

G. GIRALT

Contribution à la mesure des valeurs de Crête des hautes tensions

Annales de la faculté des sciences de Toulouse 4^e série, tome 22 (1958), p. 57-158

http://www.numdam.org/item?id=AFST_1958_4_22__57_0

© Université Paul Sabatier, 1958, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de la faculté des sciences de Toulouse » (<http://picard.ups-tlse.fr/~annales/>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

CONTRIBUTION A LA MESURE DES VALEURS DE CRÊTE DES HAUTES TENSIONS

INTRODUCTION

Le développement des H.T. dans la technique électrique se poursuit de nos jours à un rythme accéléré et nécessite une action soutenue des laboratoires de recherches qui, chacun dans leur domaine, apportent une contribution à cette progression.

Parmi les problèmes intéressant la technique des tensions élevées qui sont étudiés au laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de l'École Nationale Supérieure d'Électrotechnique, d'Électronique et d'Hydraulique de Toulouse, celui de la mesure des hautes tensions a constitué notre préoccupation majeure, particulièrement en ce qui concerne leur valeur de crête.

Celle-ci est, en effet, la grandeur dont la connaissance est la plus utile aussi bien pour le technicien du laboratoire d'études et d'essais que pour celui chargé de déterminer le niveau d'isolement d'un réseau de transport ou de distribution d'énergie électrique. Très souvent d'ailleurs cette caractéristique est la seule qui ait un sens physique bien défini, pour des impulsions, par exemple.

Deux cas peuvent en effet se présenter suivant le régime considéré :

a) HAUTES TENSIONS EN RÉGIME PERMANENT

Dans cette catégorie, le type de tension de très loin le plus fréquent est la tension périodique alternative à 50 Hz. Plus rarement, on peut avoir aussi à mesurer le niveau de crête d'une suite périodique ou pseudo-périodique d'impulsions de forme quelconque.

Il conviendrait aussi de citer ici les hautes tensions continues, mais leur nature même permet la mise en œuvre de dispositifs de mesures particuliers dont l'étude sort du cadre du travail que nous nous sommes proposé.

b) IMPULSIONS ISOLÉES

Ces impulsions sont de formes très diverses, mais on sait cependant que leur durée est courte par rapport à la seconde.

Il s'agit le plus souvent de surtensions intéressant les réseaux électriques qu'elles soient d'origine interne, provoquées par exemple par l'ouverture d'un disjoncteur, ou d'origine externe telles qu'un coup de foudre. Ce phénomène étant représenté pour les besoins des essais et des études de laboratoire par l'onde de choc normalisée 1/50.

Les dispositifs de mesure de la valeur de crête des hautes tensions se rattachent essentiellement à deux types :

1) MESURE D'UNE FRACTION CONNUE DE LA HAUTE TENSION.

On ramène alors le problème à la mesure de la valeur de crête d'une basse tension. Le résultat peut être alors obtenu,

— soit au moyen d'un transformateur de potentiel dont l'emploi est limité aux régimes permanents sinusoïdaux,

— soit au moyen de diviseurs de tension dont l'utilisation est très délicate en régime transitoire. De plus, pour les mesures réalisées sur impulsions isolées, il est indispensable d'utiliser un oscillographe cathodique.

En régime permanent, leur indication est toutefois indépendante de la fréquence dans leur domaine d'utilisation.

2) MESURE DIRECTE DE LA HAUTE TENSION.

Emploi d'un éclateur à sphères.

Ce dispositif simple est utilisé de façon très large, indifféremment en régime permanent ou en régime impulsionnel.

Les résultats obtenus conduisent cependant à une dispersion importante si l'on ne prend pas des précautions spéciales et, d'autre part, la méthode comporte le grave inconvénient de ne pouvoir permettre que des mesures discontinues, rendues souvent complexes par la nature « destructive » du système de mesures.

Emploi d'une capacité haute tension.

— Méthode du courant de capacité redressé.

Le principe a été proposé vers 1913 par les Américains CHUBB et FORTESCUE pour la mesure de la valeur de crête des hautes tensions périodiques alternatives. Par la suite, divers auteurs ont étudié ce problème et mis en évidence que la méthode était d'un emploi commode, facile à mettre en œuvre et pouvait être utilisée avec une très bonne précision.

Nous nous proposons dans notre travail d'apporter une contribution à l'étude théorique et expérimentale de cette méthode et de présenter sur ce principe un appareil complet garantissant à la fois une précision élevée et une grande commodité d'emploi.

— Méthode du blocage de la charge maximum.

Cette méthode, que nous proposons, est très générale; elle s'applique aussi bien en régime permanent qu'en régime impulsionnel. Par rapport à la précédente, elle présente surtout l'avantage essentiel de n'être pas sensible au maxima relatifs et permet par conséquent la mesure simple de la valeur de crête, même dans le cas où l'onde de tension a une forme très complexe.

Notre exposé comprendra quatre parties :

Nous développerons tout d'abord les considérations qui nous ont guidé dans la réalisation d'un condensateur plan à air étalon, à capacité variable.

Puis, à partir de la méthode du courant de capacité redressé, nous traiterons le problème de la mesure de la valeur de crête d'une haute tension dans le cas envisagé d'un phénomène périodique.

Nous examinerons ensuite, dans une troisième partie, l'influence de la fréquence de la tension à mesurer et nous proposerons une correction automatique basée sur l'emploi d'un discriminateur de fréquence que nous avons imaginé.

Il nous restera dans la quatrième partie à indiquer comment la méthode du courant de capacité redressé peut être adaptée à la détermination de la valeur de crête d'une impulsion isolée. Nous terminerons en exposant le principe de la méthode très générale que nous proposons et dont nous montrerons toutes les possibilités d'utilisation.

Signalons enfin que nous étudierons en annexe le dispositif discriminateur de fréquence utilisé pour la solution du problème traité dans la troisième partie de notre exposé et nous décrirons brièvement une de ses principales applications que nous avons pu mettre au point : la réalisation d'un fréquencemètre de haute précision.

PREMIÈRE PARTIE

**Etude et réalisation d'un Condensateur
plan à air avec anneau de garde**

Dans tous les cas où la méthode de mesure d'une valeur de crête par courant de capacité s'applique, celle-ci est donnée par une relation de la forme :

$$U_c = \frac{\theta}{C}$$

et par conséquent

$$\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right| = \left| \frac{\Delta \theta}{\theta} \right| + \left| \frac{\Delta C}{C} \right|$$

L'incertitude sur la valeur de la capacité se répercute directement sur la précision relative de la mesure de U_c .

La détermination de C et de $\left| \frac{\Delta C}{C} \right|$ peut être abordée soit expérimentalement, soit par le calcul: tout dépend de la valeur de la capacité du condensateur. Si celle-ci est supérieure à 10 pF, il peut être plus commode et suffisamment précis de la mesurer. Lorsqu'au contraire sa valeur est comprise entre 1 et 10 pF, et cet ordre de grandeur est imposé assez souvent par les dimensions mêmes de l'appareil, il sera très difficile pour ne pas dire impossible, avec des techniques courantes, d'obtenir une détermination précise même à 2 ou 3 % près. Pour améliorer cette précision, il paraît absolument nécessaire de calculer la capacité si la forme du condensateur s'y prête.

D'autre part, la méthode de mesure de la tension de crête par courant de capacité redressé prend tout son intérêt lorsque le condensateur de mesures est à capacité variable. Il est possible alors, avec un condensateur prévu pour une tension maximum donnée, de mesurer avec une précision acceptable une tension bien plus faible en rapprochant les armatures pour changer de gamme de mesures.

L'impératif d'avoir une capacité variable qui doit être connue avec précision, joint à celui d'avoir une forme facile à réaliser avec le maximum de perfection, désignent clairement le condensateur à plateaux plans pour cet usage. On a intérêt à déterminer l'anneau de garde pour qu'il règne un champ uniforme dans la partie utile.

Dans ces conditions, la capacité se calcule simplement et l'espace utile est convenablement protégé de l'influence des objets extérieurs.

CHAPITRE PREMIER.

UNIFORMITÉ DU CHAMP ÉLECTROSTATIQUE UTILE

Soit le condensateur plan schématisé en figure 1 a. Proposons-nous de déterminer la valeur maximum de $\frac{a}{d}$ pour que le champ électrostatique puisse être considéré comme uniforme dans la zone hachurée avec une précision donnée.

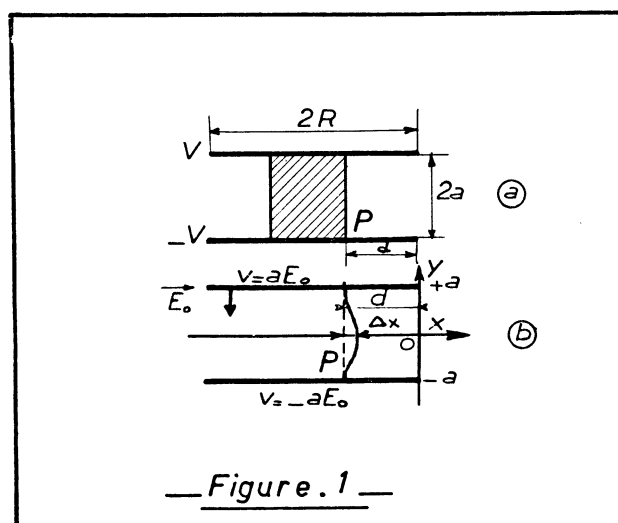


Fig. 1. — a) Coupe d'un condensateur plan schématisique;
b) Demi-plans parallèles indéfinis.

Si $\frac{a}{R}$ est faible, on peut assimiler le condensateur à deux demi-plans (fig. 1 b).

On connaît alors la solution de l'équation de Laplace pour les potentiels.

Nous empruntons au remarquable ouvrage de E. DURAND ⁽¹⁾ la solution de ce problème classique d'électrostatique :

Les coordonnées et le potentiel complexe sont liés par la relation

$$Z = x + jy = \frac{a}{\pi} \left\{ 1 + e^{\frac{j\pi}{aE_0} \zeta} + \frac{j\pi}{aE_0} \zeta \right\} \quad (1)$$

avec $\zeta = \xi + j\eta$, ξ étant la fonction potentiel et η la fonction flux; ϵ est la permittivité du milieu considéré.

(1) E. DURAND. Électrostatique et Magnétostatique, édité par la librairie Masson à Paris (1953).

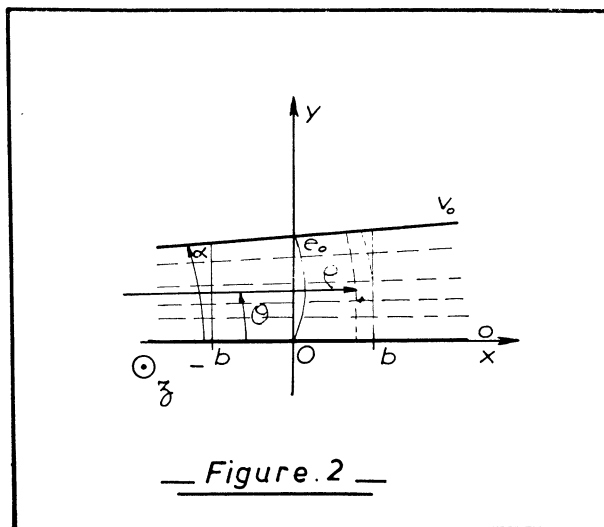


FIG. 2. — Coupe suivant un plan de symétrie d'un condensateur plan à armatures non parallèles.

Le module du champ E sur l'armature supérieure est

$$|E| = \frac{E_0}{1 - e^{-\frac{\pi}{a E_0} r_1}} \quad (2)$$

avec $|E| = \infty$ pour $x = 0$ et $|E| \rightarrow E_0$ pour $x \rightarrow \infty$

L'abscisse $-d$ du point P où $|E_P|$ est tel que

$$\frac{|E_P| - E_0}{E_0} = \frac{\delta}{1000}$$

est donnée par la relation

$$\frac{d}{a} = - \frac{\log_e 1000 + \frac{\delta}{1000} - (1 + \log_e \delta)}{\pi} \quad (3)$$

Il nous a paru intéressant de caractériser géométriquement la déformation résiduelle du champ au point P où elle est maximum.

