 représente un exemple de courbes de gain et de phase d'un tel réseau.

Il est nécessaire de connaître l'action de ce réseau sur le signal de modulation pour poursuivre l'étude harmonique du servomécanisme, et il faut déterminer les expressions A_1 et A_2 à partir des courbes données.

Le plus simple est de représenter A_1 et A_2 par deux vecteurs α_1 et α_2 du plan complexe.

Si on représente les expressions $\mu^+ \sin(\Omega t + \Delta\varphi^+)$ et $\mu^- \sin(\Omega t - \Delta\varphi^-)$ par des vecteurs α^+ et α^-, on voit, en récrivant l'expression de A_2 sous la forme équivalente :

$$A_2 = \frac{1}{2}\left[\mu^+ \sin\left(\Omega t + \Delta\varphi^+ - \frac{\pi}{2}\right) + \mu^- \sin\left(\Omega t - \Delta\varphi^- + \frac{\pi}{2}\right)\right]$$

que l'on pourra écrire, dans le plan complexe :

$$\begin{cases} \alpha_1 = \dfrac{1}{2}\,(\alpha^+ + \alpha^-) \\[2ex] \alpha_2 = \dfrac{1}{2}\left(\alpha^+\, e^{-j\frac{\pi}{2}} + \alpha^-\, e^{j\frac{\pi}{2}}\right) \end{cases} \qquad (5)$$

La construction de α_1 et α_2 est alors évidente ; elle est représentée sur la figure 4. Il faut faire attention que les longueurs μ^+ et μ^- des vecteurs doivent être portées en valeur réelle alors qu'elles sont généralement données en décibels sur les courbes de gain.

On peut faciliter cette construction en utilisant un abaque tel que celui indiqué sur la figure 5 où les coordonnées sont des rayons faisant des angles donnés avec l'axe des abcisses, et des cercles de rayons directement gradués en décibels.

Les vecteurs α^+ et α^- ont respectivement leurs extrémités aux points d'intersection des cercles de rayons μ^+ et μ^- et des rayons faisant les angles

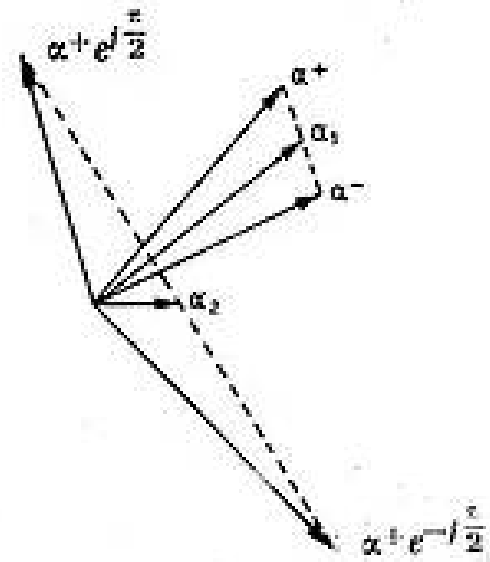


FIG. 4

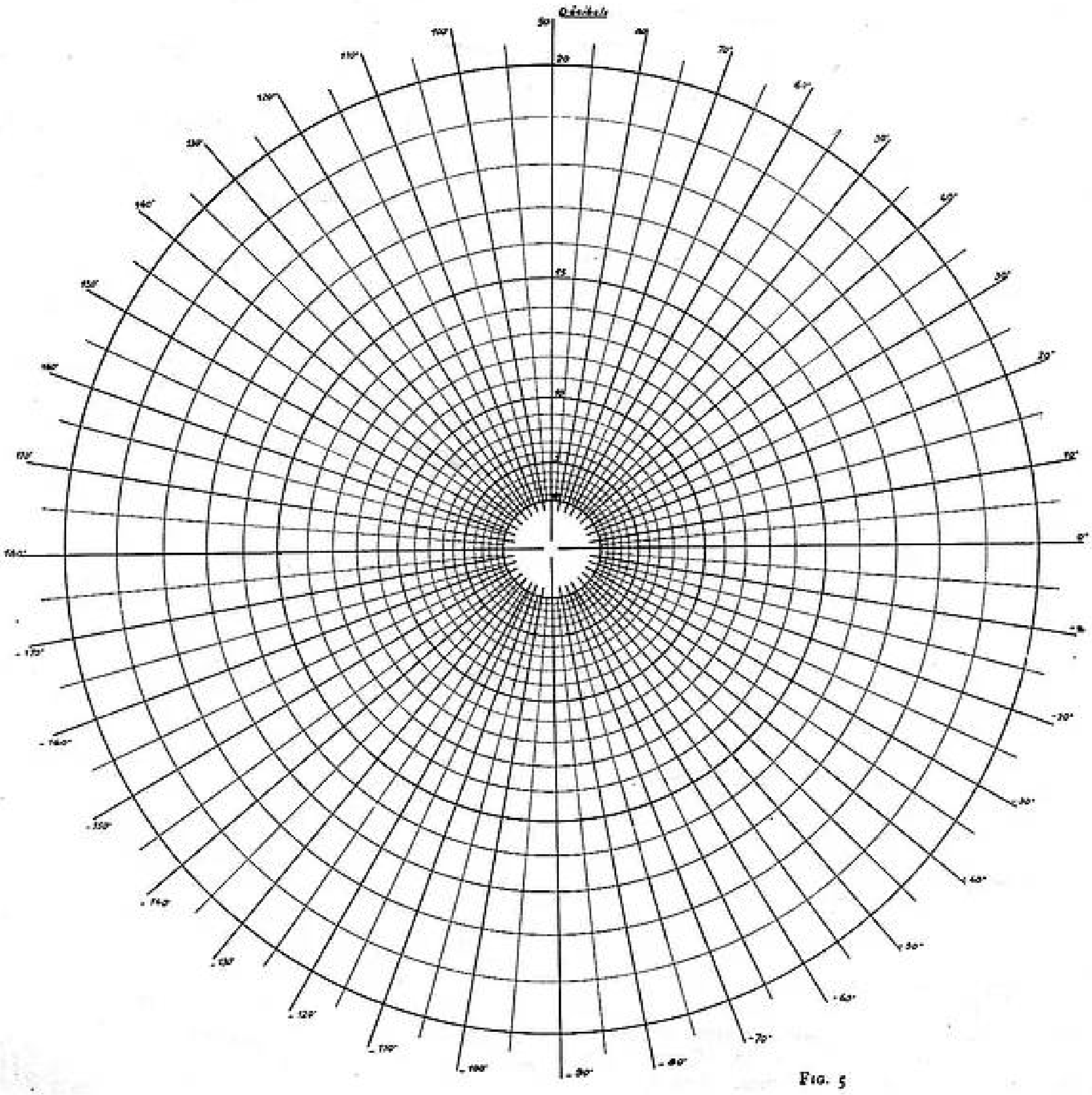
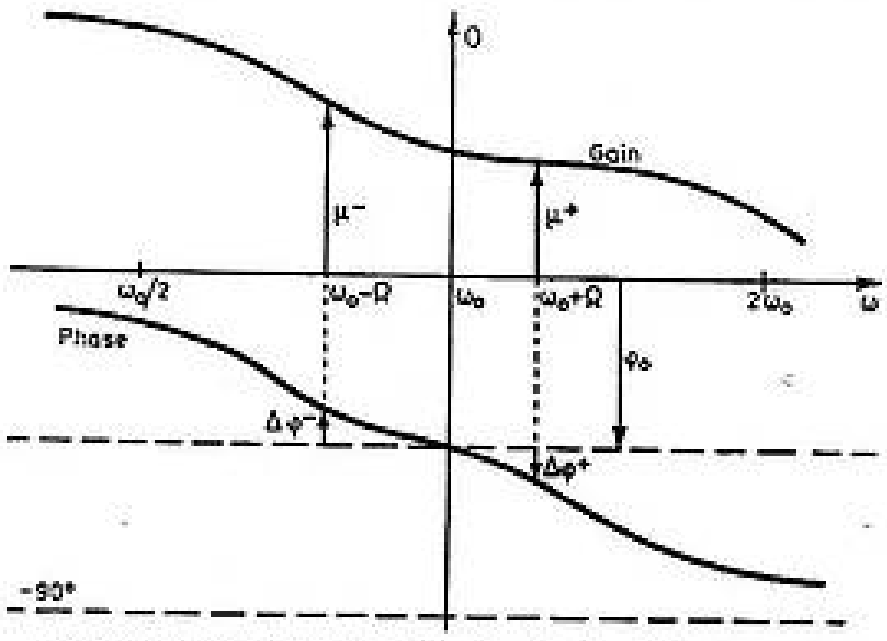


FIG. 5

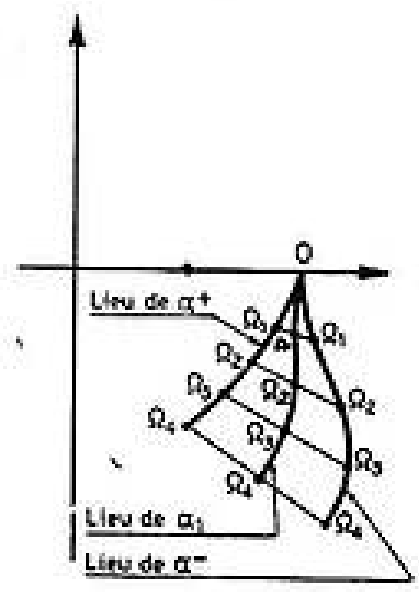
$\Delta\varphi^+$ et $-\Delta\varphi^-$ avec l'axe horizontal. L'extrémité de α_1 est au milieu du segment joignant ces deux points. On lit directement sa longueur en décibels et sa phase.

On détermine de même α_2 par la demi-somme des vecteurs $\alpha^+ e^{-j\frac{\pi}{2}}$ et $\alpha^- e^{j\frac{\pi}{2}}$.

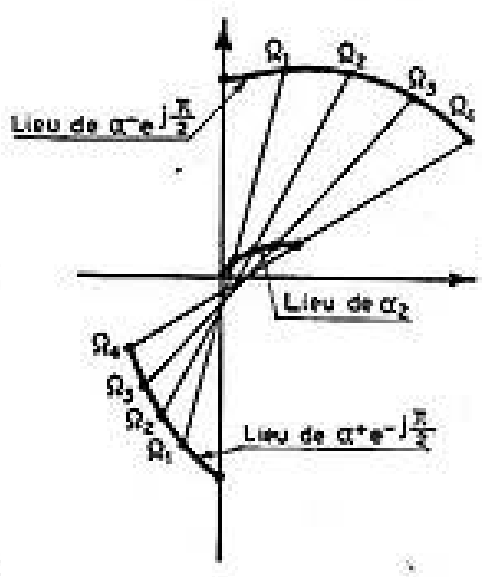
Les extrémités des différents vecteurs décrivent des courbes graduées en Ω dans le plan de l'abaque.



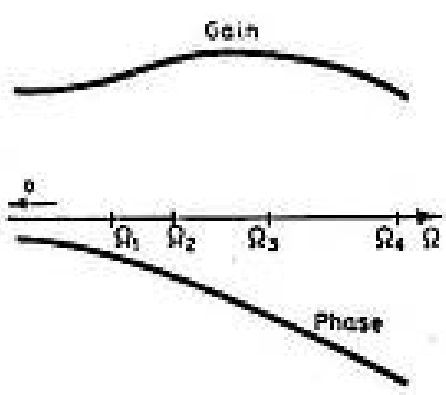
Caractéristiques du réseau en fonction de la pulsation courante.



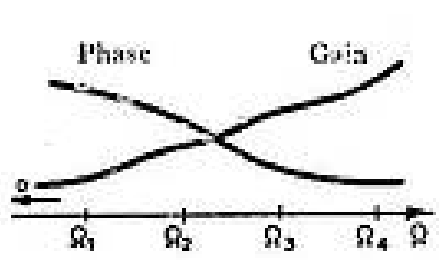
Détermination de α_1 sur l'abaque.



Détermination de α_2 sur l'abaque.



Caractéristiques de A_1 en fonction de Ω.

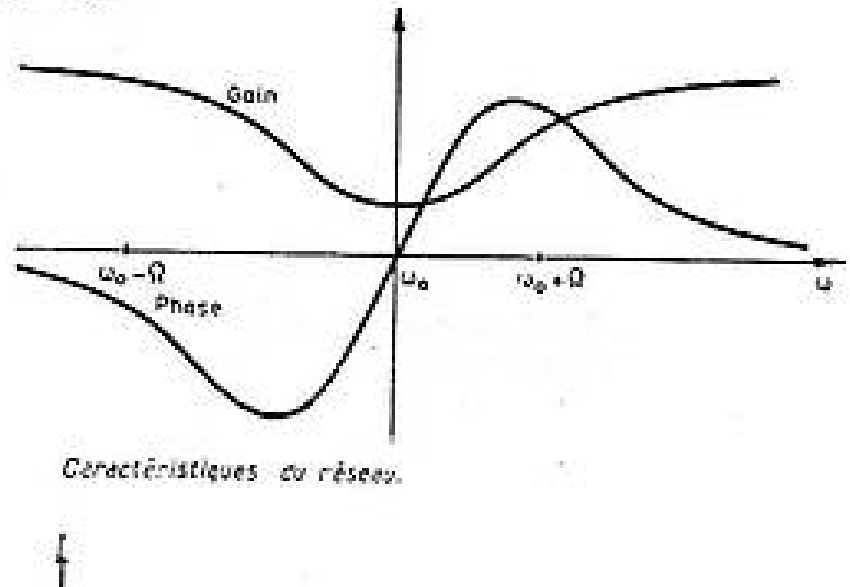


Caractéristiques de A_2 en fonction de Ω.

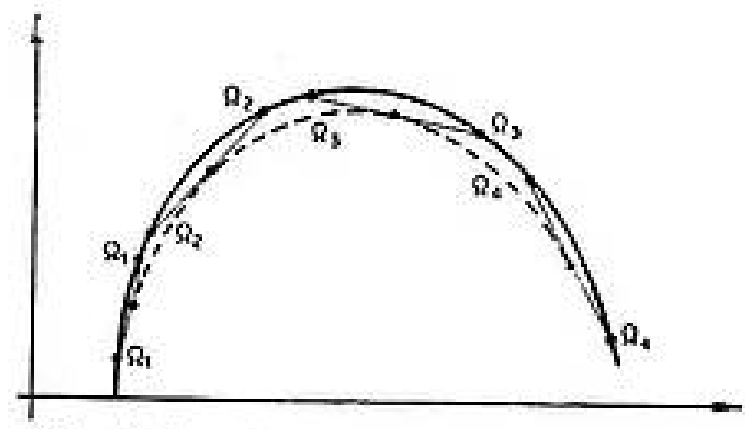
FIG. 6

Les lieux des extrémités des vecteurs α_1 et α_2 sont les lieux des milieux des segments joignant les points de même graduation sur les lieux des extrémités des vecteurs composants. On revient ensuite aisément au diagramme gain-phase, en fonction de Ω, de A_1 et A_2. La figure 6 donne un exemple de détermination de A_1 et A_2.

Cette construction est très générale et s'applique quel que soit le réseau. Dans le cas où il est symétrique du type 2, les lieux des extrémités des vecteurs α^+ et α^- sont confondus en un seul, mais il existe sur ce lieu deux systèmes de graduations selon qu'on a affaire à (α^+) ou (α^-). Le lieu de l'extrémité du vecteur α_1 est alors celui du milieu des cordes joignant les graduations de même valeur des deux systèmes (fig. 7).



Caractéristiques du réseau.



Détermination du lieu de α_1 sur l'abaque.

FIG. 7

La graduation interne correspond à α^+
" " externe " α^-
Le lieu de α_2 est la courbe en traits discontinus.

Remarquons que si les longueurs μ^+ et μ^- deviennent trops grandes pour être portées sur l'abaque, il suffit de les diviser par le même nombre, puis de multiplier le vecteur résultant par ce nombre.

II. — *Synthèse.* — 1) On veut construire un réseau correspondant à des expressions A_1 et A_2 données, en fonction de Ω, par leurs courbes de gain et de phase, ou, ce qui revient au même, par leurs lieux graduées en Ω sur l'abaque.

Dans le cas où le problème est posé de cette façon, la solution est rapide. On connait α_1 et α_2. On sait qu'on a (5) :

$$\begin{cases} \alpha_1 = \dfrac{1}{2}(\alpha^+ + \alpha^-) \\ \alpha_2 = \dfrac{1}{2}\left(\alpha^+ e^{-j\frac{\pi}{2}} + \alpha^- e^{j\frac{\pi}{2}}\right) \end{cases}$$

On en déduit :

$$\begin{cases} \alpha^+ = \alpha_1 + \alpha_2 e^{j\frac{\pi}{2}} \\ \alpha^- = \alpha_1 + \alpha_2 e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{cases} \qquad (6)$$

et la construction des lieux de α^+ et α^- est immédiate (fig. 8). Mais les valeurs de α^+ et α^- trouvées ne correspondent pas en général à un réseau symétrique du type 2, et la synthèse du réseau physique sera laborieuse.

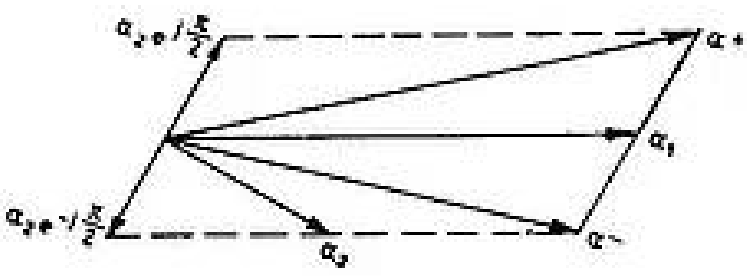


Fig. 8

D'autre part, il est extrêmement rare que l'on ait à spécifier la valeur de A_2 pour le servomécanisme, car, en général, le démodulateur est insensible à la composante en cos $(\omega_1 t + \varphi_0)$. On a en général affaire à un problème du type ci-dessous :

2) Connaissant A_1 en fonction de Ω, ou le lieu de l'extrémité du vecteur α_1, gradué en Ω, on cherche à le réaliser par un réseau symétrique du type 2, c'est-à-dire qu'on cherche des vecteurs α^+ et α^- réalisant une symétrie du type 2.

Ayant trouvé ces vecteurs, et ayant déduit les courbes de gain et de phase du réseau désiré, on cherchera un réseau symétrique du type 2, les réalisant avec la meilleure approximation possible.

On peut employer la méthode indiquée ci-dessous pour trouver ces vecteurs α^+ et α^-.

Il est tout d'abord nécessaire de revenir un peu sur les réseaux symétriques du type 2.

Ce sont des réseaux qui s'introduisent naturellement dans la pratique, pour lesquels on a :

$$\mu\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) = \mu\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$$

$$\varphi\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) = -\varphi\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$$

Si l'on trace les courbes $\mu(\omega)$ et $\varphi(\omega)$ en portant en abscisse $\log \omega$, il est évident que les courbes de gain μ seront symétriques par rapport à la verticale d'abscisse ω_0, et les courbes de phase φ symétriques par rapport au point d'abscisse ω_0 et d'ordonnée nulle (fig. 2).

Ces réseaux présentent un déphasage φ_0 nul à la pulsation ω_0 puisque $\varphi_0 = -\varphi_0$.

On peut encore écrire, en posant $x = \log \dfrac{\omega}{\omega_0}$

$$\mu(x) = \mu(-x)$$

$$\varphi(x) = -\varphi(-x)$$

Si l'on passe aux valeurs de α^+ et α^- en fonction de Ω, leurs éléments seront :

$$\alpha^+(\Omega)\begin{cases}\mu\left[\log\left(1+\dfrac{\Omega}{\omega_0}\right)\right]\\ \varphi\left[\log\left(1+\dfrac{\Omega}{\omega_0}\right)\right]\end{cases} \quad \alpha^-(\Omega)\begin{cases}\mu\left[\log\left(1-\dfrac{\Omega}{\omega_0}\right)\right]\\ -\varphi\left[\log\left(1-\dfrac{\Omega}{\omega_0}\right)\right]\end{cases}$$

Il est évident que : $\alpha^+(\Omega) \neq \alpha^-(\Omega)$: mais on aura :

$$\alpha^+(\Omega) = \alpha^-(\Omega')$$

si Ω et Ω' sont liés par la relation :

$$\log\left(1+\frac{\Omega}{\omega_0}\right) = -\log\left(1-\frac{\Omega'}{\omega_0}\right)$$

soit :

$$\Omega = \frac{\Omega'}{1-\dfrac{\Omega'}{\omega_0}} \tag{7}$$

c'est-à-dire que les lieux des extrémités de α^+ et α^- dans le plan complexe seront confondus, mais les graduations en Ω correspondant à α^+ et α^- ne le seront pas. Le problème consiste à déterminer $\alpha^+(\Omega)$ et $\alpha^-(\Omega)$ tels que :

$$\frac{1}{2}\left[\alpha^+(\Omega) + \alpha^-(\Omega)\right] \equiv \alpha_1(\Omega) \tag{8}$$

sachant qu'on doit avoir :

$$\alpha^+(\Omega) = \alpha^-(\Omega') \quad \text{si } \Omega = \frac{\Omega'}{1-\dfrac{\Omega'}{\omega_0}}$$

Si l'on connait α^+ et α^- pour une valeur Ω_1 de Ω, il sera facile de les déterminer pour des valeurs Ω_2, Ω_3, Ω_n bien choisies.

En effet on peut écrire :

$$\frac{1}{2}\left[\alpha^+(\Omega_1) + \alpha^-(\Omega_1)\right] = \alpha_1(\Omega_1)$$

$$\frac{1}{2}\left[\alpha^+(\Omega_2) + \alpha^-(\Omega_2)\right] = \alpha_1(\Omega_2)$$

— — — — — — — —

$$\frac{1}{2}\left[\alpha^+(\Omega_n) + \alpha^-(\Omega_n)\right] = \alpha_1(\Omega_n)$$

Si l'on choisit les Ω_i tels que $\Omega_i = \dfrac{\Omega_{i-1}}{1-\dfrac{\Omega_{i-1}}{\omega_0}}$, on aura $\alpha^+(\Omega_i) = \alpha^-(\Omega_{i-1})$

et

$$\frac{1}{2}\left[\alpha^+(\Omega_1) + \alpha^-(\Omega_1)\right] = \alpha_1(\Omega_2)$$

$$\frac{1}{2}\left[\alpha^-(\Omega_1) + \alpha^-(\Omega_2)\right] = \alpha_1(\Omega_2) \tag{9}$$

— — — — — — — —

$$\frac{1}{2}\left[\alpha^-(\Omega_{n-1}) + \alpha^-(\Omega_n)\right] = \alpha_1(\Omega_n)$$

Dans chaque égalité successivement il n'y a plus qu'un seul vecteur inconnu, qui est par là même déterminé. La méthode de construction consiste donc à marquer sur le lieu de α_1 les points P_1 P_2 ... P_n correspondant à Ω_1, Ω_2..... Ω_n, puis à opérer de la façon suivante : prendre le symétrique M_2

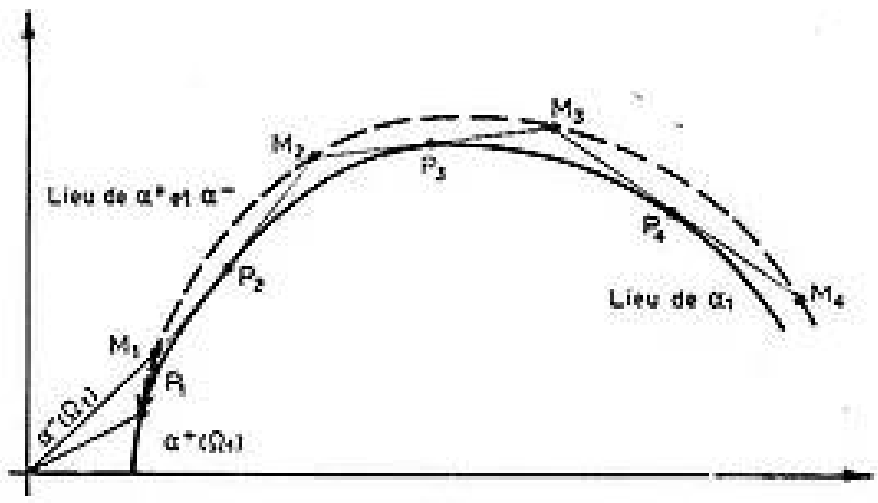


FIG. 9

de l'extrémité M_1 de α^- (Ω_1) (qui est en même temps celle de α^+ (Ω_2)) par rapport à P_2. M_2 est l'extrémité de α^- (Ω_2) et celle de α^+ (Ω_3). On prend le symétrique M_3 de M_2 par rapport à P_3. M_3 est l'extrémité de α^- (Ω_3) = α^+ (Ω_4)... etc (fig. 9).

Il faut donc déterminer α^+ (Ω_1) et α^- (Ω_1). Cette détermination peut se faire dans la partie du

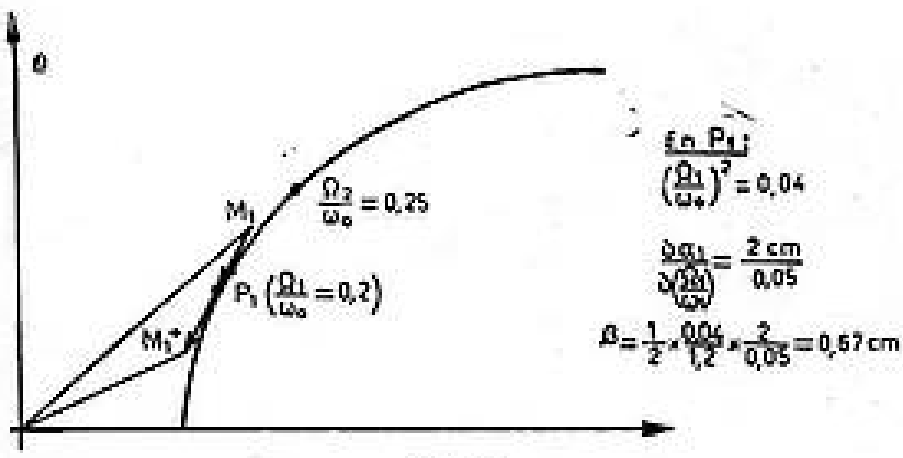


FIG. 10

lieu de l'extrémité de α_1 où Ω est petit. Choisissons le point P_1 extrémité de α_1 (Ω_1). Il faut déterminer le vecteur β qu'il faut porter de part et d'autre de P_1, pour obtenir les extrémités M_1^+ et M_1 de α^+ (Ω_1) et α^- (Ω_1) (fig. 10).