Si Δx est l'écart maximum de la ligne de force réelle par rapport à la perpendiculaire aux armatures en P on obtient

$$\frac{(\Delta x)_P}{2a} = \frac{\delta}{1000 \pi} \quad (4)$$

Par conséquent, nous pouvons toujours choisir a , d et R de sorte que le champ puisse être considéré comme uniforme dans la zone hachurée.

CHAPITRE II

DÉFAUT DE PARALLÉLISME DES PLATEAUX

Dans cette hypothèse (*fig. 2*) si l'angle α des armatures du condensateur n'est plus nul, il est encore possible de calculer la capacité de la partie utile (zone hachurée).

En effet, les symétries électriques résultant du fait que le champ est uniforme lorsque $\alpha = 0$, font que les surfaces équipotentielles se confondent, dans la portion d'espace considérée, avec des sections planes appartenant à un système de plans colinéaires. Donc, la nouvelle solution de Laplace pour les potentiels se réduit dans la région envisagée à

$$V(\rho, \theta) = \frac{V_0 \theta}{\alpha},$$

d'où

$$E_\rho = 0 \qquad E_\theta = \frac{V_0}{\alpha \rho}$$

et sur l'armature inférieure

$$|E| = \frac{V_0 \operatorname{tg} \alpha}{\alpha y}$$

On en déduit la capacité correspondant à la zone hachurée

$$C = \frac{1}{V_0} \int \int_s \sigma ds = \frac{1}{V_0} \int \int_s \varepsilon E ds = \frac{\varepsilon \operatorname{tg} \alpha}{\alpha} \int \int_s \frac{ds}{y}$$

et en prenant $z = f(x)$ et $y = e_0 + x \operatorname{tg} \alpha$

$$C = \frac{\varepsilon \operatorname{tg} \alpha}{\alpha} \int_{-b}^{+b} \frac{f(x)}{e_0 + x \operatorname{tg} \alpha} dx, \quad (5)$$

Dans le cas d'un condensateur circulaire avec une partie utile de rayon R on a

$$C = \frac{2 \varepsilon \operatorname{tg} \alpha}{\alpha} \int_{-R}^{+R} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{e_0 + x \operatorname{tg} \alpha} dx$$

en posant $\frac{e_0}{R} = \gamma$ et après deux changements de variable classiques, il vient

$$C = \frac{16 \varepsilon R \operatorname{tg} \alpha}{\alpha} \int_0^\infty \frac{t^3 dt}{(1+t^2)[\gamma + \operatorname{tg} \alpha + (\gamma - \operatorname{tg} \alpha) t^2]}$$

posons :

$$K = \frac{\gamma - \operatorname{tg} \alpha}{\gamma + \operatorname{tg} \alpha}$$

$$C = \frac{16 \varepsilon R \operatorname{tg} \alpha}{\alpha (\gamma + \operatorname{tg} \alpha)} \left\{ \int_0^\infty \frac{A_1 dt}{1+t^2} + \int_0^\infty \frac{A_2 dt}{(1+t^2)^2} + \int_0^\infty \frac{A_3 dt}{1+Kt^2} \right\}$$

A_1, A_2, A_3 sont trois constantes définies par la relation

$$\begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} K & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ K+1 & K & 2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{Bmatrix}$$

on obtient tous calculs faits

$$C = \frac{4 \varepsilon \pi R \operatorname{tg} \alpha}{\alpha (\gamma + \operatorname{tg} \alpha)} \frac{1 + K - 2 \sqrt{K}}{(1 - K)^2}$$

et en remplaçant K par sa valeur

$$C = 2 \varepsilon \pi R \frac{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - \operatorname{tg}^2 \alpha}}{\alpha \operatorname{tg} \alpha} \quad (6)$$

La très faible valeur de l'angle α dans les cas courants rend plus maniable le développement en série suivant

$$C = C_0 \left[1 + \left(\frac{1}{3} + \frac{R^2}{4e_0^2} \right) \operatorname{tg}^2 \alpha + \left(-\frac{4}{45} + \frac{R^2}{12e_0^2} + \frac{R^4}{8e_0^4} \right) \operatorname{tg}^4 \alpha + \dots \right]$$

avec

$$C_0 = \varepsilon \pi \frac{R^2}{e_0} \quad (1)$$

(1) Le développement plus classique en α s'écrit :

$$C = C_0 \left[1 + \left(\frac{1}{3} + \frac{R^2}{4e_0^2} \right) \alpha^2 + \left(\frac{2}{15} + \frac{R^2}{4e_0^2} + \frac{R^4}{8e_0^4} \right) \alpha^4 + \dots \right]$$

CHAPITRE III

DISCONTINUITÉ ENTRE L'ANNEAU DE GARDE ET LA PARTIE UTILE

Dans tous les cas où l'épaisseur du plateau est grande par rapport à la largeur de la discontinuité, on peut assimiler les deux contours A et B à deux angles droits indéfinis (*fig. 3*).

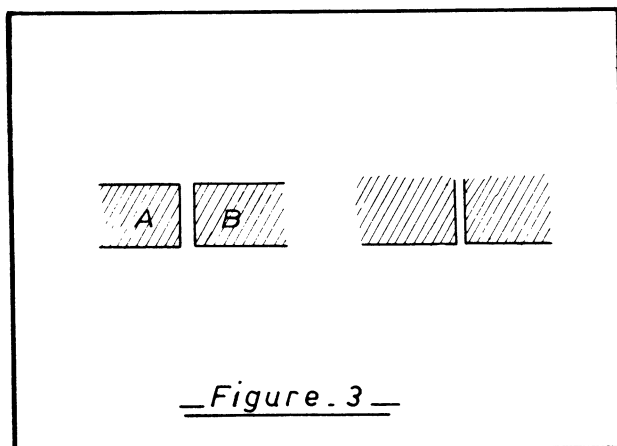


FIG. 3. — A, anneau de garde au voisinage de la discontinuité.
B, partie utile de l'armature inférieure au voisinage de la discontinuité.

Il est alors possible d'évaluer la perturbation due à cette discontinuité en utilisant la transformation de Schwarz ⁽¹⁾.

En prenant

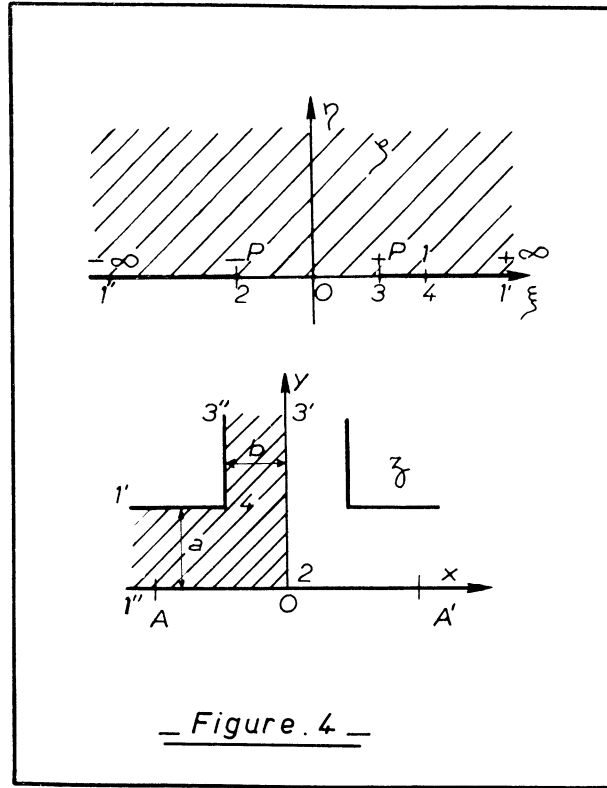
$$Z = -\frac{a}{\pi} \left\{ \begin{aligned} &\log_e \frac{\sqrt{\zeta-1} + \sqrt{\zeta+p}}{\sqrt{\zeta-1} - \sqrt{\zeta+p}} \\ &+ 2\sqrt{\frac{1-p}{2p}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{1-p}{2p} \frac{\zeta+p}{\zeta-1}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

avec

$$p = \frac{a^2}{a^2 + 2b^2}$$

Le demi-plan supérieur des ζ se transforme en l'aire hachurée dans le plan des z . Aux segments 1'', 2, 3, 4, 1', 1'' (1', 1'' correspondent au demi-cercle à l'infini) la transformation fait correspondre le contour polygonal qui nous intéresse (*fig. 4*); on complète par symétrie.

(1) E. DURAND, loc. cit.



— Figure 4 —

FIG. 4. — La transformation de Schwarz (9) fait correspondre le contour polygonal 1'', 2, 3', 3'', 4, 1' dans le plan des z à l'axe des ξ dans le plan des ζ .

Pour que les plateaux soient à des potentiels V_1 et V_2 différents, il faut résoudre le problème de Laplace dans le plan des ζ avec les segments $-\infty$, $-p$ et $+p$, $+\infty$ respectivement portés aux potentiels V_1 et V_2 .

La solution est donnée par

$$\zeta = p \cos \pi \frac{W - V_2}{V_1 - V_2} \text{ avec } W = \mu + j \nu \quad (8)$$

μ est la fonction potentiel et ν la fonction flux.

Le champ complexe s'écrit

$$E = j E_0 \sqrt{\frac{\zeta^* - p}{\zeta^* - 1}}$$

qui se réduit le long de l'axe des x à

$$|E| = E_0 \sqrt{\frac{|\zeta| + p}{|\zeta| + 1}}$$

$|E|$ est minimum au point 0 où l'on a

$$E_m = \frac{a E_0}{\sqrt{a^2 + b^2}}$$

$$\text{avec } E_0 = \frac{V_1 - V_2}{a}$$

De la relation (7) nous déduisons l'abscisse x du point A

$$x = \frac{a}{\pi} \left\{ \log_e \frac{1 + \sqrt{\frac{|\xi| - p}{|\xi| + 1}}}{1 - \sqrt{\frac{|\xi| - p}{|\xi| + 1}}} + 2 \frac{b}{a} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{b}{a} \sqrt{\frac{|\xi| - p}{|\xi| + 1}} \right\}$$

Circonscrivons la perturbation dans la zone où E diffère de E_0 de plus de $\frac{E_0}{1000}$; on a

$$\frac{E_0 - |E|}{E_0} = \frac{1}{1000} \quad |\xi| = 500(1 - p) - 1 \quad (9)$$

La relation (9) s'appliquant si

$$\frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} < \frac{99}{1000}$$

Puisque $x < 0$ et $y = 0$ la relation (8) devient

$$\xi = -p \cos h \frac{\pi v}{V_1 - V_2} \quad v = \frac{a E_0}{\pi} \operatorname{arg} \cos h \frac{|\xi|}{p} \quad (10)$$

or

$$Q = \varepsilon (v_A - v_0) = \varepsilon v_A \quad (11)$$

Les relations (10) et (11) permettent de calculer la charge Q répartie sur la zone perturbée AO (et par symétrie OA').

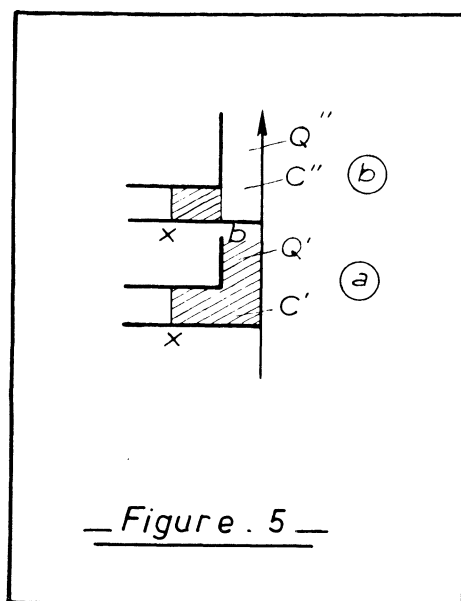


FIG. 5. — a) Q' , charge accumulée sur le segment $x, 0$;
b) Q'' , charge accumulée sur segment x, b .

Soit C' la capacité qui existerait si le champ était E_0 partout dans la région influencée par la discontinuité (*fig. 5 a*).

Soit C'' la capacité correspondant à la bande $x - b$ (*fig. 5 b*).

Déterminons les erreurs K' et K'' que l'on commet en assimilant C à C' et C à C''

$$K' = \frac{C' - C}{C} = \frac{Q' - Q}{Q}; \quad K'' = \frac{C'' - C}{C} = \frac{Q'' - Q}{Q}$$

avec

$$Q' = \varepsilon E_0 |x|, \quad Q'' = \varepsilon_0 E_0 |x - b|$$

Le tableau I donne les valeurs de K' et K'' en fonction de $\frac{b}{a}$

TABLEAU I. — Valeurs de K' et de K'' en fonction de $\frac{b}{a}$

$\frac{b}{a}$	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{2}$	1	2	10
$-\pi \frac{x}{a}$	0,959	2,884	6,425	8,477	11,808	37,00
$K' \%$	0,1	0,1	3,5	11,5	31,4	203,3
$K'' \%$	— 16,3	— 10,8	— 21,8	— 29,8	— 38,5	— 54,1

CHAPITRE IV

INFLUENCE DE LA PRESSION ET DE LA TEMPÉRATURE SUR ϵ_r

Le tableau II donne trois valeurs de $\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon_{r_0}$ à la pression de 760 tors et à la température de 0° C.

TABLEAU II. — Valeurs de $\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon_{r_0}$

	air sec	O ₂	N ₂
$\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	1,000580	1,00055	1,00058

Il est intéressant d'obtenir l'ordre de grandeur des variations de $\frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_{r_0}}$ pour des faibles écarts Δt et Δp autour des valeurs normales.

On peut procéder théoriquement en assimilant, puisqu'il s'agit de trouver un ordre de grandeur, l'air sec à de l'azote.

Les molécules d'azote, n'ayant pas de moment polaire permanent, lorsqu'on les soumet à un champ électrique effectif E' , deviennent des dipôles de moment

$$\vec{p}_i = \alpha \vec{E}'$$

où α est la polarisabilité de la molécule.

Rappelons que

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \\ \epsilon \vec{E} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \end{aligned}$$

avec

$$\vec{P} = \sum \vec{p}_i$$

et que

$$\frac{M}{\varpi} \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} = \frac{\mathcal{N}_0 \alpha}{3\epsilon_0} \quad (12)$$

C'est la relation de Clausius-Mosotti ou de Lorentz-Lorenz, dans laquelle $\mathcal{N}_0$ est le nombre d'Avogadro, M la masse moléculaire, et ϖ la masse spécifique.

Écrivons la relation (12) sous la forme

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{\varpi \mathcal{N}_0 \alpha}{3 M \epsilon_0} = K$$

En différentiant autour des conditions normales on peut écrire

$$\Delta \varepsilon_r = \frac{3}{(1 - K_0)^2} \Delta K$$

Nous obtenons K_0 en donnant à ε_r sa valeur aux conditions normales

$$K_0 = \frac{0,00058}{3,00058} \cong 19 \times 10^{-5}, \quad \frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_{r_0}} \cong 3 \Delta K$$

ou encore

$$\frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_{r_0}} \cong 3 K_0 \frac{\Delta \mathcal{O}}{\mathcal{O}_0} \cong 6 \times 10^{-4} \left(\frac{\Delta p}{p_0} - \frac{\Delta T}{T_0} \right) \quad (13)$$

On voit que pour $t = 30^\circ \text{C}$ et $p = 740$ tors, ce qui représente des conditions très défavorables de pression et température, $\frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_{r_0}}$ ne dépasse pas 10^{-4} .

Des résultats expérimentaux obtenus par A. Van Itterbeek et Joz Spaepen pour $p = 730$ tors et $t = 15^\circ \text{C}$, on déduit $\frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_{r_0}} \cong 8 \times 10^{-5}$, ce qui est en accord satisfaisant avec nos calculs.

Ce qui précède concerne l'air sec, mais l'air normal est toujours humide et les molécules d'eau ayant un moment polaire permanent important, il n'est pas possible de négliger *a priori* l'influence de la présence de vapeur d'eau sur la permittivité de l'air.

Soient :

ε_r la permittivité relative de l'air sec;

ε'_r la permittivité relative de l'air humide;

ε''_r la permittivité relative de la vapeur d'eau.

Nous allons calculer $\frac{\varepsilon'_r}{\varepsilon_r}$ en fonction de la température pour une pression barométrique donnée, la pression normale $p_0 = 760$ tors, et un degré d'humidité donné.

On a d'une façon suffisamment approchée

$$\frac{\varepsilon'_r - 1}{\varepsilon'_r + 2} = \frac{N_1 \alpha_1}{3 \varepsilon_0} + \frac{N_2}{3 \varepsilon_0} \left(\alpha_2 + \frac{P_2^2}{3 KT} \right)$$

N_1 étant le nombre de molécules d'air sec par unité de volume,

N_2 le nombre de molécules de vapeur d'eau par unité de volume,

α_1 la polarisabilité de l'air assimilé en première approximation à de l'azote,

α_2 la polarisabilité de l'eau,

P_2 le moment permanent de l'eau,

K la constante de Boltzmann.

Si l'on désigne par p et T respectivement la pression et la température auxquelles correspondent N_1 molécules par unité de volume et par p_0 , T_0 et N_0 les valeurs correspondant aux conditions normales, on peut écrire

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{p T_0}{p_0 T}$$

Puisque nous avons convenu de considérer l'air humide à la pression atmosphérique normale p_0 , la pression partielle de l'air sec dans ces condi-

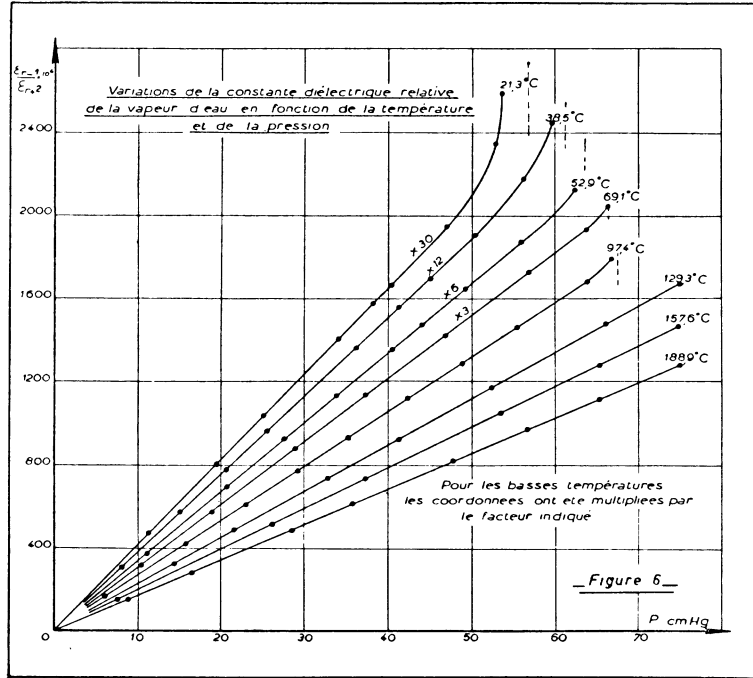


Fig. 6. — Courbes des variations de la permittivité relative de la vapeur d'eau en fonction de la température et de la pression.

tions est donnée par $p = p_0 - p_v$, avec p_v pression partielle de la vapeur d'eau. Il vient

$$\frac{\frac{\epsilon'_r - 1}{\epsilon'_r + 2}}{\epsilon'_r + 2} = \frac{T_0 p}{p_0 T} \times \frac{N_0 \alpha_1}{3 \epsilon_0} + \frac{N_2}{3 \epsilon_0} \left(\alpha_2 + \frac{P_2^2}{3 KT} \right) = K_1$$

Or, à 0° C. et 760 tors, on a

$$\frac{N_0 \alpha_1}{3 \epsilon_0} = \frac{\epsilon_{r0} - 1}{\epsilon_{r0} + 2} = 19,3 \times 10^{-5}$$

et pour $T \neq T_0$

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = K_2 = \frac{T_0}{T} \times 19,3 \times 10^{-5}$$

D'autre part, pour la vapeur d'eau pure, on a

$$\frac{N_2}{3 \epsilon_0} \left(\alpha_2 + \frac{P_2^2}{3 KT} \right) = \frac{\epsilon''_r - 1}{\epsilon''_r + 2}$$

Les courbes de la figure (6) dues à J. D. STRANATHAN nous fournissent les valeurs de $\frac{\epsilon''_r - 1}{\epsilon''_r + 2}$ en fonction de la pression et de la température.

Si H représente le degré hygrométrique, on a

$$H = \frac{P_v}{P_s}$$

où p_s est la tension de vapeur saturante fournie par les tables de constantes en fonction de t .

Nous avons donc tous les éléments pour calculer $\frac{\epsilon'_r}{\epsilon_r}$ en fonction de t et de H .

En négligeant les infiniments petits du second ordre, on trouve

$$\frac{\epsilon'_r}{\epsilon_r} = 1 + 3(K_1 - K_2)$$

Les courbes de la figure 7 donnent $\frac{\epsilon'_r}{\epsilon_r} - 1$ en fonction de t pour $H = 75\%$ et $H = 50\%$.

La relation (13) montre qu'une élévation de température entraîne, en général, une diminution de ϵ_r ; les courbes de la figure 7 montrent qu'en présence de la vapeur d'eau une élévation de température se traduit au contraire par une augmentation de ϵ_r .

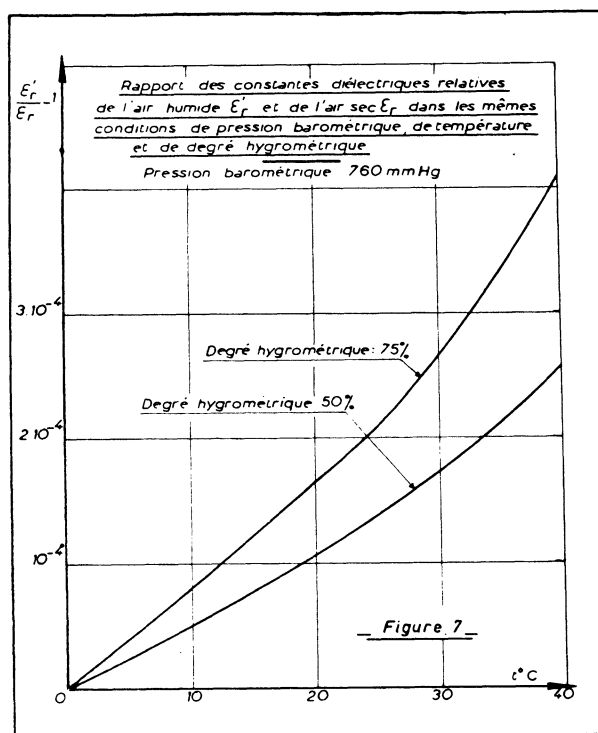


FIG. 7. — Courbes de $\epsilon'_r/\epsilon_r - 1$ en fonction de la température (pression barométrique 760 tors).

Pour une humidité relative de 50 %, valeur considérable pour une salle de laboratoire, l'augmentation due à l'humidité est prépondérante, mais l'écart relatif total est en définitive de l'ordre de 10^{-4} .

CHAPITRE V

RÉALISATION PRATIQUE DU CONDENSATEUR CALCUL DE LA CAPACITÉ ET LIMITE SUPÉRIEURE DE L'ERREUR

Le schéma de la figure 8 donne le détail des plateaux du condensateur à haute tension à capacité variable que nous avons réalisé au laboratoire.

Les formules (4) et (4') montrent que le champ sur l'anneau de garde est supérieur au champ E_0 dans la partie centrale. Ceci est intéressant dans le cas d'une rupture diélectrique intempestive : l'amorçage se produit sur l'anneau de garde et les appareils, connectés sur la partie utile, ne peuvent en aucune façon être détériorés.

L'armature supérieure est mobile (*fig. 9*), de sorte que l'on peut régler l'écart des électrodes qui peut atteindre 40 cm.