On peut écrire :

$$\alpha^+ (\Omega_1) - \alpha^- (\Omega_1) = 2\,\beta$$

soit :

$$\alpha^+ (\Omega_1) - \alpha^+ (\Omega_1 + \Delta\,\Omega) = 2\,\beta$$

avec :

$$\Delta\,\Omega = \frac{\Omega_1}{1 - \dfrac{\Omega_1}{\omega_0}} - \Omega_1 = \frac{\Omega_1^2}{\omega_0}$$

D'où :

$$2\,\beta = -\frac{\Omega_1^2}{\omega_0}\,\frac{\partial\,\alpha^+}{\partial\,\Omega_1} \qquad (10)$$

D'autre part :

$$\alpha^+ (\Omega_1) + \alpha^- (\Omega_1) = 2\,\alpha_1 (\Omega_1)$$

soit :

$$2\,\alpha^+ (\Omega_1) + \frac{\Omega_1^2}{\omega_0}\,\frac{\partial\alpha^+}{\partial\Omega_1} = 2\,\alpha_1 (\Omega_1)$$

En dérivant et en négligeant les termes en $\dfrac{\partial^2\,\alpha^+}{\partial\,\Omega_1^2}$:

$$2\,\frac{\partial\,\alpha^+}{\partial\,\Omega_1}\left(1 + \frac{\Omega_1}{\omega_0}\right) = 2\,\frac{\partial\,\alpha_1}{\partial\,\Omega_1} \qquad (11)$$

En combinant les relations 10 et 11, on obtient :

$$\beta = -\frac{1}{2}\,\frac{\Omega_1^2}{\omega_0 + \Omega_1}\,\frac{\partial\,\alpha_1}{\partial\,\Omega_1} \qquad (12)$$

Cette relation nous donne la direction du vecteur β, porté par la tangente au lieu de l'extrémité, de α_1, et sa longueur. La longueur $\left|\dfrac{\partial\,\alpha_1}{\partial\,\Omega_1}\right|$ est facile à mettre en évidence, en la remplaçant par $\dfrac{\Delta\,\alpha_1}{\Delta\,\Omega_1}$ au voisinage de Ω_1.

On peut écrire sous une forme plus commode, car on graduera souvent la courbe en $\dfrac{\omega_0}{\Omega}$ et non en Ω :

$$\beta = -\frac{1}{2}\,\frac{\left(\dfrac{\Omega_1}{\omega_0}\right)^2}{1 + \dfrac{\Omega_1}{\omega_0}}\,\frac{\partial\,\alpha_1}{\left(\partial\,\dfrac{\Omega_1}{\omega_0}\right)} \qquad (13)$$

La fig. 10 illustre la construction de β.

Il faut prendre le point P_1 (Ω_1) dans une région où la courbe n'a pas une courbure trop prononcée. Si $\dfrac{\Omega_1}{\omega_0}$ est suffisamment petit, on peut le négliger et écrire $1 + \dfrac{\Omega_1}{\omega_0} = 1$.

Si les valeurs Ω_2..... Ω_n déduites de Ω_1 ne sont pas assez nombreuses, on peut recommencer avec un nouveau point Ω'_2, et en déduire une nouvelle série de valeurs Ω'_2..... Ω'_n jusqu'à avoir un nombre suffisant de points de la courbe lieu des extrémités de α^+ et α^-.

Sur la figure 11 est donnée la courbe représentant la variation de la fonction $\dfrac{\Omega'}{\omega_0} = \dfrac{\dfrac{\Omega}{\omega_0}}{1 - \dfrac{\Omega}{\omega_0}}$ en fonction de Ω.

L'utilisation de cette courbe pour la détermination des valeurs successives de Ω_i est indiquée de façon suffisamment parlante sur la figure. Notons que la suite $\dfrac{1}{n}$, $\dfrac{1}{n-1}$ $\dfrac{1}{n-2}$ .. $\dfrac{1}{2}$, 1, n étant un entier positif, suit cette loi, et qu'elle est souvent intéres-

sante à utiliser. Ci-dessous est donné un exemple de résolution complète du problème en partant des courbes de gain et de phase de A_1.

La méthode indiquée ci-dessus n'est à employer que si on demande une grande précision dans la réalisation du réseau.

Mais bien souvent, on pourra la remplacer par la méthode d'analyse décrite auparavant : on

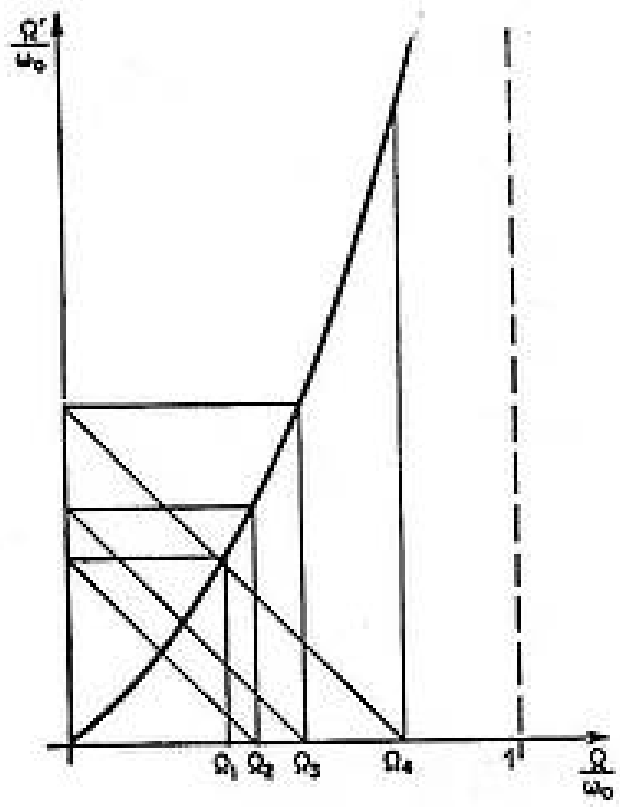


Fig. 11

partira d'un réseau symétrique tiré des tables tel que α^+ soit voisin de α_1. Puis on fera l'analyse de ce réseau qui donnera une courbe différente évidemment du lieu des extrémités de α_1. En modifiant quelque peu les caractéristiques du réseau et en faisant l'analyse du nouveau réseau, on arrivera souvent à une courbe suffisamment satisfaisante.

Exemple de résolution.

La fonction de transfert désirée du réseau par rapport à la modulation est donnée figure 12. La

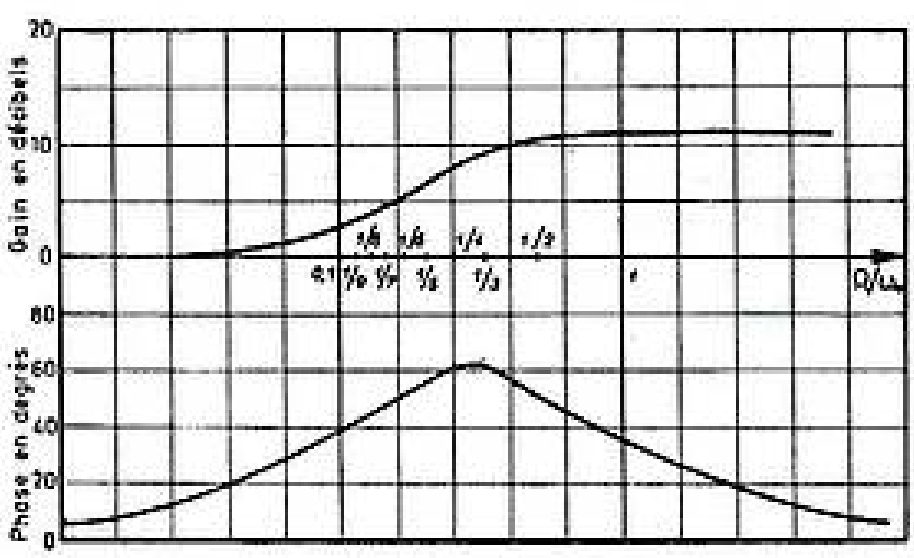


Fig. 21

figure 13 représente sa traduction sur l'abaque (courbe en trait plein).

On part, sur l'abaque, du point $\frac{\Omega_1}{\omega_0} = \frac{1}{5}$, auquel correspondent les points $\frac{\Omega_2}{\omega_0} = \frac{1}{4}$; $\frac{\Omega_3}{\omega_0} = \frac{1}{3}$; $\frac{\Omega_4}{\omega_0} = \frac{1}{2}$; $\frac{\Omega_5}{\omega_0} = 1$.

Aux environs de $\frac{\Omega}{\omega_0} = \frac{1}{5}$, on a $\Delta\alpha_1 = 10$ mm pour

$$\Delta\left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right) = \frac{1}{4} - \frac{1}{5} = \frac{1}{20}$$

$$\text{D'où } |\beta| = \frac{1}{2} \times \frac{\left(\frac{1}{5}\right)^2}{1 + \frac{1}{5}} \times \frac{1/20}{10} = 3{,}3 \text{ mm}$$

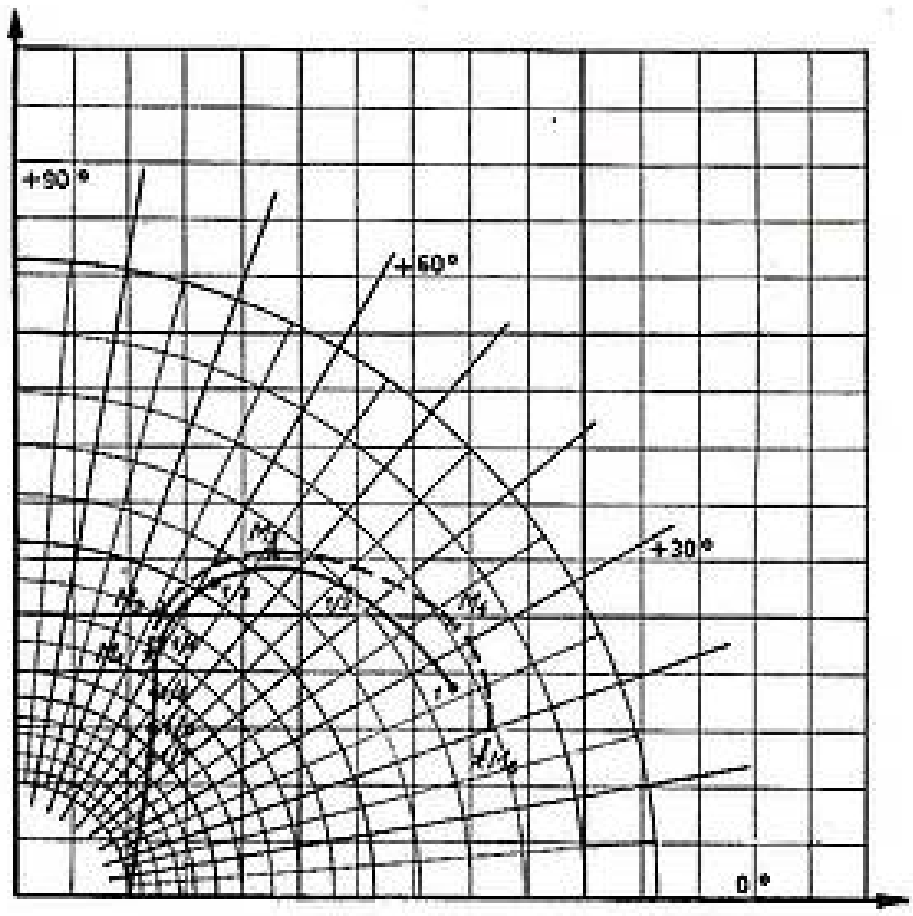


Fig. 13

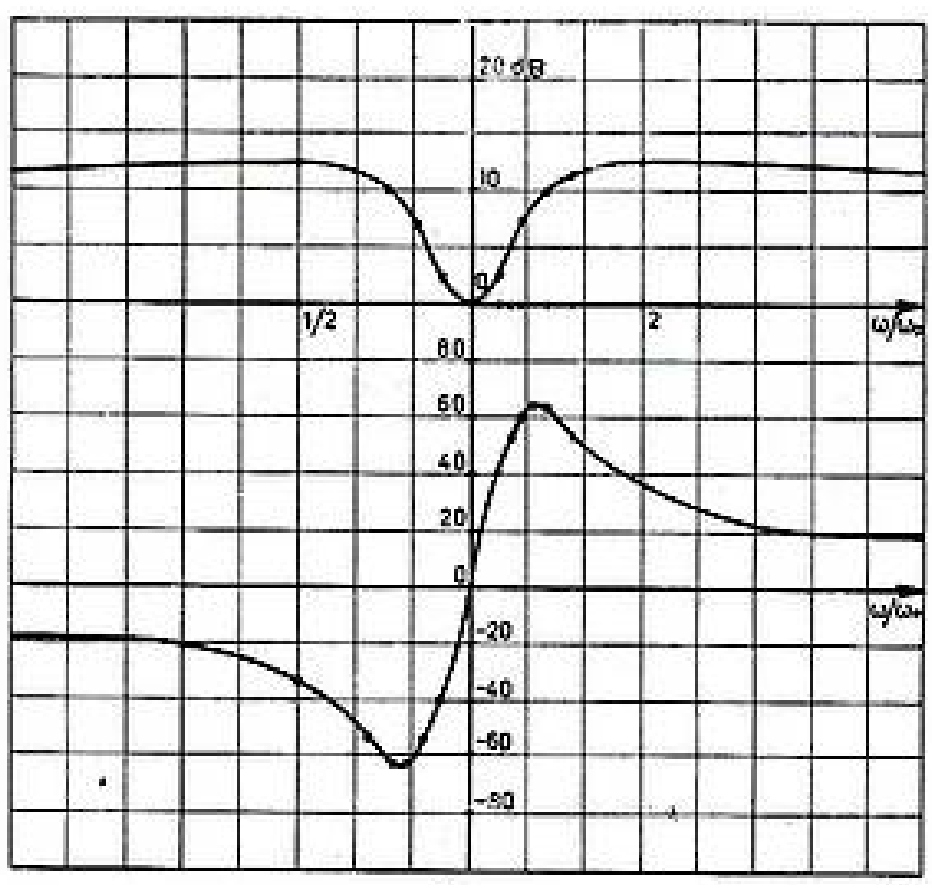


Fig. 14

D'où le point M_1 extrémité des vecteurs $\alpha^-\left(\frac{1}{5}\right)$ et $\alpha^+\left(\frac{1}{4}\right)$ en portant (β) sur la tangente dans le sens des Ω croissants. Puis les points M_2 M_3 M_4 M_5 respectivement extrémités des vecteurs $\alpha^-\left(\frac{1}{4}\right)$ et $\alpha^+\left(\frac{1}{3}\right)$, $\alpha^-\left(\frac{1}{3}\right)$ et $\alpha^+\left(\frac{1}{2}\right)$, $\alpha^-\left(\frac{1}{2}\right)$ et α^+ (1), α^- (1) selon le processus décrit plus haut.