Nous allons, dans ce qui suit, utiliser les relations établies précédemment pour déterminer :

- a) l'écart e_0 entre les plateaux en fonction de la précision désirée;
- b) l'erreur limite introduite par : 1° le défaut de parallélisme; 2° la discontinuité entre l'anneau de garde et la partie utile; 3° l'influence de la température et la pression ; 4° l'imprécision sur les valeurs de R et de e_0 ;

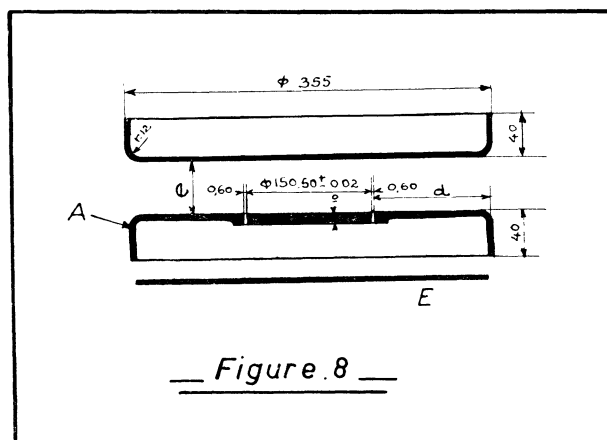


FIG. 8. — Détail des plateaux du condensateur à haute tension, à capacité variable, réalisé dans les laboratoires de l'École Nationale Supérieure d'Électrotechnique de Toulouse.

- c) la valeur de la capacité à retenir, compte tenu de la précision globale à laquelle on peut prétendre.

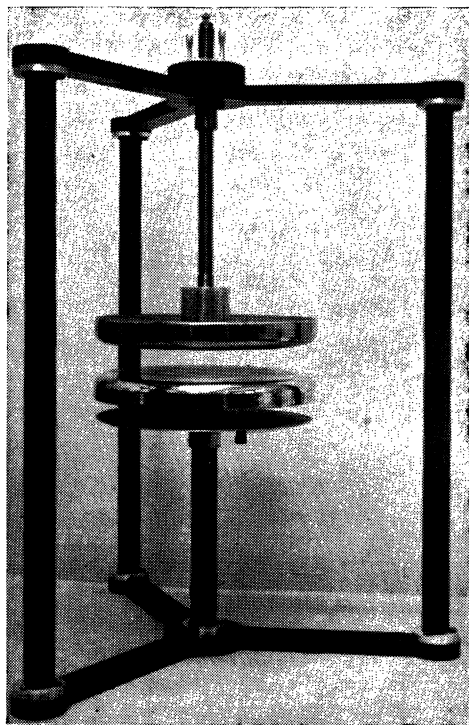


FIG. 9. — Vue d'ensemble du condensateur.

1. — EFFET DE BORD EN FONCTION DE LA DISTANCE DES ARMATURES.

Soient C la capacité réelle de la partie utile et C_0 la capacité que l'on obtiendrait si le champ dans l'isolant était uniforme⁽¹⁾. On a

$$C = C_0 + \Delta C_i \quad \text{avec} \quad C_0 = \varepsilon \pi \frac{R^2}{e_0}$$

or, on sait que

$$C = \frac{\varepsilon}{e_0 E_0} \iint_s E \, ds$$

Par conséquent, d'après la relation (3), il vient

$$\frac{\Delta C_i}{C_0} < \frac{|E| - E_0}{E_0} = \frac{\delta}{1000}$$

en remarquant que $d \simeq 80$ mm, on en déduit

$$\alpha) \quad e_0 \simeq 80 \text{ mm. pour } \frac{\Delta C_i}{C_0} < \frac{1}{1000}$$

$$\beta) \quad e_0 \simeq 160 \text{ mm. pour } \frac{\Delta C_i}{C_0} < \frac{1}{100}$$

(1) Il est impropre de parler de capacité, il s'agit en réalité du coefficient d'influence de l'armature supérieure sur la partie utile.

Une courbe de la figure 10 donne la limite supérieure $\left(\frac{\Delta C_i}{C_0}\right)_M$ en fonction de e_0 . En tenant compte d'un coefficient de sécurité supérieur à 2, les tensions de crête maxima applicables entre plateaux distants de 80 et 160 mm sont respectivement de l'ordre de 100 kV et 200 kV. Le coefficient de sécurité peut d'ailleurs être réduit au choix de l'opérateur.

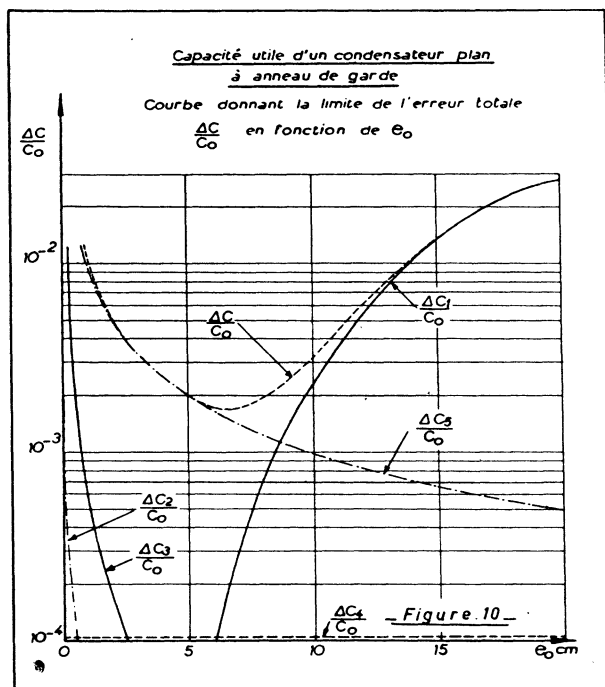


FIG. 10. — Courbes relatives à la capacité utile d'un condensateur plan donnant la limite de l'erreur totale $\frac{\Delta C}{C_0}$ en fonction de e_0 .

2. — VALEURS LIMITES DES DIVERSES ERREURS.

a) Défaut de parallélisme.

Le plateau supérieur est suspendu par un système à rotule avec un dispositif à vis de serrage permettant de régler le parallélisme que l'on peut contrôler avec une cale.

Si e_0 est l'épaisseur de la lame d'air au centre, il est largement possible d'obtenir au bord de la partie utile une épaisseur ne différant pas de e_0 de plus de $\pm 0,5$ mm.

La relation (6) donne

$$\frac{\Delta C_s}{C_s} \leq \left(\frac{1}{3} + \frac{R^2}{4 e_s^2} \right) \operatorname{tg}^2 \alpha \quad \text{avec} \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{0,5}{80} = \frac{1}{160}.$$

La courbe de la figure 10 qui donne $\frac{\Delta C_s}{C_0}$ maximum en fonction de e_0 montre que ce mode de réglage est suffisant tant que $e_0 > 10$ mm. On peut pour $e_0 < 10$ mm éviter l'erreur due à l'incertitude sur $\tan \alpha$ en plaçant trois cales isolantes identiques sur l'anneau de garde et laisser reposer sur ces cales le plateau supérieur.

b) *Discontinuité entre l'anneau de garde et la partie utile.*

En conclusion de l'étude théorique de la perturbation due à la discontinuité, le tableau I montre que tant que l'on a $\frac{b}{a} < 1$, on commet une erreur beaucoup plus faible sur la capacité en considérant que la partie utile s'étend jusqu'à l'axe de la discontinuité.

Nous adoptons donc pour la partie utile un diamètre apparent D' tel que l'on ait $D' = 2R + 0,60$ puisque $2b = 0,60$.

Dans ces conditions, nous pouvons calculer l'erreur $\frac{\Delta C_s}{C_0}$ due à la présence de la perturbation

$$\frac{\Delta C_s}{C_0} = K' \frac{C'}{C_0}$$

Rappelons que la valeur K' se rapportait à la capacité C' d'une section plane de la zone perturbée d'épaisseur unité.

Le condensateur réel ayant la symétrie de révolution, le calcul de C' se fait en considérant les couronnes élémentaires et en intégrant par rapport à x . Mais la zone perturbée étant de faible étendue, les périmètres des couronnes élémentaires sont très voisins et on peut considérer avec suffisamment d'exactitude leur longueur comme constante. On a par conséquent

$$C' \cong 2 \varepsilon \pi (R + 0,3) \frac{x}{e_0}$$

et

$$C_0 = \varepsilon \pi \frac{(R + 0,3)^2}{e_0}$$

Donc

$$\frac{\Delta C_s}{C_0} \cong \frac{2x}{R} K'$$

Dans ce cas x a la signification de la figure 5 a.

Une courbe de la figure 10 donne les variations de $\frac{\Delta C_s}{C_0}$ en fonction de e_0 . Le rapport $\frac{\Delta C_s}{C_0}$ est absolument négligeable pour $e_0 > 0,5$ mm.

c) *Influence de la température, de la pression et du degré hygrométrique.*

Nous avons adopté pour calculer la capacité, la valeur de ε_r correspon-

dant à l'air sec dans les conditions normales. Les écarts de température et de pression autour de ces valeurs ainsi que l'influence de l'humidité de l'air se traduisent par une erreur $\frac{\Delta C_s}{C_s} = \frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_r}$ qui est, comme nous l'avons vu, de l'ordre de 10^{-4} donc négligeable.

d) *Erreurs sur le rayon et l'épaisseur.*

Le diamètre apparent D' est connu avec suffisamment de précision pour que l'erreur « géométrique » $\frac{\Delta C_s}{C_s}$ se réduise à l'erreur Δe commise sur e_0 qui, elle, peut être importante et atteindre 0,1 mm, on a donc

$$\frac{\Delta C_s}{C_s} < \frac{0,1}{e_0}, \quad e_0 \text{ en millimètres.}$$

La courbe de $\frac{\Delta C_s}{C_s}$ en fonction de e_0 est représentée sur la figure 10.

3. — VALEUR DE LA CAPACITÉ A RETENIR. PRÉCISION GLOBALE.

Nous allons donner ici la valeur de la capacité utile, la limite supérieure de l'erreur globale fonction de e_0 étant donnée par la courbe $\frac{\Delta C}{C_0}$ de la figure 10

$$C = \pi \epsilon_r \epsilon_0 \frac{(R + b)^2}{e_0} \quad (14)$$

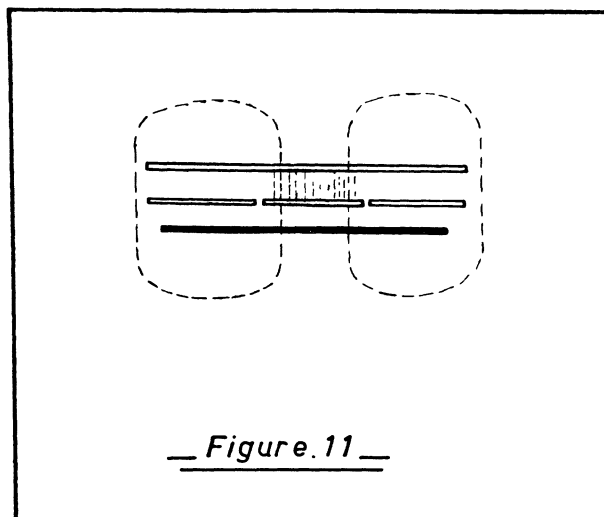


FIG. 11. — Disposition et rôle du plateau de garde.

expression dans laquelle b a la signification donnée en figure 5.

$$\epsilon_r = 1,000580 \quad \epsilon_0 = 8,85434 \times 10^{-12} \text{ F/m.}$$

Pour que cette formule soit valable avec une précision meilleure que celle indiquée par $\frac{\Delta C}{C_0}$ il est absolument nécessaire d'adjoindre à l'anneau de garde A un écran E porté au même potentiel. Le rôle de E est de soustraire la surface inférieure de la partie centrale à l'influence électrostatique de la partie supérieure (*fig. 11*).

L'absence de l'écran se traduit par un accroissement de la capacité de l'ordre de 3 %, accroissement qui dépend d'ailleurs de la forme donnée à l'armature centrale.

Il est important de remarquer que seule la courbe $\frac{\Delta C}{C_0}$ représente une limite réelle de la précision (avec les dimensions de l'anneau de garde choisies). On peut diminuer $\frac{\Delta C}{C_0}$ en améliorant la mesure de e_0 ce qui a un effet prépondérant pour des faibles valeurs de e_0 .

4. — VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE.

La vérification expérimentale, très délicate, a été faite en composant par deux méthodes distinctes, le condensateur que nous avons réalisé à un condensateur à azote comprimé de capacité 99,41 pF.