On en déduit, en reportant ces points sur un graphique gain-fréquence et phase-fréquence gradué en $\log\frac{\omega}{\omega_0} = \log\left(1 \pm \frac{\Omega}{\omega_0}\right)$ les courbes de la figure 14 qui représentent la fonction de transfert courante du réseau nécessaire.

On peut remarquer que cette fonction de transfert sera impossible à réaliser exactement puisqu'elle a pour $\omega = 0$ et $\omega = \infty$ une phase différente de $K\frac{\pi}{2}$. Mais il suffit en général de choisir la zone autour de $\frac{\omega}{\omega_0} = 1$ où on veut la réaliser avec une bonne approximation, et de trouver un réseau convenable.

Une condition nécessaire pour que la réalisation exacte soit possible est évidemment que le point α^- (1) soit sur un des axes de l'abaque — le plus souvent sur l'axe horizontal.

DEUXIÈME PARTIE

CALCUL DES RÉSEAUX UTILISÉS DANS LES SERVOMÉCANISMES A FRÉQUENCE PORTEUSE

Dans la première partie, nous avons vu les méthodes de détermination des caractéristiques des réseaux à utiliser dans les servomécanismes à fréquence porteuse.

Dans cette seconde partie, nous allons indiquer des méthodes permettant de faire la synthèse des réseaux physiques à partir de ces caractéristiques.

Nous nous bornerons à l'étude des réseaux uniquement composés de capacités et de résistances.

L'étude des réseaux comportant des selfs est en effet bien connue et exposée dans de nombreux ouvrages et les réseaux résistance-capacité sont particulièrement indiqués aux basses fréquences en raison de leur simplicité et de leur bas prix de revient.

Pour les servomécanismes à fréquence porteuse, on a en général besoin de caractéristiques variant très rapidement au voisinage de la porteuse, ce qui postule que la fonction de transfert a des pôles complexes au numérateur, et, éventuellement, des pôles imaginaires purs. Il ne peut en être ainsi que si le réseau est composé d'impédances formant pont, telles que les courants de sortie se compensent dans une certaine mesure, ou même totalement.

Nous étudierons deux réseaux de ce type : le réseau en treillis, le plus général, et le réseau en T parallèle généralisé, qui, permet, parfois, de remplacer le réseau en treillis.

ÉTUDE DES DIPÔLES CAPACITÉ-RÉSISTANCE

Il est utile de rappeler les propriétés des dipôles dans le cas où ils sont formés uniquement de résistances et de capacités, car ils forment les éléments primaires dont le groupement permet la synthèse des filtres envisagés. Ces dipôles peuvent se mettre sous l'une des formes canoniques suivantes (fig. 15).

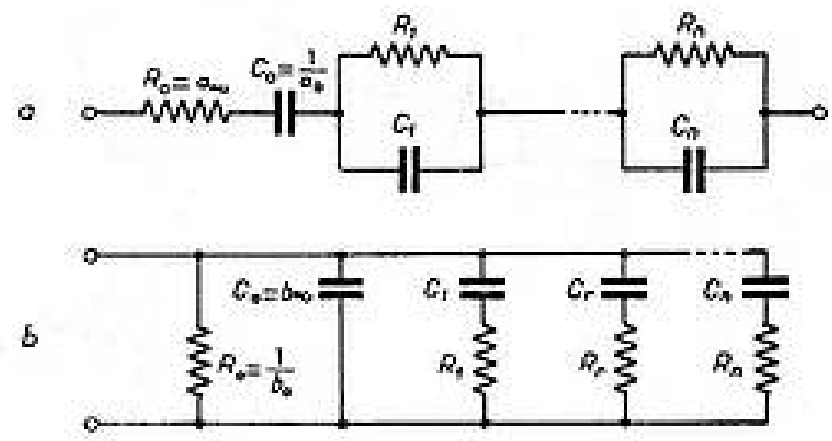


FIG. 15

L'impédance du dipôle a est évidemment de la forme :

1 a)
$$Z = a_\infty + \frac{a_0}{p} + \sum_1^n \frac{a_r}{p + p_r} \qquad \begin{array}{l} a_r > 0 \\ a_0, a_\infty \geqslant 0 \\ p_r > 0 \end{array}$$

l'admittance du dipôle b est de même :

1 b)
$$Y = b_\infty p + b_0 + p\sum_1^n \frac{b_r}{p + q_r} \qquad \begin{array}{l} b_r > 0 \\ b_\infty, b_0 \geqslant 0 \\ q_r > 0 \end{array}$$

Ces deux formes sont absolument équivalentes, c'est-à-dire qu'une impédance donnée Z (remplissant certaines conditions) peut être physiquement réalisée par l'une ou l'autre forme de réseau. Selon que l'on considère les pôles où les zéros de Z, on aura intérêt à employer la forme qui les rend le plus immédiatement accessibles.

Ainsi, si l'on donne les pôles p_r de Z, il vaut mieux employer la forme a, avec

$$R_0 = a_\infty\,;\ c_0 = \frac{1}{a_0}\ ;\ R_r = \frac{a_r}{p_r}\ ;\ c_r = \frac{1}{a_r}$$

Si l'on donne les zéros q_r de Z, on aura intérêt à employer la forme b avec :

$$R_0 = \frac{1}{b_0}\,;\ C_0 = b_\infty\,;\ R_r = \frac{1}{b_r}\ ;\ c_r = \frac{b_r}{q_r}$$

Mais, de toutes façons, si l'on emploie la forme a, par exemple, l'admittance $\frac{1}{Z}$ sera donné par une formule du type b. Les coefficients ne seront simplement plus aussi accessibles.

La variation de Z en fonction de p (pour p réel) est donnée sur la figure 16. Z a en général $n + 1$ pôles et $n + 1$ zéros, entrelacés (puisque c'est une fonction toujours décroissante) pour p négatif.

Dans tous les cas, si l'on représente Z par une fraction rationnelle, on trouve un nombre de zéros (pour p fini) égal au degré du numérateur et un nombre de pôles égal au degré du dénominateur, c'est-à-dire qu'il n'existe pas de zéros ni de pôles pour des valeurs de p positives ou complexes.

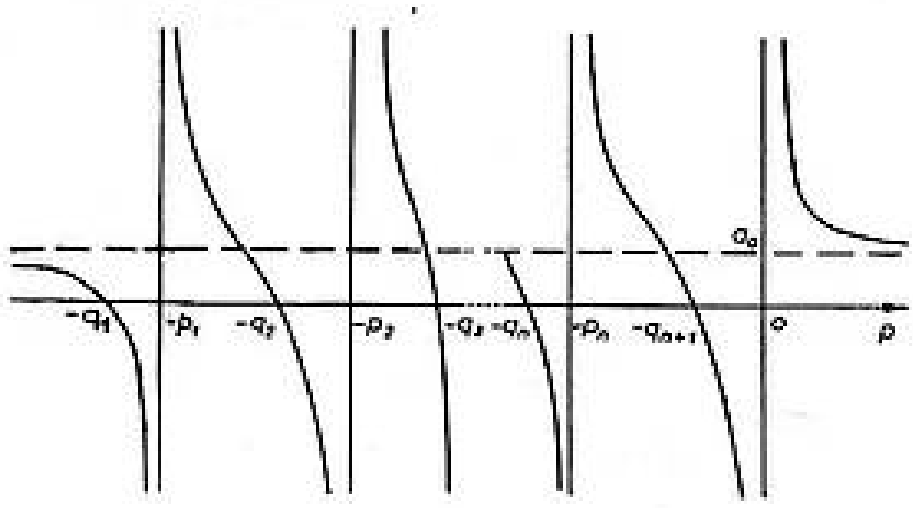


Fig. 16

Inversement, on peu montrer que toute impédance représentée par une fonction de p ayant ses zéros et ses pôles entrelacés, pour p réel négatif, peut être mise sous la forme 1 a et est réalisable sous forme d'un réseau canonique résistance-capacité.

La condition ci-dessus imposera donc une restriction à la possibilité de réaliser une fonction de transfert donnée avec un réseau résistance-capacité. En particulier, on voit qu'il est impossible de réaliser un dipôle présentant une impédance nulle ou infinie à une certaine fréquence, contrairement à ce qui a lieu avec les dipôles capacité-self, car il faudrait que Z ait un pôle ou un zéro pour $p = j\omega$.

Réseaux en treillis symétriques (fig. 17).

Les réseaux en treillis symétriques ont la forme indiquée par la fig. 17 a. Ils forment un pont d'impédance (fig. 17 b) dont les branches sont des dipôles

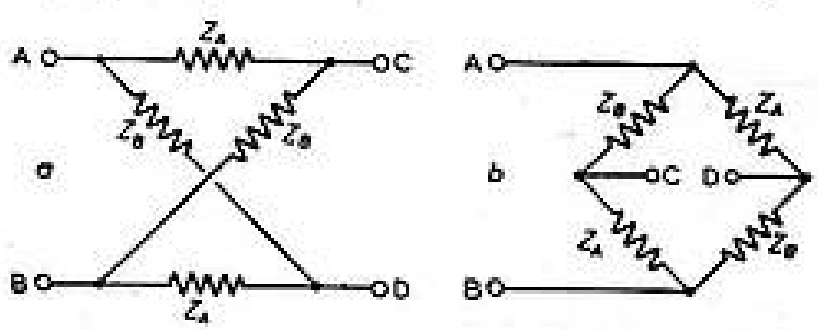


Fig. 17

de la forme indiquée plus haut. Ces réseaux permettent d'obtenir les fonctions de transfert les plus générales, et ils exigent les calculs les moins difficiles. Cependant ils présentent dans la pratique, un inconvénient qui est de ne pas avoir de référence à la masse. Cette restriction peut être levée en munissant l'entrée ou la sortie d'un transformateur parfait.

Nous allons donner une méthode de synthèse d'une fonction de transfert donnée par un réseau en treillis lorsque le pont est attaqué par un générateur d'impédance interne Z et alimente une charge de même impédance interne. Cette méthode a été exposée par Orchard (1). Nous allons la présenter sous une forme plus simple et plus directe que celle d'Orchard.

En représentant (fig. 18) le réseau en treillis de la figure 17 avec ses impédances d'entrée et de sortie Z, attaquée par un générateur de *f.e.m.* x, le calcul donne :

$$\frac{Z I_3}{x} = \frac{Z}{2} \cdot \frac{Z_A - Z_B}{Z^2 + Z(Z_A + Z_B) + Z_A Z_B}$$

— $\frac{Z I_3}{x}$ est la fonction de transfert que l'on cherche à réaliser, soit $T(p)$. Si l'on pose $Z'_A = Z_A + Z$;

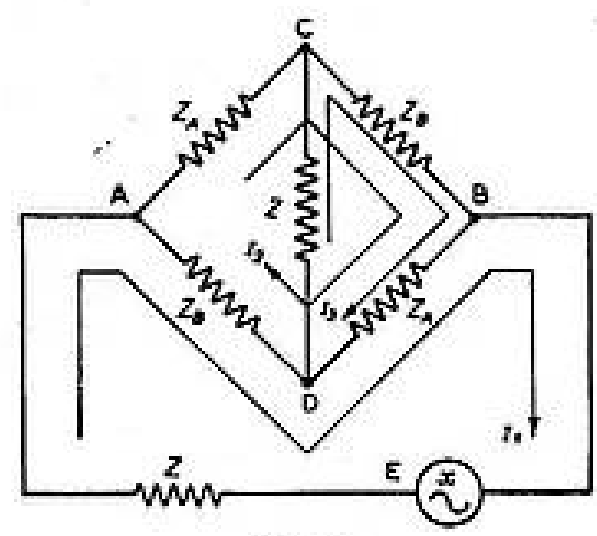


Fig. 18

$Z'_B = Z_B + Z$, l'expression de $T(p)$ se simplifie et devient :

$$T(p) = \frac{Z}{2} \cdot \frac{Z'_B - Z'_A}{Z'_A Z'_B} = \frac{Z}{2}\left[\frac{1}{Z'_A} - \frac{1}{Z'_B}\right]$$

Supposons que Z est une résistance pure R, ce qui est le cas le plus fréquent. On pourra poser :

$$\lambda(p) = \frac{2 Z'_A(p)}{R}$$

$$\mu(p) = \frac{2 Z'_B(p)}{R}$$

Il en résulte l'égalité simple :

$$T(p) = \frac{1}{\lambda(p)} - \frac{1}{\mu(p)}$$

Cette égalité, où λ et μ représentent des impédances de la forme 1 a et $\frac{1}{\mu}$ et $\frac{1}{\lambda}$ des admittances de la forme 1 b nous donne les conditions que doit remplir $T(p)$.

(1) *Proc. of I. R. E.* Vol. 39, n° 4, avril 51, p. 428.