Lors des expériences l'écart arbitrairement choisi entre plateaux du condensateur à air a été pris égal à 32 mm. La formule (14) et la courbe $\frac{\Delta C}{C_0}$ en fonction de e_0 de la figure 10 donnent pour sa capacité la valeur théorique.

$$C = 4,96 \pm 0,01 \text{ pF.}$$

Les valeurs C' expérimentalement trouvées sont :

a) *Comparaison au pont de Schering*

$$C' = 4,985 \text{ pF.}$$

b) *Comparaison directe.*

Les deux condensateurs ont été utilisés simultanément pour mesurer la même haute tension de crête. Un commutateur permettait d'utiliser les mêmes circuits auxiliaires pour les deux mesures.

Un très grand nombre de mesures ont été effectuées avec des opérateurs différents.

On a trouvé :

$$C' = 4,96 \text{ pF.}$$

5. — RÉSISTANCE DE FUITES, CHAMP DISRUPTIF.

L'air ambiant contient quelques milliers d'ions positifs et négatifs par centimètre cube qui proviennent de l'état d'équilibre qui s'établit entre le nombre de scissions dues au rayonnement cosmique et les recombinaisons d'ions formant des atomes neutres.

Lorsqu'on applique une différence de potentiel entre deux électrodes dans l'air, le nuage ionique accumulé dans l'air est très vite collecté, mais un courant très faible continue à circuler entre les électrodes, dû aux quelques paires d'ions qui continuent de se former. Ce courant de fuites est pratiquement inévitable et coexiste en général avec des courants beaucoup plus élevés provenant de causes dont il est possible de limiter les effets : poussières, humidité, effluves provoquées par une mauvaise construction du condensateur. Tout ceci compte tenu du fait que l'anneau de garde élimine le courant de fuites dû aux supports.

Le champ utile étant uniforme, nous pouvons admettre en première approximation que le courant de fuites global n'est fonction que du champ. Les courbes de la figure 12 donnent le courant de fuites en fonction du champ électrique E . L'influence de la polarité sur le courant de fuites,

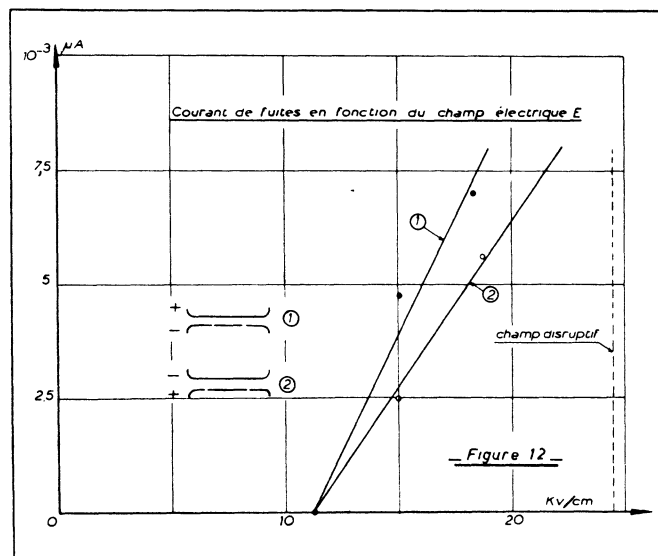


FIG. 12. — Courbes du courant de fuites en fonction du champ électrique E .

s'explique par l'existence d'angles vifs sur l'armature inférieure. Lorsque les armatures ne sont pas parfaitement nettoyées et que l'humidité est importante, le courant de fuites peut être multiplié par 10. Nous avons déjà signalé la nécessité de disposer d'armatures bien propres pour éviter des ruptures diélectriques intempestives. Le champ disruptif mesuré expérimentalement est inférieur à la valeur classique en champ uniforme de 31 kV/cm; ceci provient de ce que les arcs se produisent sur les parties courbes de l'anneau de garde où le gradient de potentiel est plus élevé. Nous avons montré l'intérêt de ce fait pour la protection de l'appareil de mesure.

DEUXIÈME PARTIE

**Mesure des valeurs de crête en régime permanent
des hautes tensions périodiques**

**PRINCIPE DE LA MESURE D'UNE TENSION DE CRÊTE
PAR UN COURANT DE CAPACITÉ REDRESSÉ**

La tension périodique de fréquence f est appliquée à un condensateur à haute tension dont une armature est reliée à la terre à travers un système redresseur (fig. 13).

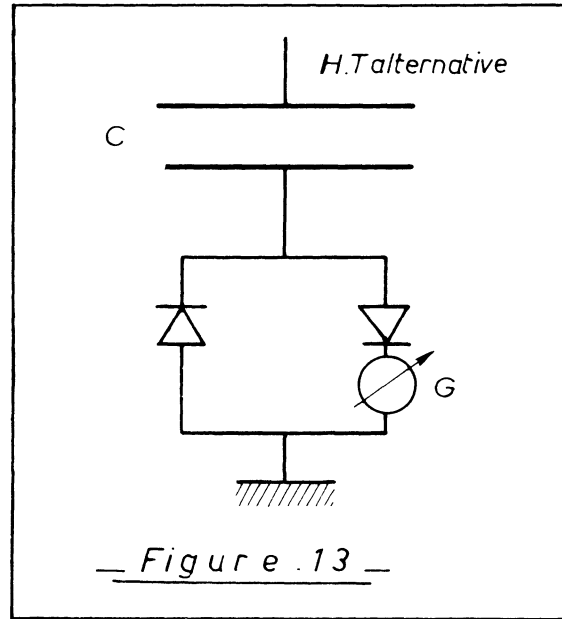


FIG. 13. — Schéma de principe de la mesure des tensions de crête par courant de capacité redressé.

La valeur instantanée du courant de capacité est

$$i = C \frac{dv}{dt}$$

les chutes de tension dans le système redresseur étant négligeables.

Les demi-alternances positives du courant traversent seules le microampèremètre G qui mesure leur valeur moyenne. Soit i_g cette valeur.

Considérons alors les deux cas suivants :

1. — LORS D'UNE ALTERNANCE LA TENSION EST CONTINUUELLEMENT CROISSANTE DE U_{min} à U_{max} .

Dans ce cas, le microampèremètre G est traversé en une seconde par la quantité d'électricité.

$$q = f C \int_{U_{min}}^{U_{max}} dV$$

$$q = f c [U_{max} - U_{min}]$$

$$i_g = f c [U_{max} - U_{min}]$$

donc

Appliquons cette relation à deux cas pratiques très importants :

a) *Mesure de la valeur de crête d'un train d'impulsions.*

On a $U_{\min} = 0$ (fig. 14) donc

$$U_{\max} = \frac{ig}{fC} \quad (1)$$

b) *Mesure de la valeur de crête d'une tension alternative.*

Dans la pratique, on a toujours pour les tensions industrielles

$$V(t) = V \left(\frac{T}{2} + t \right)$$

$$U_{\max} = U_{\min} = U_c.$$

Il vient donc par conséquent

$$U_c = \frac{i_g}{2fC} \quad (2)$$

On voit donc que si f et C sont connus il est possible de graduer linéairement un microampèremètre en valeurs de tensions de crête exprimées en kilovolts ⁽¹⁾.

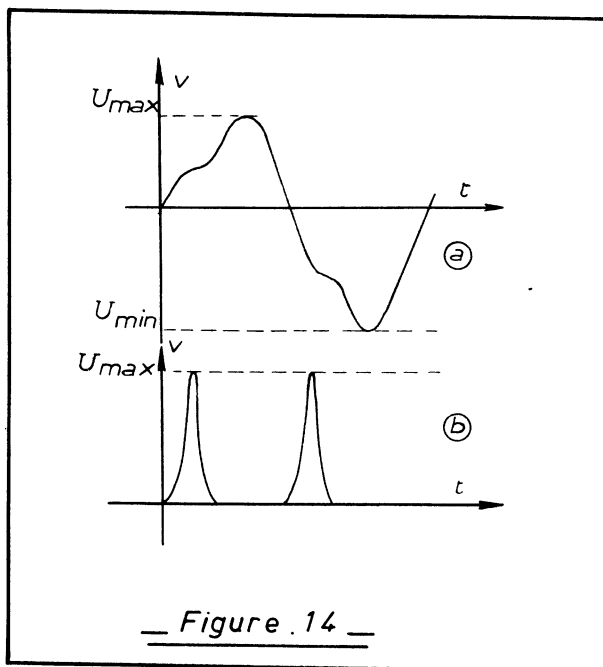


FIG. 14. — a) Tension périodique alternative;
b) Train périodique d'impulsions.

(1) La Metropolitan-Vickers Electrical Co utilise un condensateur de tension nominale égale à 1 MV en valeur efficace et de capacité telle que le courant peut être mesuré avec un milliampèremètre.

2. — LORS D'UNE ALTERNANCE, LA TENSION PRÉSENTE ENTRE $U_{\min}$ ET $U_{\max}$ UN MAXIMUM u_1 ET UN MINIMUM u_2 INTERMÉDIAIRES (fig. 15).

Dans ce cas, i_g devient

$$i_g = fc [U_{\max} - U_{\min} + (u_1 - u_2) + (u'_2 - u'_1)]$$

et avec la symétrie

$$V(t) = V\left(\frac{T}{2} + t\right)$$

$$i_g = 2fc [U_c + u_1 - u_2]$$

ou encore, dans le cas le plus général

$$i_g = 2fc [U_c + \sum_{(i)} \Delta u_i] \quad (3)$$

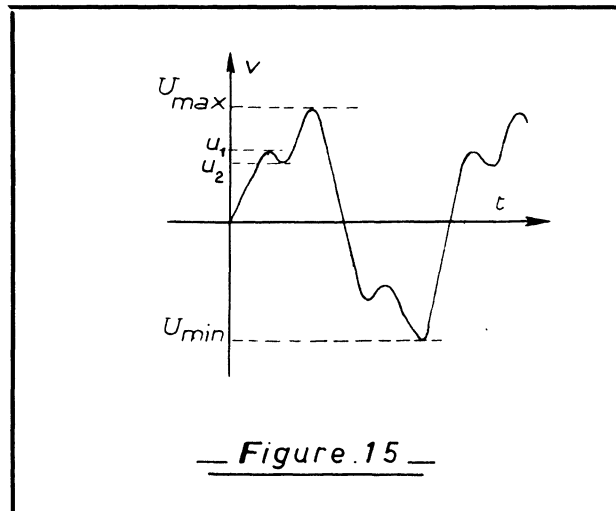


FIG. 15. — Tension alternative périodique ayant plus de deux extrema par période.

ÉTUDE DE LA MESURE DU COURANT DE CAPACITÉ REDRESSÉ

A partir du schéma de la figure 13, diverses méthodes ont été proposées pour mesurer la valeur moyenne du courant de capacité; elles se divisent en deux groupes :

a) les méthodes permettant, dans certains cas, une mesure correcte de U_c même si la tension présente des maxima et des minima intermédiaires (formule 3). Ces méthodes sont :

- 1° l'utilisation d'un redresseur tournant synchrone (Van Cauwenberghe);
- 2° l'utilisation de redresseurs à effluves (K. Drewnowski et J. L. Jakubowski).

Ces méthodes ne sont pas toujours d'un emploi commode et si elles éliminent souvent les erreurs signalées, elles en introduisent par contre d'autres qui leur sont propres;

b) les méthodes basées sur la seule considération des formules (1) et (2) à savoir :

- 1° l'emploi comme redresseurs de deux éléments triode;
- 2° l'emploi d'éléments diode.

C'est cette dernière solution que nous nous sommes proposé d'étudier en utilisant les nouvelles possibilités de la technique électronique moderne.

Nous exposerons dans l'ordre les solutions suivantes :

- 1° l'utilisation de diodes à vide (chauffage en courant continu),
 - 2° l'utilisation de diodes à vide (chauffage en courant alternatif),
 - 3° l'utilisation des semi-conducteurs.
-

CHAPITRE PREMIER

UTILISATION DES DIODES A VIDE (CHAUFFAGE EN COURANT CONTINU)

Le schéma de principe de la figure 13 devient celui de la figure 16.
Nous devons considérer ce système en tant que redresseur de courant.

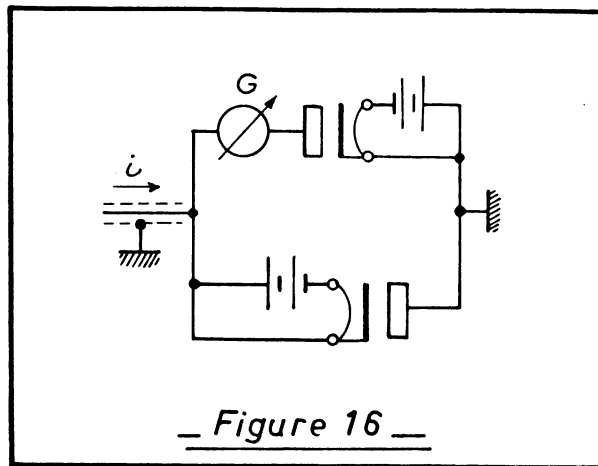


FIG. 16. — Mesure du courant de capacité avec des diodes à vide chauffées en courant continu.

Il reçoit en effet une onde de courant dont la forme et l'amplitude sont entièrement imposées par la tension $V(t)$ et l'impédance de C (de l'ordre de $200\text{ M}\Omega$ et plus).

Dans quelle mesure avons-nous affaire à un redresseur théoriquement parfait? Ce n'est pratiquement le cas que si l'on exige des tubes diode leur performance maximum, ce qui est loin d'être réalisé. Le courant redressé est le plus souvent de l'ordre de 20 à $30\text{ }\mu\text{A}$ et, dans ces conditions, il faut prendre des précautions spéciales pour que le redressement ne soit pas franchement mauvais.

Cet inconvénient est dû au courant de zéro de tension ou courant de repos. On sait, en effet, que dans une diode à vide, un certain nombre des électrons émis par agitation thermique parviennent à l'anode, même en l'absence d'une différence de potentiel accélératrice.

Ce courant de repos est fonction de la température de la cathode, donc du chauffage. C'est ce que montrent dans le cas d'un tube EY 51, les courbes de la figure 17.

Ces considérations dictent les précautions à prendre par l'expérimentateur, à savoir :

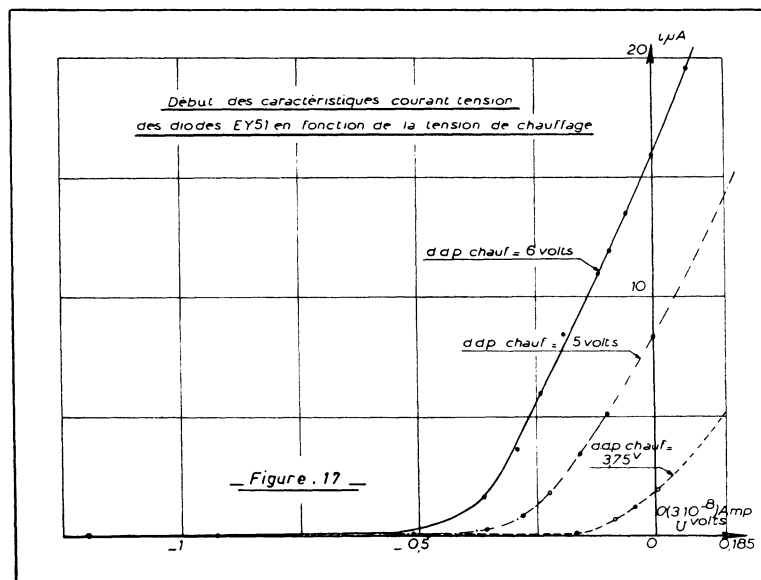


Fig. 17. — Début des caractéristiques du courant en fonction de la tension relative aux diodes EY 51 pour plusieurs tensions de chauffage.

a) le choix d'une diode ayant un courant de repos le plus faible possible (2) ;

b) la réduction au maximum de la tension de chauffage. On est limité dans cette voie par l'augmentation de la résistance apparente de la diode, qui fait vite apparaître des courants de fuites dans les résistances d'isolement et les capacités parasites ;

c) la polarisation des filaments comme l'indique le schéma de la figure 16 ce qui vient renforcer l'efficacité de la charge d'espace (avec les tubes EY 51, par exemple, on constate une diminution du courant de zéro d'environ 15 pour 100).

Il est alors possible de considérer le redressement comme convenable, surtout dès que l'amplitude du courant de capacité devient suffisamment importante.

Nous allons préciser ces divers points en analysant mathématiquement le fonctionnement du système.

(2) Ce fut, au départ, la raison de notre choix des tubes EY 51. Nous les avons conservés pour illustrer la première partie de notre étude bien que, par la suite, notre travail ait montré le peu d'intérêt d'un tel choix.

SCHEMA ÉQUIVALENT ET ÉTUDE THÉORIQUE DU SYSTÈME REDRESSEUR.

Les courbes de la figure 17 montrent que l'on peut assimiler les diodes en fonctionnement à des générateurs ayant une force électromotrice donnée e uniquement fonction de la tension de chauffage et une résistance interne r fonction du courant qui traverse la diode. Cette résistance décroît lorsque le courant augmente.

La suite des calculs nécessite les hypothèses simplificatrices suivantes :

a) L'onde de courant i ne s'éloigne pas de façon exagérée de la sinusoïde (3), ses deux alternances sont symétriques et les maxima et minima intermédiaires, s'il y en a, sont de faible importance, leur amplitude étant inférieure, par exemple à 5 % de l'amplitude de l'onde fondamentale;

b) On considérera i_1 et i_2 comme nuls dès qu'ils atteindront une fraction (5 % par exemple) du courant de zéro i_0 ceci pour éviter de tenir compte du raccordement asymptotique des caractéristiques $i(v)$ avec l'axe des v ;

c) Pour une tension de chauffage donnée on a

$$\begin{array}{ll} e_1 = e_2 = e & \\ \text{si } i_1 > 0, & r_1 = f(i_1) \quad \text{si } i_2 > 0 \quad r_2 = f(i_2) \\ \text{si } i_1 \leq 0, & r_1 = \infty \quad \text{si } i_2 \leq 0 \quad r_2 = \infty \end{array}$$

d) La fonction $f(i)$ varie lentement pour $i > i_0$

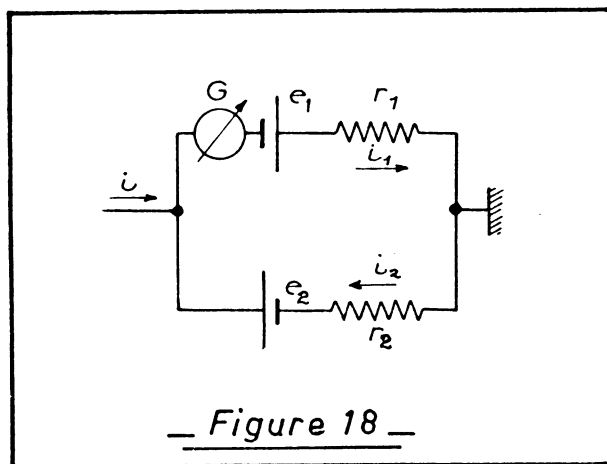


FIG. 18. — Schéma équivalent du montage de la figure 16.

(3) Ce qui correspond au cas très général d'une tension normalement déformée par la présence d'harmoniques. La symétrie que l'on trouve dans les tensions industrielles est

$$f(t) = f\left(\frac{T}{2} + t\right)$$

qui est équivalente pour nos calculs à $f(t) = f(-t)$ que nous utiliserons par raison de commodité.

Ceci posé, le sens positif des courants étant celui indiqué par les flèches (*fig. 18*) on peut écrire

$$i_1 = \frac{2e}{r_1 + r_2} + \frac{r_2 i}{r_1 + r_2}, \quad (4)$$

$$i_2 = \frac{2e}{r_1 + r_2} - \frac{r_1 i}{r_1 + r_2} \quad (4')$$

Pour $i_2 = 0$ on trouve

$$i_1 = i = \frac{2e}{r_1}$$

Désignons par j ce courant, $j > \frac{2e}{r_0}$ où r_0 représente la valeur commune de r_1 et r_2 correspondant au courant i_0 .

Avec les hypothèses formulées, i_2 ne s'annule que deux fois par période.

Désignons par I_M la valeur maximum des demi-ondes positives du courant i . Deux cas sont à envisager :

1° $I_M < j$

L'indication i_g du galvanomètre est donnée par la relation

$$i_g = \frac{1}{T} \int_0^T i_1 dt$$

$$i_g = \frac{1}{T} \int_0^T \left\{ \frac{2e}{r_1 + r_2} + \frac{r_2 i}{r_2 + r_1} \right\} dt$$

pour des faibles amplitudes de i , r_1 et r_2 restent sensiblement constants, le premier terme de l'intégrale est égal à i_0 et la valeur moyenne du second est nulle. Donc

$$i_g \cong i_0$$

Nous admettrons ce résultat valable même lorsque I_M est voisin de j . Par conséquent, en se basant sur une onde sinusoïdale, on voit que la condition pour qu'il y ait redressement s'écrit

$$I_m > \frac{2i_0}{\pi} \quad (5')$$

I_m étant la valeur moyenne d'une demi-alternance de i

2° $I_M > j$

Compte tenu de la relation (4), le courant i à travers le galvanomètre à l'allure donnée par la figure 19, il vient :

$$T i_g = \int_{t_1}^{\frac{T}{2} - t_2} i dt + \left\{ \int_{-t_1}^0 i_1 dt + \int_0^{t_1} i_1 dt \right\} + \left\{ \int_{\frac{T}{2} - t_2}^{\frac{T}{2}} i_1 dt + \int_{\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2} + t_2} i_1 dt \right\}$$

$$\begin{aligned}
\left\{ \int_{-t_1}^0 i_1 dt + \int_0^{t_1} i_1 dt \right\} &= \int_0^{t_1} \left[\frac{2e}{r_1 + r_2} + \frac{r_2 i}{r_1 + r_2} \right] dt \\
&\quad - \int_0^{-t_1} \left[\frac{2e}{r_1 + r_2} + \frac{r_2 i}{r_1 + r_2} \right] dt \\
\left\{ \right\} &= \int_0^{t_1} \left[\frac{2e}{r_1 + r_2} dt + \frac{r_2 i}{r_1 + r_2} dt \right] + \int_0^{t_1} \left[\frac{2e}{r_1 + r_2} - \frac{r_1 i}{r_1 + r_2} \right] dt \\
\left\{ \right\} &= 2i_0 \int_0^{t_1} \frac{2r_0}{r_1 + r_2} dt + \int_0^{t_1} \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1} i dt \\
T i_g &= \int_0^{\frac{T}{2}} i dt + \left\{ 2i_0 \int_0^{t_1} \frac{2r_0}{1 + \frac{r_1}{r_2}} dt - \int_0^{t_1} \frac{\frac{r_1}{r_2}}{1 + \frac{r_1}{r_2}} i dt \right\} + I
\end{aligned}$$

I étant un terme analogue à celui entre crochets.

Remarquons que

$$i(t_1) = j \cong 2i_0$$

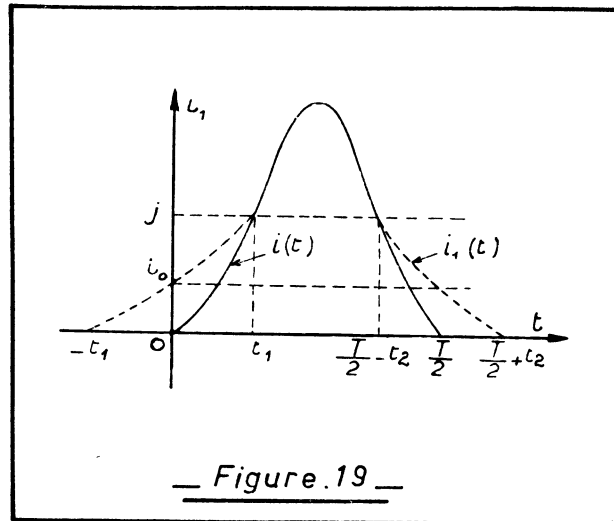


FIG. 19. — Déformation de l'onde de courant dans le microampèremètre produite par l'existence d'un courant de repos.

Ce qui conduit à

$$\int_0^{t_1} \frac{\frac{r_1}{r_2}}{1 + \frac{r_1}{r_2}} i dt < 2i_0 \int_0^{t_1} \frac{\frac{r_1}{r_2}}{1 + \frac{r_1}{r_2}} dt$$

Par conséquent, le terme entre crochets et I sont positifs et on peut écrire

$$T i_g = Q_0 + q \quad (6)$$

avec

$$Q_0 = \int_0^{\frac{T}{2}} i dt$$

et

$$q = \{ \quad \} + I$$

ce qui était évident à partir de la figure 19.