On peut poser a priori :

$$\frac{1}{\lambda(p)} = \alpha_\infty p + \alpha_0 + p \Sigma \frac{\alpha_i}{p + q_i}$$

$$\frac{1}{\mu(p)} = \beta_\infty p + \beta_0 + p \Sigma \frac{\beta_i}{p + s_i} \qquad \alpha \text{ et } \beta \geqslant 0$$

Les conditions :

$$\begin{cases} Z_A = Z'_A - R = \dfrac{R}{2}(\lambda - 2) \\ Z_B = Z'_B - R = \dfrac{R}{2}(\mu - 2) \end{cases}$$

imposent :

$$\begin{cases} \lambda(\infty) \geqslant 2 \text{ et fini} \\ \mu(\infty) \geqslant 2 \text{ et fini} \end{cases}$$

soit :

$$\begin{cases} 0 < \dfrac{1}{\lambda(\infty)} \leqslant \dfrac{1}{2} \\ 0 < \dfrac{1}{\mu(\infty)} \leqslant \dfrac{1}{2} \end{cases} \qquad \text{D'où} \begin{cases} \alpha_\infty = \beta_\infty = 0 \\ 0 < \alpha_0 + \Sigma \alpha_i \leqslant \dfrac{1}{2} \\ 0 < \beta_0 + \Sigma \beta_i \leqslant \dfrac{1}{2} \end{cases}$$

Ces conditions se traduisent pour $T(p)$ sous la forme suivante : $T(p)$ doit être développable en série de la forme :

$$T(p) = a_0 + p \sum_1^n \frac{a_i}{p + p_i}$$

(a_0 et a_i de signes quelconques).

D'autre part, si on sépare les coefficients a_i (i variant de 0 à n) en coefficients b_j positifs et $-c_K$ négatifs, il faudra :

$$\begin{cases} \Sigma b_j \leqslant \dfrac{1}{2} \\ \Sigma c_K \leqslant \dfrac{1}{2} \end{cases}$$

Ces conditions se résument ainsi :

1) Pôles réels, simples, négatifs, finis (ce qui suppose le degré du dénominateur supérieur ou égal à celui du numérateur).

2) Zéros arbitraires sous la réserve que les zéros complexes se présentent par paires conjuguées, puisque les coefficients sont réels.

3) Somme des coefficients positifs et somme des coefficients négatifs du développement de la forme indiquée ci-dessus inférieures à 1 /2 en valeur absolue.

La troisième condition peut toujours être réalisée, pour une fonction de transfert donnée remplissant les deux autres conditions, en la multipliant par un coefficient constant convenable, ce qui n'a pour effet que de faire varier le gain absolu aux différentes fréquences, et non les rapports des gains ni les phases. On pourra alors identifier $T(p)$ et $\dfrac{1}{\lambda(p)} - \dfrac{1}{\mu(p)}$.

Le processus de calcul d'un réseau en treillis sera donc le suivant : la fonction $T(p)$ étant donnée remplissant les conditions 1) et 2), la développer en série de la forme :

$$T(p) = a_0 + p \Sigma \frac{a_i}{p + p_i}$$

Former les sommes S_1 des coefficients positifs et S_2 des coefficients négatifs. Voir si la plus grande des deux, S, est supérieure à 1 /2. S'il en est ainsi, diviser $T(p)$ par un coefficient supérieur ou égal à 2 S. Former $\dfrac{1}{\lambda(p)}$ en ne prenant que les termes positifs du développement et $\dfrac{1}{\mu(p)}$ en prenant les termes négatifs en valeur absolue :

En tirer $\lambda(p)$ et $\mu(p)$, puis :

$$\begin{cases} Z_A = \dfrac{R}{2}[\lambda(p) - 2] \\ Z_B = \dfrac{R}{2}[\mu(p) - 2] \end{cases}$$

On aura en général intérêt à diviser $T(p)$ exactement par 2 S et non par un coefficient plus grand, ce qui permet le meilleur gain absolu et simplifie l'une des impédances Z_A ou Z_B en supprimant la résistance en série.

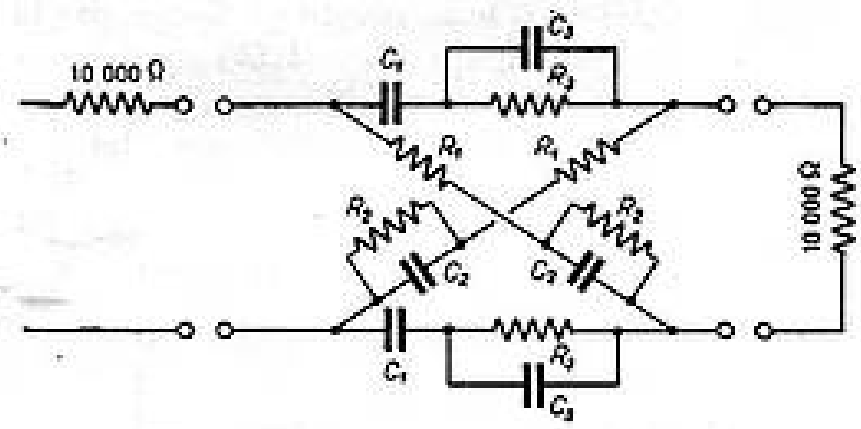


FIG. 19

$R_1 = 526\,\Omega$ $\qquad C_1 = \dfrac{10^{-6}}{1{,}6}\text{ F} = 0{,}625\ \mu\text{F}$

$R_2 = \dfrac{1{,}99 \cdot 10^5}{10{,}5} = 190.000\,\Omega$ $\qquad C_2 = \dfrac{1}{2 \cdot 10^5} = 0{,}5\ \mu\text{F}$

$R_3 = \dfrac{2{,}1 \cdot 10^6}{250} = 8.400\,\Omega$ $\qquad C_3 = \dfrac{1}{2{,}1 \cdot 10^3} = 0{,}476\ \mu\text{F}$

Dans le cas où S est inférieure à 1 /2, on peut laisser $T(p)$ telle quelle, ou la multiplier par $\dfrac{1}{2S}$ ce qui permet les mêmes améliorations.

Nous allons illustrer ce processus par un exemple :

Exemple : Réaliser le réseau à gain constant :

$$T(p) = \frac{(p - 100)(p - 200)(p - 400)}{(p + 100)(p + 200)(p + 400)}$$

entre deux résistances R de 10 000 ohms.

On trouve :

$$T(p) = -1 + \frac{10\,p}{p+100} - \frac{18\,p}{p+200} + \frac{10\,p}{p+400}$$

D'où :

$$\begin{cases} \Sigma\, b_i = 20 = S_1 \\ \Sigma\, c_i = 19 = S_2 \end{cases}$$

on prend donc $S = S_1 = 20$, et on divise tous les coefficients par $2\,S = 40$. D'où :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\lambda(p)} = \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{p}{p+100} + \dfrac{p}{p+400}\right) = \dfrac{p\,(p+250)}{2\,(p+100)\,(p+400)} \\ \dfrac{1}{\mu(p)} = \dfrac{1}{40}\left(1 + \dfrac{18\,p}{p+200}\right) = \dfrac{1}{40} \times \dfrac{19\,p+200}{p+200} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \lambda(p) = \dfrac{2\,(p+100)\,(p+400)}{p\,(p+250)} = 2 + \dfrac{320}{p} + \dfrac{420}{p+250} \\ \mu(p) = 40\,\dfrac{p+200}{19\,p+200} = \dfrac{40}{19} + \dfrac{398}{p+10{,}5} \end{cases}$$

D'où le réseau :

$$\begin{cases} Z_A = \dfrac{R}{2}\,(\lambda - 2) = \dfrac{1{,}6\,.\,10^6}{p} + \dfrac{2{,}1\,.\,10^4}{p+250} \\ Z_B = \dfrac{R}{2}\,(\mu - 2) = 526 + \dfrac{1{,}99\,.\,10^6}{p+10{,}5} \end{cases}$$

Le réseau a la forme indiquée sur la figure 19, les valeurs de ses éléments étant données sur la même figure.

Il est bien entendu que ce réseau ne donne pas la fonction de transfert $T(p)$ mais $\dfrac{T(p)}{40}$.

Réduction à un tripôle — L'inconvénient déjà signalé de ne pas avoir de référence à la masse rend parfois difficile l'utilisation des réseaux en treillis,

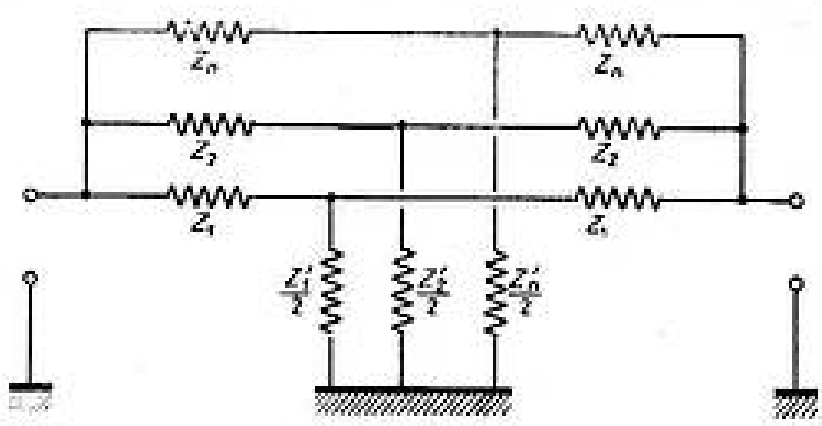


Fig. 20

particulièrement si on veut les employer dans des servomécanismes à courant continu (¹), où les fréquences mises en jeu sont faibles, de l'ordre de quelques périodes par seconde On ne peut alors pas ut liser de transformateur, et on est obligé d'utiliser des amplificateurs différentiels, ce qui complique la réalisation. Il est donc d'un très grand intérêt d'arriver à réduire les réseaux en treillis calculés par la méthode simple exposée ci-dessus à des réseaux tripôles.

Nous allons indiquer une méthode permettant, moyennant quelques conditions à remplir par Z_A et Z_B, de faire cette réduction de façon automatique. Le réseau tripôle auquel nous aboutirons sera un réseau en « T parallèle symétrique généralisé » du type indiqué sur la figure 20.

Pour faire cette réduction, nous nous appuierons sur le théorème de bissection de Bartlett qui indique que tout réseau symétrique est équivalent à un réseau en treillis dont les impédances Z_A et Z_B sont déterminées de la façon suivante :

On suppose le réseau coupé par son plan de symétrie.

Z_A est l'impédance que possède l'une des moitiés

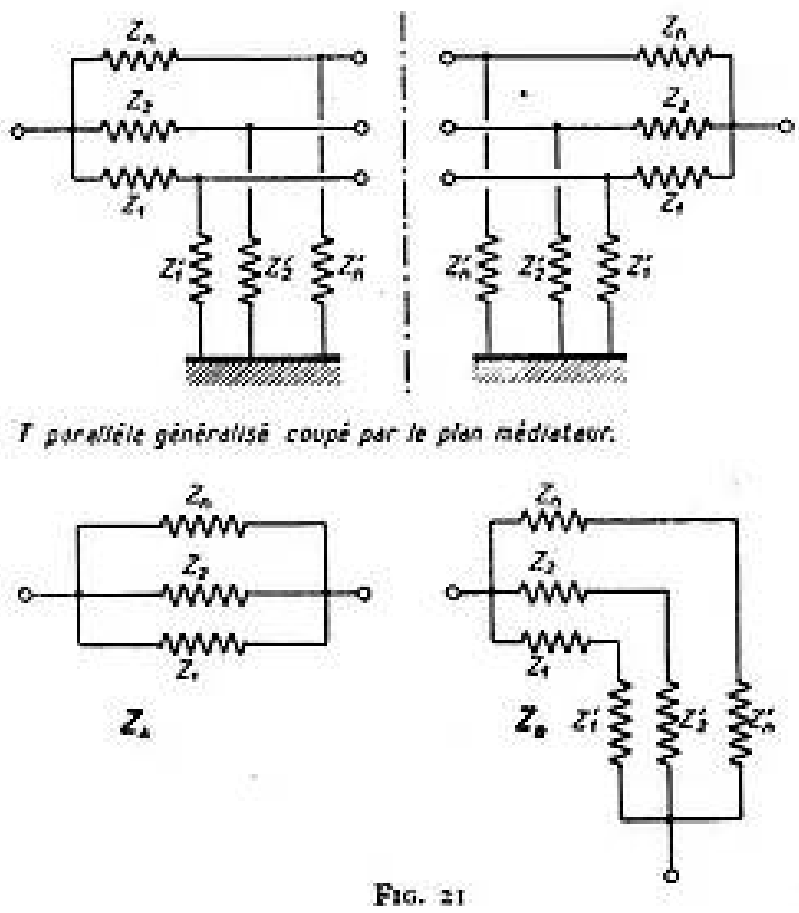


Fig. 21

lorsqu'on court-circuite toutes les extrémités coupées par le plan.