Nous allons déterminer la qualité du redressement en calculant une limite supérieure de l'erreur ε commise sur la mesure du courant moyen par le galvanomètre

$$\varepsilon = \frac{q}{Q_0} = \frac{4 i_0 t_0}{Q_0}$$

Nous avons en effet

$$q = 2 i_0 t_1 (\alpha_1) + 2 i_0 t_2 (\alpha_2) - \beta_1 \int_0^{t_1} i dt - \beta_2 \int_{\frac{T}{2} - t_2}^{t_2 + \frac{T}{2}} i dt$$

avec

$$0 < \alpha_1, \quad \alpha_2 < 1, \quad 0 < \beta_1, \quad \beta_2 < \frac{1}{2}.$$

Par conséquent

$$q < 2 i_0 t_1 + 2 i_0 t_2$$

Comme nous calculons une limite supérieure de l'erreur et que, d'autre part, on peut admettre que les valeurs de j sont voisines de $2 i_0$ nous assimilerons les temps t_1 et t_2 au temps t_0 défini par $i(t_0) = 2 i_0$

Dans ces conditions, en posant $\varepsilon = \frac{1}{100}$ on trouve :

pour un courant i sinusoïdal $\frac{i_0}{i_g} = 0,15$

pour un courant i de forme triangulaire $\frac{i_0}{i_g} = 0,14$

On peut donc retenir de ce qui précède que le courant i_g mesuré par le galvanomètre représente le courant moyen réel, à moins de 1 pour 100 près, s'il est de l'ordre de sept fois le courant de zéro.

Pour des valeurs inférieures, une correction devient nécessaire. En consentant cependant certaines approximations, il est possible d'évaluer celle-ci assez commodément et avec une précision que l'expérience montre très acceptable.

Supposons le taux d'harmoniques suffisamment faible pour que i soit pratiquement sinusoïdal et, de plus, que les résistances r_1 et r_2 sont des constantes.

On peut poser

$$q = 2 (2 i_0 t_0 - K_1 i_0 t_0)$$

Dans cette expression, K_1 est un coefficient compris entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{2}{\pi}$

Associions à la valeur moyenne I_m de i une onde i' triangulaire telle que

$$i' = 4 I_m \frac{4t}{T} \quad \text{pour} \quad -\frac{T}{4} < t < \frac{T}{4}$$

Pour cette forme d'onde, t_0 prend la valeur

$$t_0 = \frac{T i_0}{8 I_m}$$

On peut donc poser

$$q = 2 K_2 i_0 t_0$$

avec

$$1,20 < K_2 < 1,33$$

à condition que $\frac{2i_0}{I_m} < 3$ ce qui est toujours réalisé dès que

$$i_g > i_0$$

Par conséquent, il est possible d'écrire

$$\frac{q}{T} \cong \frac{5}{2} i_0 \frac{t_0}{T} = \frac{5}{2} \frac{i_0^2}{8 I_m}$$

et d'après (19)

$$i_g = \frac{q_0}{T} + \frac{5}{2} \frac{i_0^2}{8 I_m} = I_m + \frac{5 i_0^2}{16 I_m}$$

soit encore

$$I_m \cong i_g \left[1 - \frac{5 i_0^2}{16 i_g^2} - \left(\frac{5 i_0^2}{16 i_g^2} \right)^2 \right], \quad (7)$$

expression que l'on peut appliquer aussitôt que i_g dépasse i_0 de 10 à 20 % (ceci pour tenir compte du fait que (5) et (5') ne sont que des relations approchées).

L'expérience corrobore très bien cette relation pour des courants n'ayant que très grossièrement la forme sinusoïdale (*fig. 20*).

**

Nous allons voir qu'il est possible de résoudre le problème en toute rigueur quelle que soit la forme de la tension en s'appuyant sur le fait que l'on doit redresser une onde de courant.

Reprenons les équations du circuit redresseur sans aucune hypothèse simplificatrice. On a

$$i_1 = \frac{\Sigma e}{r_1 + r_2} + \frac{r_2 i}{r_1 + r_2}$$

$$i_2 = \frac{\Sigma e}{r_1 + r_2} - \frac{r_1 i}{r_1 + r_2}$$

Rendons Σe nul en insérant une force électromotrice de compensation en opposition avec les forces électromotrices produites par effet thermoionique (*fig. 21*). Il vient

$$i_1 = \frac{r_2 i}{r_1 + r_2}, \quad i_2 = -\frac{r_1 i}{r_1 + r_2}$$

On a alors :

si $i > 0$, $i_2 = 0$ et $i_1 = i$

si $i < 0$, $i_1 = 0$ et $i_2 = i$

Une seule alternance traverse le galvanomètre, le redressement est parfait.

En pratique, il n'est pas nécessaire de chercher à obtenir exactement la compensation (*fig. 22*), il suffit de surcompenser légèrement; il est aisé en effet de démontrer qu'on a encore un redresseur parfait qui introduit une perturbation absolument négligeable sur l'onde de courant dans les mesures que nous envisageons ici. Le schéma de fonctionnement de principe est

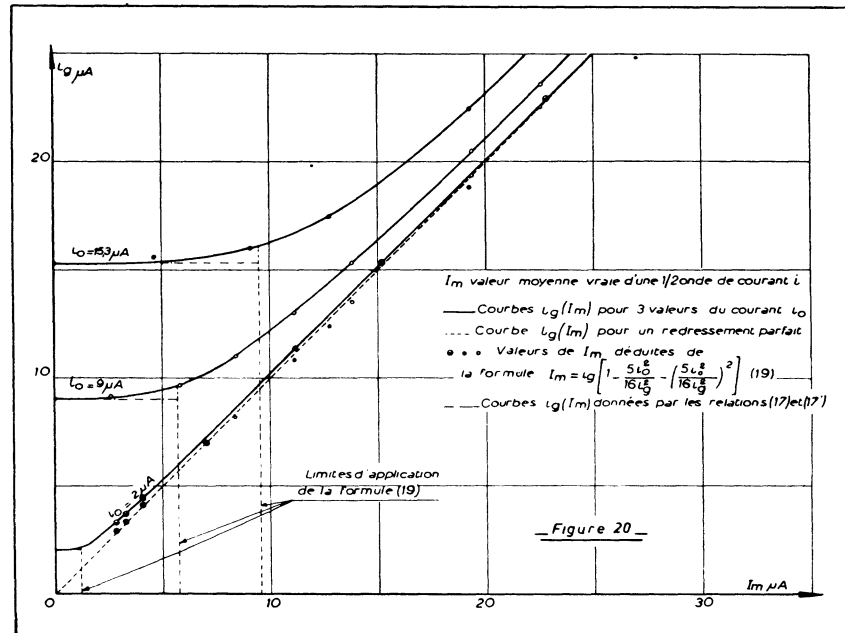


FIG. 20 — Courbes de i_n en fonction de I_m dans diverses conditions.

donné par la figure 21; il n'est autre que celui de la figure 18 où l'on aurait ajouté une force électromotrice de compensation d'environ 2×3 V. On peut s'affranchir de sources supplémentaires pour obtenir la compensation en utilisant une partie de la tension de chauffage et en modifiant le schéma de principe conformément à la figure 23.

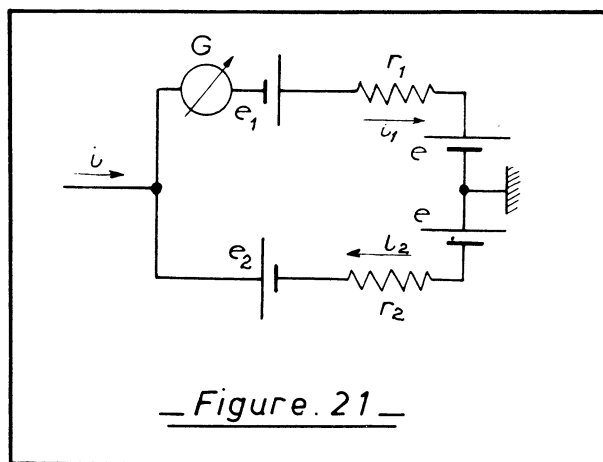


FIG. 21. — Schéma équivalent du montage de la figure 16 avec force électromotrice de compensation.

CHAPITRE II

DIODES A VIDE (CHAUFFAGE EN COURANT ALTERNATIF)

A notre avis, les seules raisons qui paraissaient imposer l'utilisation d'une source polarisée pour le chauffage, provenaient de l'existence du courant de zéro. Or, nous venons de voir que l'influence de ce courant peut être très simplement supprimée par l'insertion dans le circuit redres-

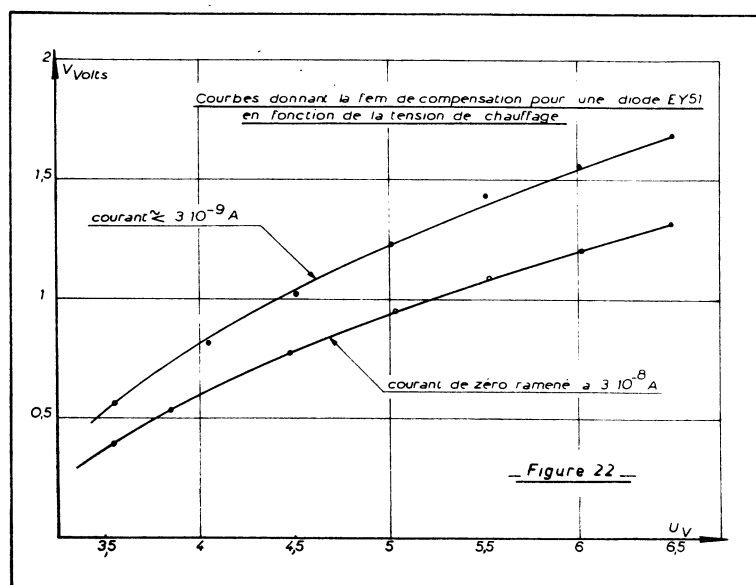


FIG. 22. — Courbes donnant la force électromotrice de compensation pour une diode EY 51 en fonction de la tension de chauffage.

seur d'une force électromotrice de compensation. Théoriquement donc, rien ne s'oppose à ce que l'on chauffe des diodes en courant alternatif. Le dispositif est alors particulièrement simple et commode lorsqu'on utilise une double diode à cathodes séparées (voir fig. 24).

Nous avons effectué l'étude expérimentale de ce système redresseur.

Les valeurs moyennes i_p mesurées par le galvanomètre et les valeurs moyennes réelles ⁽¹⁾ que nous savons mesurer avec les dispositifs des figures 21 à 23 concordent très exactement entre elles. Il est par conséquent possible d'utiliser le chauffage en courant alternatif sans que cette disposition entraîne d'écart décelable sur la déviation du microampèremètre.

Un chauffage normal convient parfaitement, mais il faut éviter de soumettre le filament à un excès de tension lorsqu'on travaille avec des dou-

(1) Il s'agit bien entendu de la valeur moyenne des alternances de même signe.

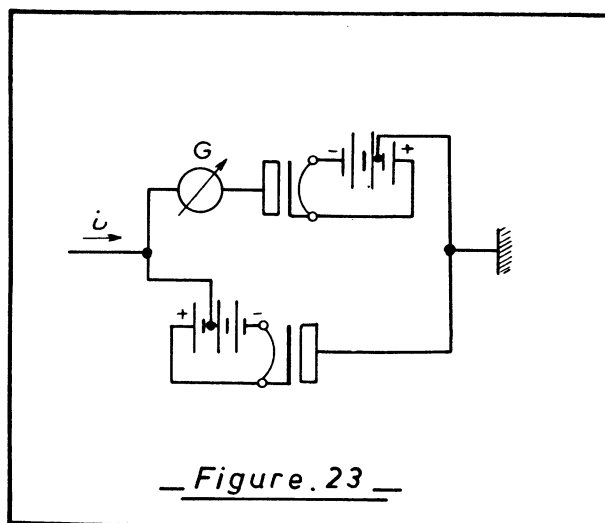


FIG. 23. — Compensation effectuée en utilisant une fraction de la tension de chauffage.