Z_B est l'impédance de l'une des moitiés lorsque les extrémités coupées par le plan sont en circuit ouvert. La figure 21 montre l'application de ce théorème dans le cas du T parallèle symétrique généralisé On voit immédiatement qu'on a :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{Z_A} = \dfrac{1}{Z_1} + \dfrac{1}{Z_2} + \ldots + \dfrac{1}{Z_i} + \ldots + \dfrac{1}{Z_n} \\ \dfrac{1}{Z_B} = \dfrac{1}{Z_1 + Z'_1} + \dfrac{1}{Z_2 + Z'_2} + \ldots + \dfrac{1}{Z_i + Z'_i} + \ldots + \dfrac{1}{Z_n + Z'_n}. \end{cases}$$

$\dfrac{1}{Z_A}$ et $\dfrac{1}{Z_B}$ étant mis sous la forme :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{Z_A} = \alpha_\infty\, p + \alpha_0 + \dfrac{p\,\alpha_1}{p+p_1} + \ldots + \dfrac{p\,\alpha_i}{p+p_i} + \ldots + \dfrac{p\,\alpha_n}{p+p_n} \\ \dfrac{1}{Z_B} = \beta_\infty\, p + \beta_0 + \dfrac{p\,\beta_1}{p+q_1} + \ldots + \dfrac{p\,\beta_j}{p+q_j} + \ldots + \dfrac{p\,\beta_m}{p+q_m} \end{cases}$$

(¹) Les méthodes de calcul exposées dans cette deuxième partie, qui se bornent à exposer la façon de réaliser des réseaux ayant une fonction de transfert donnée s'appliquent évidemment aussi au calcul des réseaux pour servomécanismes à courant continu. Elles sont seulement moins nécessaires dans ce dernier cas, en raison de la simplicité plus grande des fonctions de transfert mises en jeu, mais elles peuvent parfois rendre de grands services.

on pourra prendre :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{Z_i} = \dfrac{p\,\alpha_i}{p + p_i} \\ \dfrac{1}{Z_i + Z'_i} = \dfrac{p\,\beta_j}{p + q_j} \end{cases}$$

L'impédance Z'_i sera alors définie par l'égalité :

$$\frac{1}{Z'_i} = \frac{\alpha_i\, p}{(\alpha_i - \beta_j)\, p + (\alpha_i\, q_j - \beta_j\, p_i)}$$

Elle sera physiquement réalisable si les inégalités suivantes sont respectées :

$$\begin{cases} \alpha_i \geqslant \beta_j \\ \dfrac{\alpha_i}{p_i} \geqslant \dfrac{\beta_j}{q_j} \end{cases}$$

Ces conditions sont d'ailleurs trop restrictives, car il est évident que l'on peut scinder les α_i et les β_j en $\alpha_{i1}, \alpha_{i2} \ldots \alpha_{ik}$ et $\beta_{j1}\, \beta_{j2} \ldots \beta_{jl}$ si certaines des inégalités ci-dessus ne sont pas remplies. On peut alors grouper les nouveaux termes de façon à avoir des éléments physiquement réalisables :

$$\begin{cases} \alpha_{im} \geqslant \beta_{jm} \\ \dfrac{\alpha_{im}}{p_i} \geqslant \dfrac{\beta_{jm}}{q_j} \end{cases}$$

Il est difficile de trouver des conditions suffisantes pour que cette décomposition puisse se faire avec certitude. Deux conditions nécessaires sont évidemment :

$$\begin{cases} \Sigma\, \alpha_i \geqslant \Sigma\, \beta_j \\ \Sigma\, \dfrac{\alpha_i}{p_i} \geqslant \Sigma\, \dfrac{\beta_j}{q_i} \end{cases}$$

Il serait intéressant de trouver les conditions que doit remplir $T\,(p)$ pour que cette décomposition puisse se faire avec certitude. Il semble que le fait pour $T\,(p)$ d'être à minimum de phase, c'est-à-dire de n'avoir que des zéros situés dans le demi-plan fermé de gauche du plan complexe, doive permettre la réduction à cette forme de tripôle, mais nous n'avons pas pu l'établir avec certitude.

En partant des conditions nécessaires pour Z_A et Z_B ci-dessus, on trouve pour $T\,(p)$ les conditions nécessaires :

$$\begin{cases} T\,(0) \geqslant 0 \\ T\,(\infty) \geqslant 0 \end{cases}$$

Ces résultats étaient d'ailleurs à prévoir, car les conditions $T\,(0) \geqslant 0$ et $T\,(\infty) \geqslant 0$ sont générales pour la possibilité de faire la synthèse d'une fonction de transfert par un réseau tripôle de quelque forme qu'il soit.

Les deux méthodes de synthèse exposées ci-dessus sont à conseiller si l'on est absolument sûr de la fonction de transfert que l'on désire obtenir. L'obtention par un seul réseau d'une fonction de transfert assez compliquée (les calculs sont relativement simples et rapides jusque vers le 4e ou le 5e ordre) justifie les calculs. Mais dans bien des cas on cherche à obtenir un réseau facilement modifiable d'après les résultats de l'expérience. Dans cas, ce il est préférable d'utiliser un catalogue de réseaux. La troisième partie de cette étude aura pour but de dresser un tel catalogue.

(A suivre)

DESCRIPTION
D'UN DISPOSITIF D'ENREGISTREMENT

PAR

P. DESNEIGES et A. PAGES

Commissariat à l'Energie Atomique
Centre d'Etudes Nucléaires
de Saclay

Un précédent article [1] donne le principe et la description d'un sélecteur d'amplitude dit « à escaliers ». Pour chaque impulsion analysée, cet appareil délivre un train de signaux rectangulaires (de 5 μs de durée et espacés de 5 μs) dont le nombre est proportionnel à l'amplitude de l'impulsion. Il fournit également un signal auxiliaire : le « signal de groupe ».

Nous allons décrire le dispositif d'enregistrement destiné à accompagner le sélecteur d'amplitude, cité ci-dessus. L'appareil comprend 25 canaux de numération. Il doit enregistrer une unité dans le $n^{ième}$ canal chaque fois qu'il reçoit un train de n signaux rectangulaires.

La figure 1 montre le schéma fonctionnel et la forme des signaux aux différents points du circuit. Le train d'impulsions est envoyé à l'entrée d'un circuit en « anneau » de 25 bascules. A l'état initial toutes les bascules sont dans un état que nous appellerons « fermé ». A la fin d'un train de n impulsions, seule la $n^{ième}$ bascule se trouve dans la position ouverte. 50 μs après la fin du signal de groupe l'anneau est ramené dans son état initial.

Les n-1 premières bascules délivrent un signal rectangulaire de 10 μs et la $n^{ième}$ un signal de 50 μs. Ces signaux rectangulaires sont distribués respectivement à chacun des circuits de numération N_1, N_2 ..., mais ils ne peuvent actionner ces derniers que si leur durée est supérieure à 20 μs environ, donc seul le $n^{ième}$ canal enregistre une unité.

Nous allons étudier successivement les différentes parties de l'appareil :

— Le tiroir pilote permettant d'actionner l'anneau ;

— Les tiroirs de numération ;

— Les tiroirs auxiliaires.

TIROIR PILOTE (fig. 2).

Le train de signaux rectangulaires (entrée E_1) remis en forme dans le tube L_1 est transmis à la ligne commune d'attaque de l'anneau à travers les lampes L_2 et L_3 et le cathode follower L_4. Les lampes L_2 et L_3, qui assurent une fonction de mélange, permettent d'adjoindre au train le signal de remise à zéro de l'anneau.

Les fronts avant et arrière du signal de groupe (entrée E_2) commandent les changements d'état de la bascule L_5. Celle-ci est de structure identique à un monovibrateur de SCHMITT mais la grille de commande est polarisée au milieu de la plage d'hystérésis.

Le monovibrateur L_5 bascule à l'instant correspondant au front avant du signal de groupe. Il ne revient à sa position d'équilibre qu'avec un certain retard par rapport à la fin du signal de groupe. Ce retard, imposé par la constante de temps

$$C_{12} \frac{R_{31} \cdot R_{36}}{R_{31} + R_{36}},$$

est fixé à 50 μs.

Quand ce monovibrateur revient à son état initial on recueille sur sa plaque de droite un signal négatif (fig. 3) qui est appliqué au tube L_3 et qui permet, comme il est dit ci-dessus, de ramener l'anneau à zéro. Par ailleurs, le signal rectangulaire de la plaque de gauche actionne un circuit de blocage interposé entre l'entrée et le tube L_5, évitant ainsi tout nouveau déclenchement pendant la durée complète d'une analyse. En effet les fronts négatifs du signal de groupe ne peuvent être transmis au tube L_5 que si la triode de gauche de L_7 conduit. La figure 4 montre la forme des signaux dans le cas où deux signaux de groupe se suivent à un bref intervalle (moins de 50 μs).

Les impulsions m_1 et m_2 commandent le basculement de L_5 comme il est dit ci-dessus. La prochaine impulsion négative qui correspond au début du deuxième signal de groupe n'est pas transmise et l'impulsion m_3 est sans action puisque L_5 n'a pas changé d'état.

Dans le tiroir pilote on trouve également la première lampe L_8 de l'anneau que nous allons

---

[1] H. GUILLON, *Onde Electrique*, juillet 1954.

[2] DE ST-ANDRÉ, *Onde Electrique* (1953), 33, 316, p. 435-441.

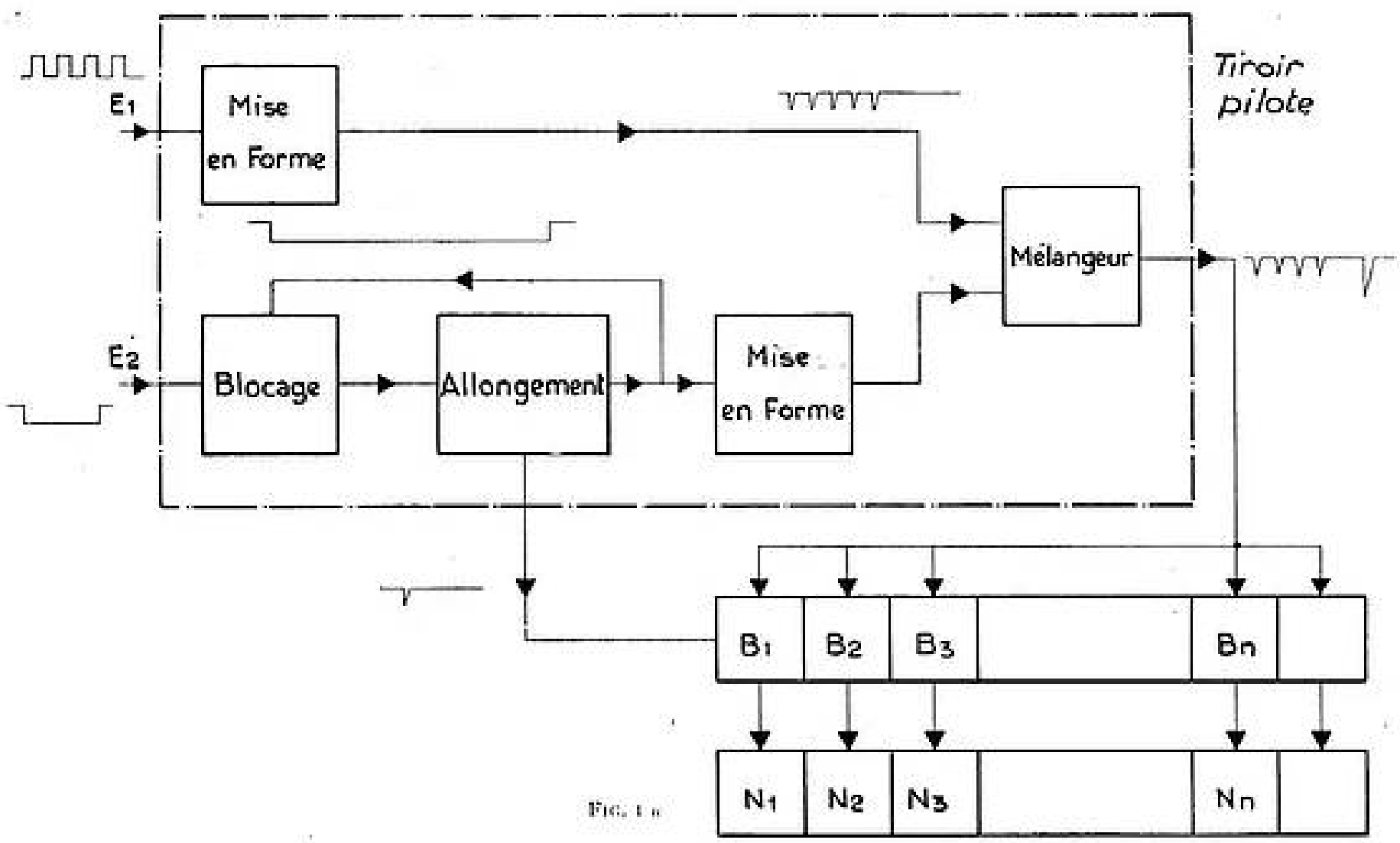

Tiroir pilote
E1
Mise en Forme
Mélangeur
E2
Blocage
Allongement
Mise en Forme
B1
B2
B3
Bn
N1
N2
N3
Nn

FIG. 1 a

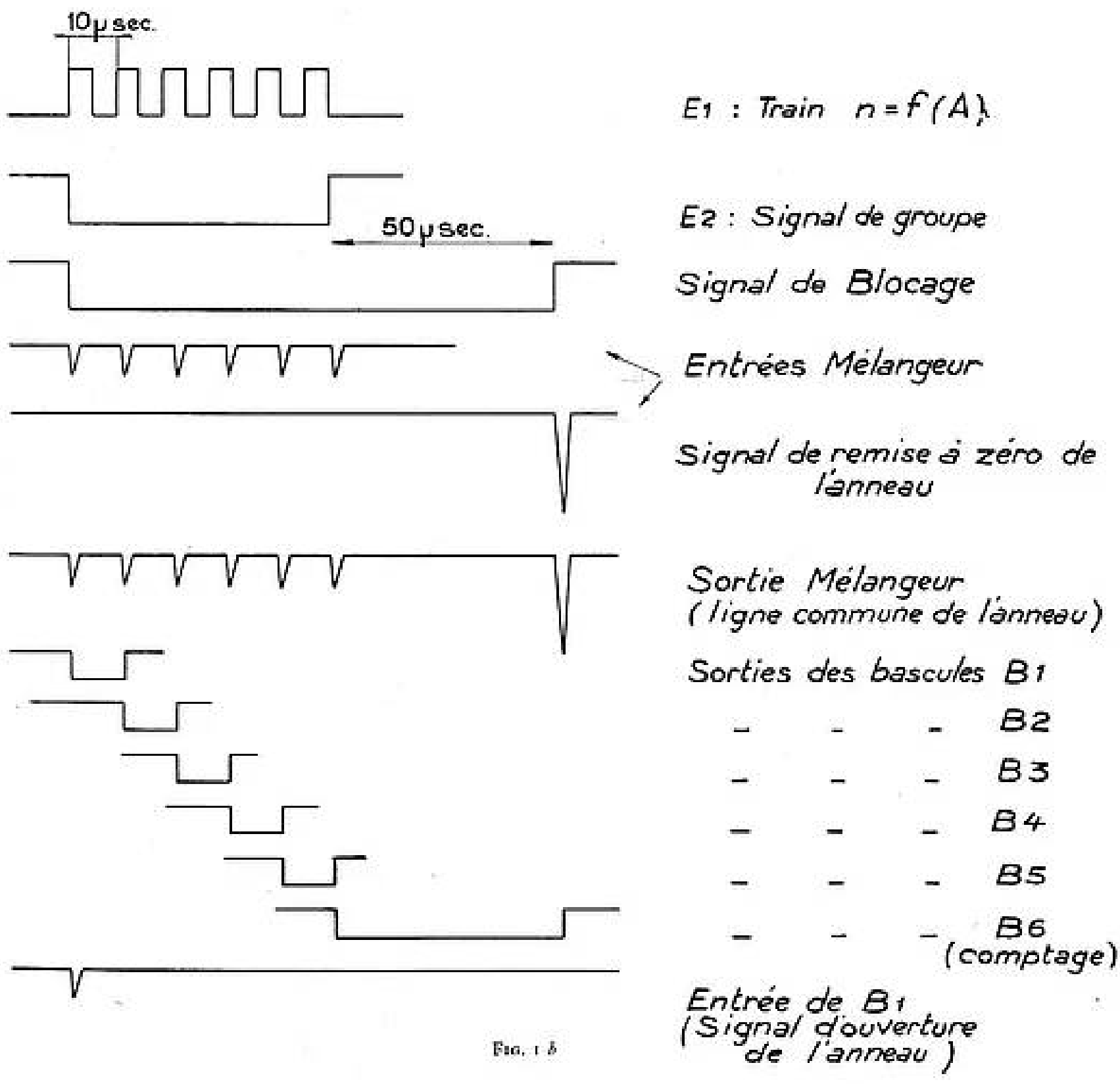

10µ sec.
E1 : Train n = f (A)
50µ sec.
E2 : Signal de groupe
Signal de Blocage
Entrées Mélangeur
Signal de remise à zéro de l'anneau
Sortie Mélangeur
(ligne commune de l'anneau)
Sorties des bascules B1
B2
B3
B4
B5
B6
(comptage)
Entrée de B1
(Signal d'ouverture de l'anneau)

FIG. 1 b

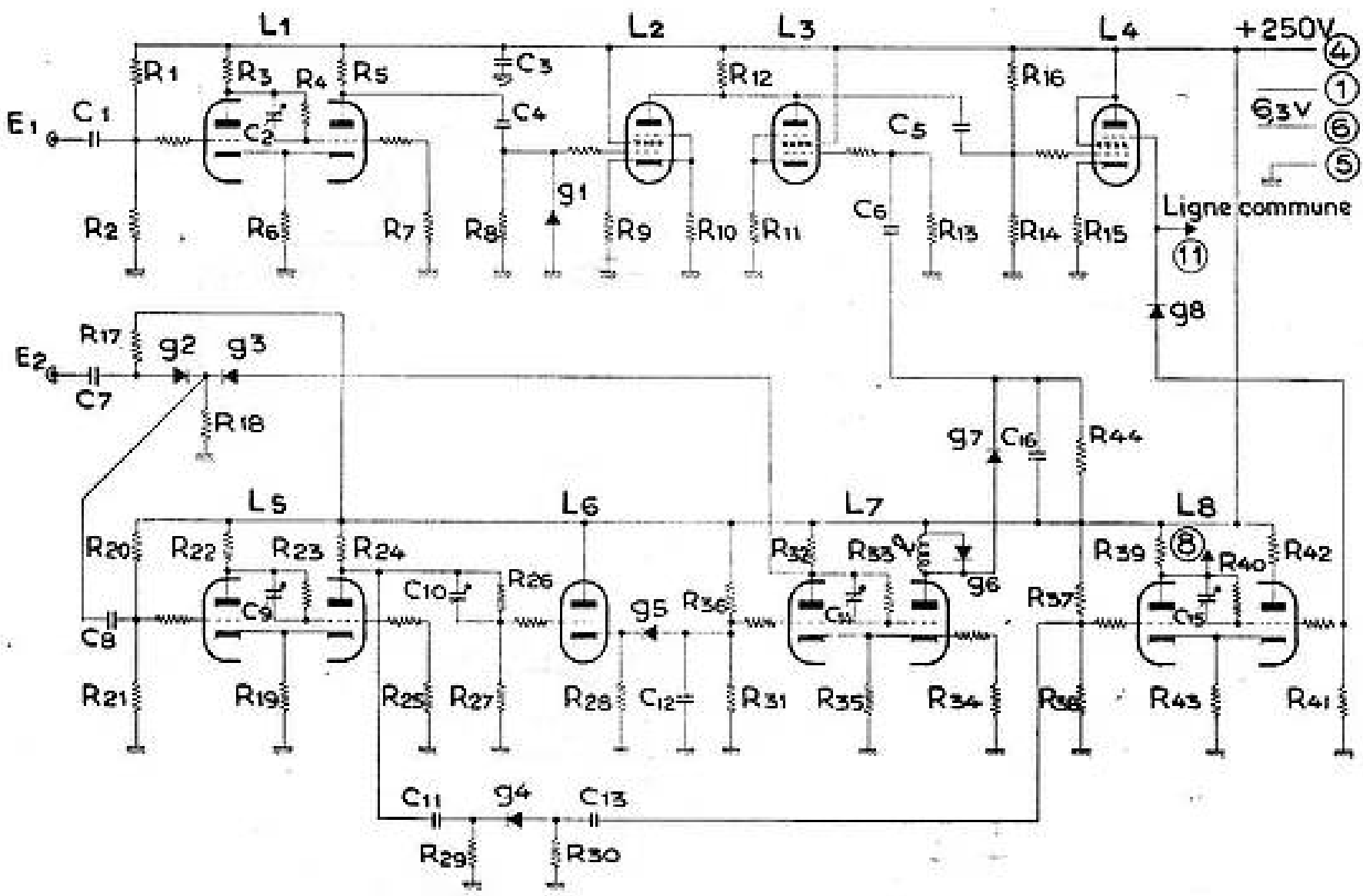


Fig. 2

décrire ci-dessous. La grille de gauche reçoit une impulsion négative simultanée au front avant du signal de groupe, et la première bascule change d'état à cet instant : l'anneau est alors en position d'attente.

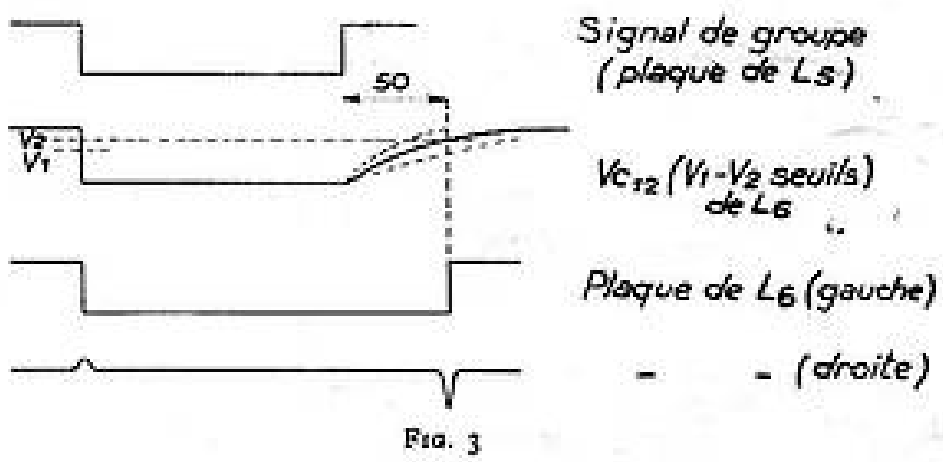


Fig. 3

Tiroir de numération (fig. 5).

L'anneau est constitué par une suite de bascules du type Schmitt polarisées au milieu de leur plage d'hytérésis (L_s tiroir pilote, L_1 de chaque tiroir de numération).

La figure 6 montre le schéma de principe d'un tel anneau. Au repos tous les tubes de gauche débitent et tous les tubes de droite sont bloqués. Comme nous l'avons vu au précédent paragraphe, à l'instant correspondant au front avant du signal de groupe, B_1 change d'état. La première impulsion du train est sans effet ; mais la deuxième ramène B_1 dans son état primitif. A ce moment B_1 transmet une impulsion négative à la grille de gauche de B_2 qui bascule et ainsi de suite. La dernière impulsion du train laisse la bascule B_n dans l'état ouvert jusqu'à l'arrivée de l'impulsion de remise à zéro. Cette dernière, d'amplitude plus grande que les autres, ramène l'anneau dans son état initial. Durant le cycle on recueille sur les plaques de droite de B_1,

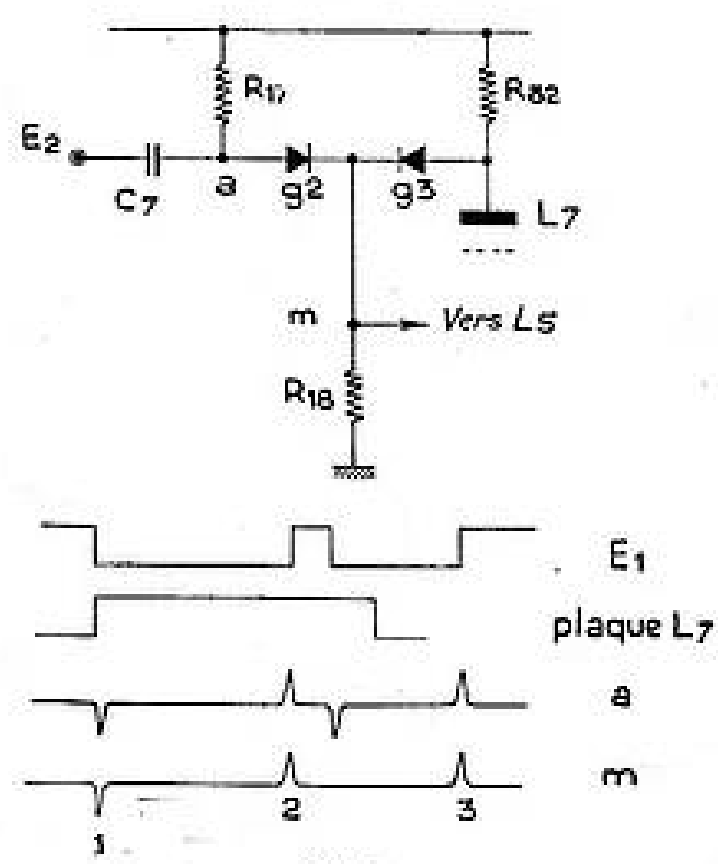


Fig. 4

$B_2 \ldots B_{n-1}$ des signaux rectangulaires de 10 µs et sur la plaque de B_n un signal rectangulaire de 50 µs.

Chaque circuit de numération proprement dit comprend un « tube compteur décimal » *E1T* (²)

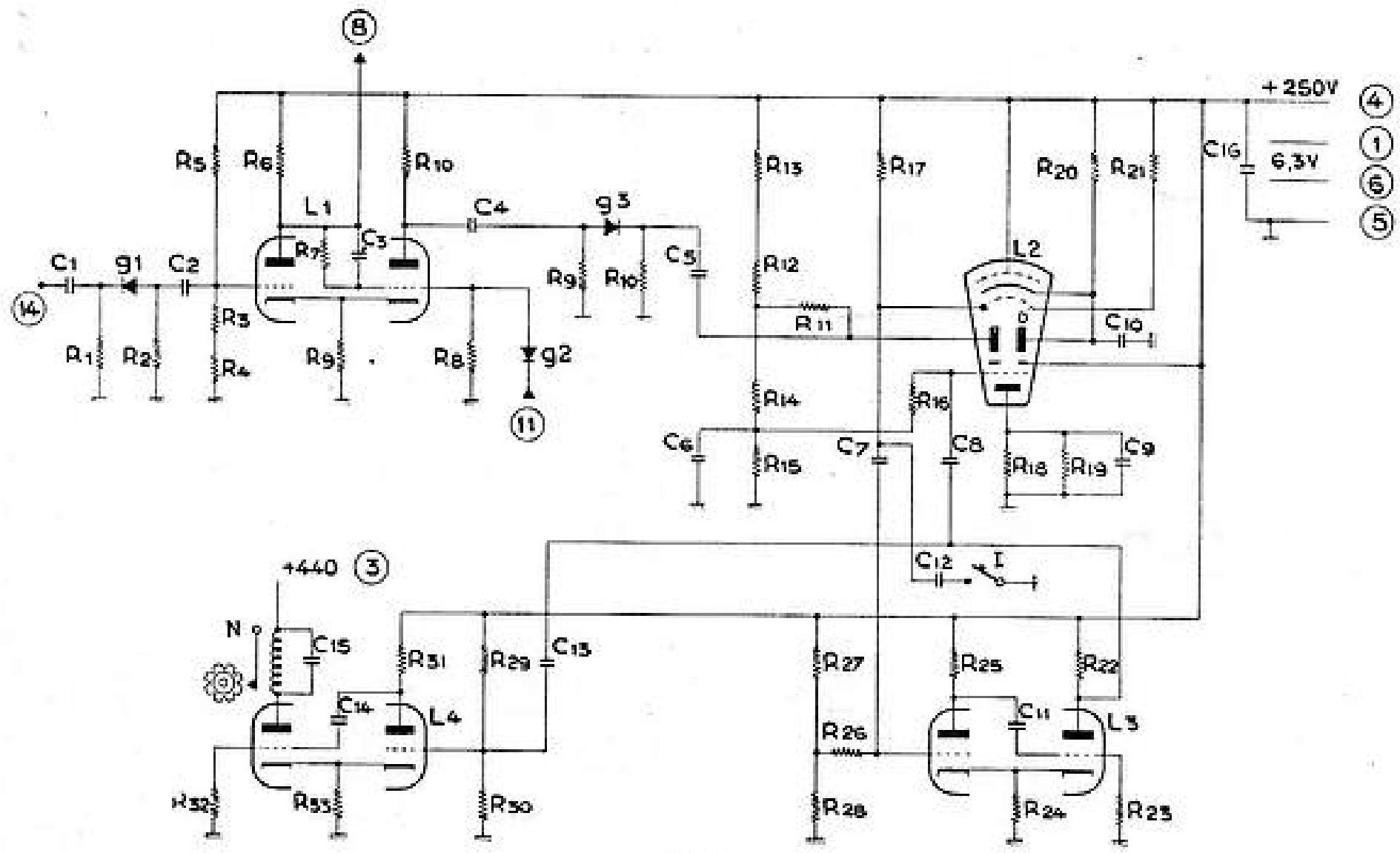
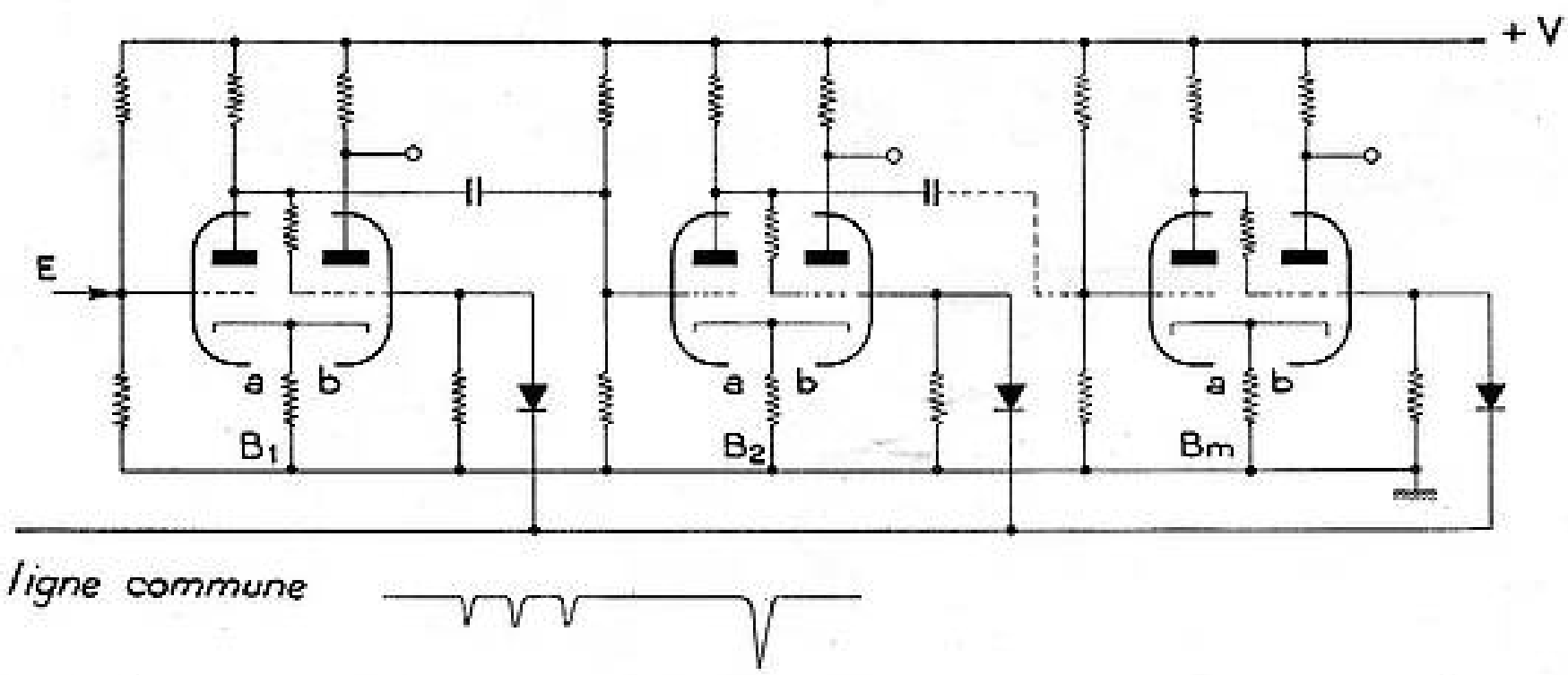


FIG. 5



E de la plaque droite de L_5 du tiroir pilote
—o vers les circuits de numération

B_1 : L_8 tiroir pilote
$B_2, B_3 \ldots B_n$: L_7 tiroir de numération

FIG. 6

destiné à compter les unités, suivi d'un numérateur téléphonique dénombrant les dizaines, centaines...

Les signaux de plaque des bascules sont dérivés par C_4R_8 et écrêtés par g_3.

La figure 7 montre les impulsions résultantes. Celles-ci sont envoyées sur l'électrode de commande du tube $E1T$. Celles du type 2 n'ont pas une amplitude suffisante pour être enregistrées ; par contre une impulsion du type 1 sera enregistrée par le tube compteur

En conclusion, seul le dernier canal dont la bascule aura changé d'état enregistrera un événement Son numéro correspond au nombre de signaux du train donc à une impulsion d'amplitude déterminée à l'entrée du sélecteur.

Quand le tube $E1T$ passe de 9 à 10, son anode de remise à zéro débite et transmet une impulsion négative au monovibrateur L_3. Ce dernier bascule et envoie un signal rectangulaire sur le Wehnelt ce qui a pour effet de couper le faisceau et de le

ramener à zéro. Simultanément le monovibrateur L_4 bascule et actionne le numérateur.

Le numérateur à remise à zéro mécanique comporte un contact électrique I. La manœuvre de ce bouton entraîne le basculement du monovibrateur L_3 d'où la remise à zéro du tube décade.

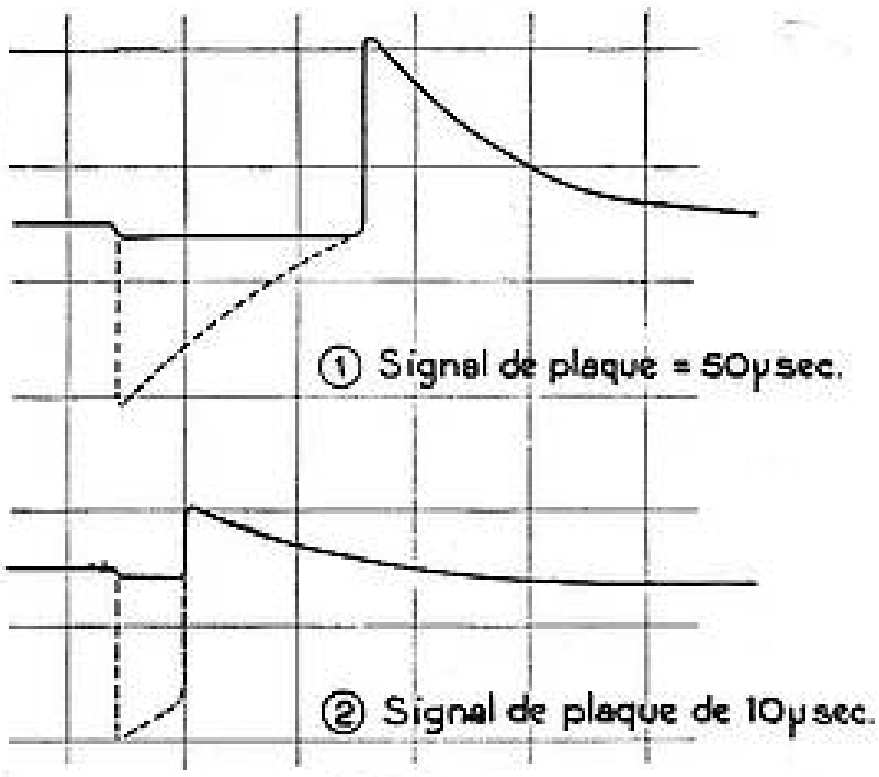


Fig. 7

Tiroir anneau de 5.

Dans l'étude d'un spectre d'amplitude $N = f(A)$ une région $A_1 - A_2$ peut ne pas présenter d'intérêt.

Pour augmenter les possibilités de l'appareil (25 tiroirs au maximum), il peut être intéressant de ne pas compter dans cette région et d'étendre l'exploration aux régions utiles avec le maximum de canaux de numération. Ainsi si l'on remplace deux tiroirs de numération par deux tiroirs d'anneau de 5 : la région explorée s'étend sur 33 canaux mais la numération n'a lieu que dans 23. Dans ce cas, le sélecteur doit être réglé de façon à pouvoir fournir un train de 33 signaux rectangulaires pour l'amplitude maximum analysée.

Dispositif de controle oscillographique (fig. 8).

Un oscillographe incorporé permet le contrôle et le dépannage du décodeur. Le balayage à deux vitesses est produit directement à partir du signal de groupe.

Réalisation.

Le décodeur, comme le sélecteur d'amplitude, est réalisé à partir d'éléments mécaniques normalisés. Il comprend des racks à glissières pouvant recevoir chacun 5 tiroirs de 1 unité.

— Tiroir de numération	.....	1 unité.
— » anneau de 5	.....	1 »
— » de mise en marche	..	1 »
— » pilote	.....	2 unités
— » oscillographe	.....	2 »

Les alimentations 250 V — 200 mA sont des éléments préfabriqués commandés simultanément par des relais à partir d'un tiroir de mise en marche.

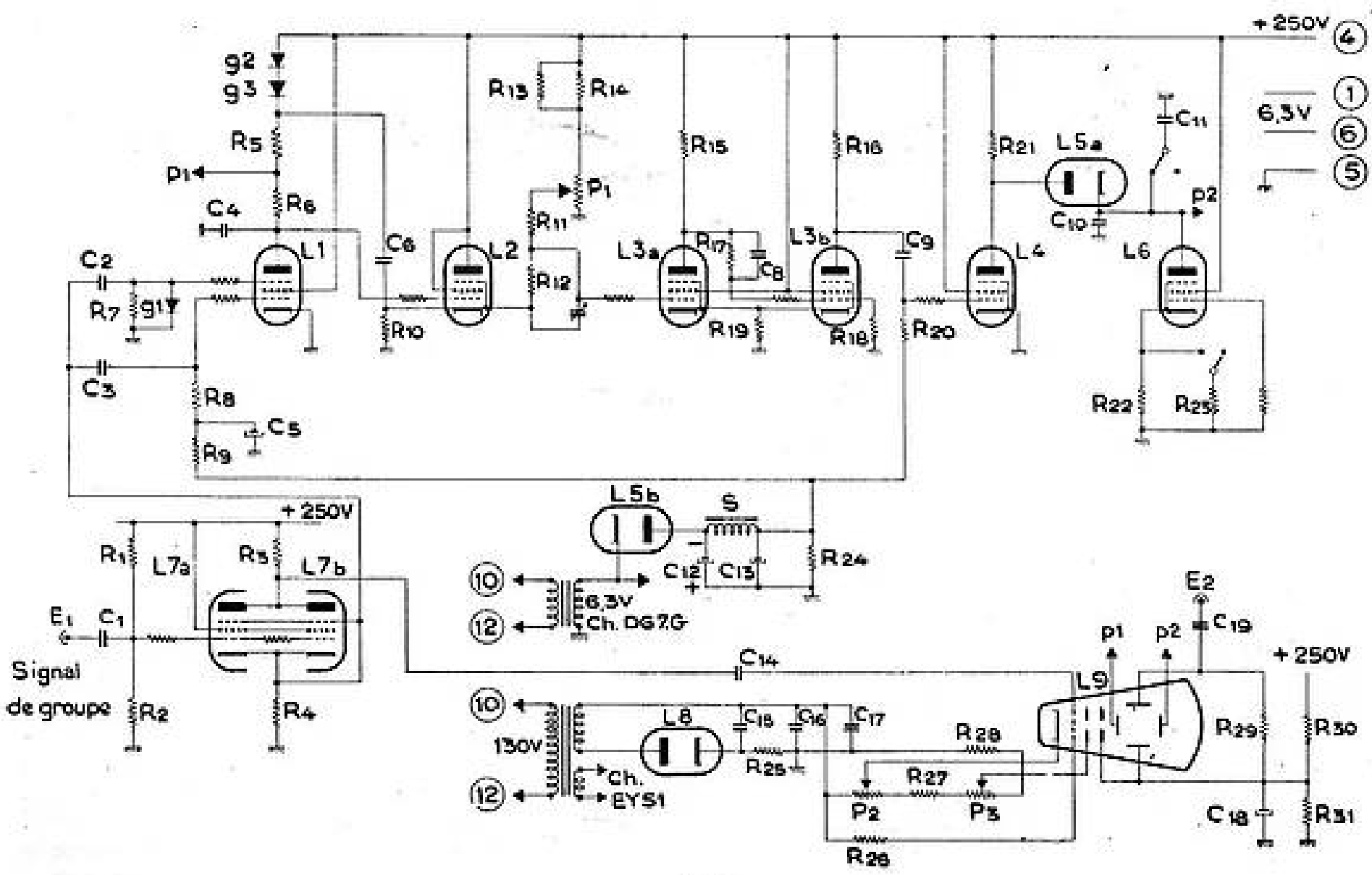


Fig. 8