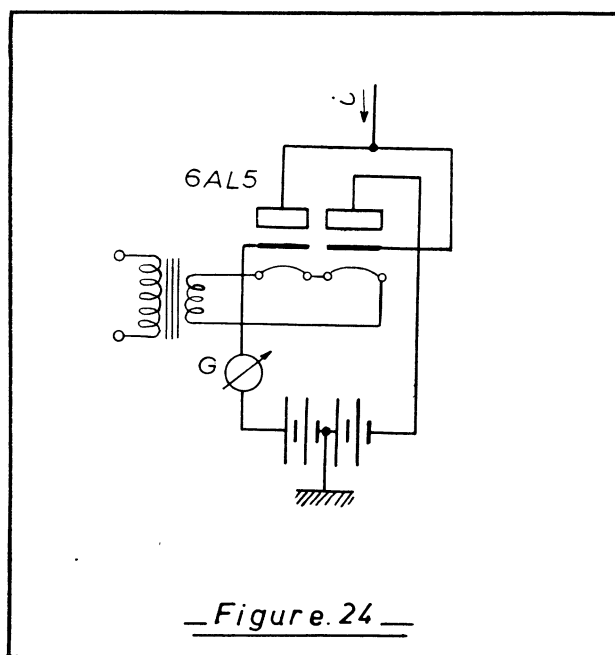


FIG. 24. — Schéma du redresseur pour la mesure de la valeur moyenne d'une demi-onde d'un courant de capacité avec chauffage en courant alternatif et force électromotrice de compensation.

bles diodes, une interaction faible mais mesurable pouvant se produire. Nous estimons qu'une légère sous-tension est particulièrement recommandable.

CHAPITRE III

UTILISATION DES SEMICONDUCTEURS

1. — DIODES AU GERMANIUM.

La courbe de la figure 25 donne la caractéristique type d'une diode au germanium. La valeur du courant inverse, bien que faible, est suffisamment élevée pour introduire des erreurs importantes dans la mesure d'une valeur moyenne de l'ordre de $20 \mu\text{A}$.

Sur le marché actuel, il existe des éléments au germanium ayant des courants inverses bien plus faibles; ces courants ne sont cependant jamais inférieurs au dixième des valeurs données sur la caractéristique ci-dessus, au moins pour des températures de l'ordre de 20°C .

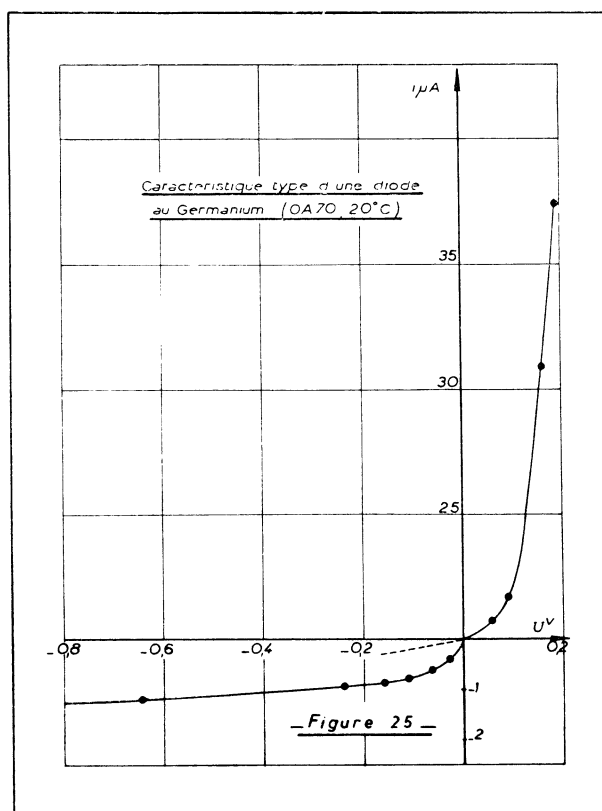


FIG. 25. — Caractéristique type d'une diode au germanium (0A. 70. 20°C).

Dans le cas de l'utilisation de diodes au germanium il n'est pas possible d'évaluer l'erreur et de faire une correction; en effet :

a) la température modifie énormément la caractéristique inverse⁽¹⁾.

b) Il n'existe pratiquement pas deux diodes au germanium identiques.

Toutefois, il serait possible d'utiliser les particularités présentées par les caractéristiques de certains éléments pour inclure dans le dispositif redresseur un circuit simple de correction donnant des résultats satisfaisants dans la plage des températures normales dans un laboratoire. Ces particularités peuvent être les suivantes :

a) courant inverse présentant un palier pratiquement horizontal à partir d'une tension v_0 de l'ordre de 0,1 par exemple. Il suffit alors de polariser préalablement (*fig. 26 a*) et de réaliser un faux zéro sur l'appareil de mesure.

b) caractéristique directe prolongeant d'abord pratiquement la caractéristique inverse puis « s'amorçant » brusquement pour une tension v_0 de l'ordre de + 0,1 V.

On peut alors aussi polariser préalablement (*fig. 26 b*) et il est de plus intéressant de ne pas corriger la déviation du microampèremètre au repos.

L'intérêt de ces circuits correcteurs réside dans le fait que v_0 ne varie pas beaucoup lorsque la température reste comprise dans une bande étroite, par exemple entre 15° C et 30° C. Mais nous devons insister sur le fait que la dispersion des caractéristiques des éléments redresseurs au germanium d'une même catégorie interdit toute solution générale et ne permet que des solutions particulières adaptées à l'élément dont on dispose.

Parmi les diodes que nous avons utilisées, des résultats particulièrement intéressants ont pu être obtenus avec des éléments Westectal G 3 dont les performances qui nous intéressent sont bien caractérisées par les valeurs suivantes

$$\begin{aligned} v &= 0,5 \text{ V}, & i &\cong 100 \text{ } \mu\text{A} \\ v &= -1 \text{ V}, & i &\cong 0,5 \text{ } \mu\text{A} \end{aligned}$$

pour une température de 25° C.

Le tableau suivant donne, à une température de 20° C, en fonction du courant moyen réel I_m les valeurs du courant moyen mesuré d'une part avec circuit correcteur $(i_g)_c$ et d'autre part sans circuit correcteur i_g .

TABLEAU III. — Valeurs du courant moyen mesuré en fonction du courant moyen réel.

$I_m \text{ } \mu\text{A}$	1,63	3,82	6,36	10,47	15,12	22,40	51,5
$i_g \text{ } \mu\text{A}$	1,51	3,69	6,23	10,31	15,00	22,30	51,4
$(i_g)_c \text{ } \mu\text{A}$	1,60	3,76	6,31	10,40	15,08	22,40	51,5

(1) La théorie prévoit un courant inverse de saturation variant exponentiellement avec la température.

Ainsi, avec des diodes du type précédent, on voit que l'on obtient une excellente précision à partir de 16 à $18 \mu\text{A}$ en utilisant un circuit correcteur, et à partir de $50 \mu\text{A}$ sans circuit correcteur.

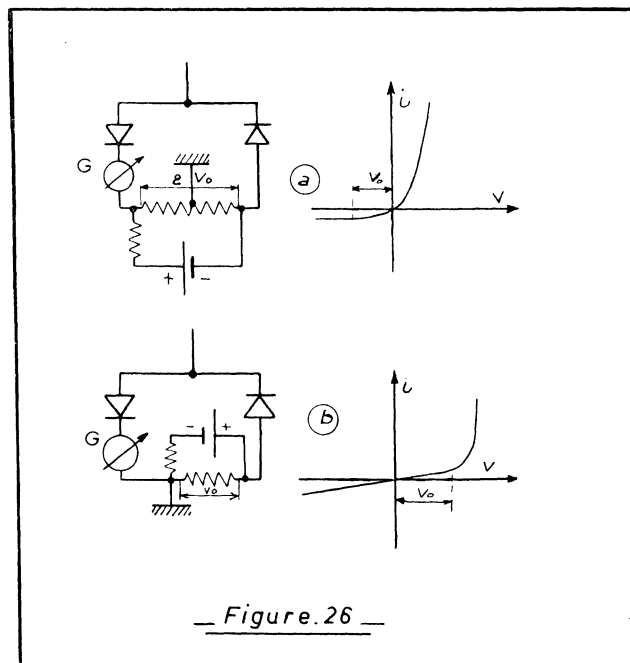


FIG. 26. — a) Circuit correcteur pour diodes au germanium ayant un palier dans la partie inverse de la caractéristique $i(v)$; — b) Circuit correcteur pour diodes au germanium ayant une caractéristique directe prolongeant d'abord la caractéristique inverse puis s'amorçant brusquement.

Notons enfin que l'on peut toujours améliorer de façon très sensible la qualité du redressement à condition d'opérer à basse température.

2. — REDRESSEURS SECS.

Nous rangeons sous ce terme, consacré par l'usage, les redresseurs au sélénium et cuivre-oxyde de cuivre.

En raison des faibles valeurs des courants à mesurer, les difficultés pour obtenir un bon redressement sont identiques à celles déjà rencontrées au paragraphe précédent, c'est-à-dire un courant inverse non négligeable et la dispersion des caractéristiques.

A priori, on aurait même pu penser que l'utilisation de redresseurs secs conduirait à des résultats moins satisfaisants que ceux obtenus avec des diodes au germanium. Or, la caractéristique donnée en figure 27 indique que certains éléments cuivre-oxyde de cuivre (Westector W 1) ont de remarquables facteurs de redressement pour les très faibles courants.

Les valeurs du tableau IV montrent que l'erreur sur la mesure du courant moyen cesse d'être décelable à partir de $10 \mu\text{A}$.

Remarquons cependant que les mesures ont été faites à la température de 16°C . Pour des températures voisines de 30°C , on peut compter sur

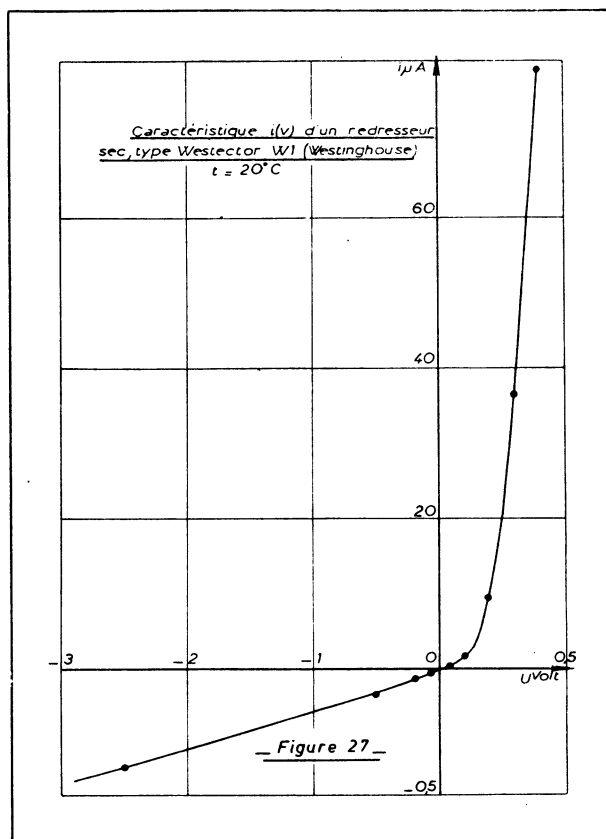


FIG. 27. — Caractéristique $i(v)$ d'un redresseur sec type Westector W1 Westinghouse $t = 20^\circ \text{C}$.

une précision de l'ordre de 0,5 % pour les valeurs de I_m inférieures à $10 \mu\text{A}$, et de 2 ‰ environ au-delà.

TABLEAU IV. — Valeurs de i_g en fonction de I_m .

$I_m \mu\text{A}$	4,28	8,92	18,79	26,25	89,00
$i_g \mu\text{A}$	4,26	8,90	18,79	26,23	89,00

3. — DIODES AU SILICIUM.

Nous avons également utilisé une série de diodes à pointes au silicium, de faible puissance et de différents types. Ces diodes permettent d'apporter

une solution parfaite au problème du redressement d'un faible courant. Le type 16 P2 paraît le mieux adapté, les caractéristiques que le constructeur en donne étant les suivantes :

- tension inverse maximum de crête : 50 V
- courant inverse maximum à 25° C : 0,5 μ A
- courant direct minimum à + 1 V : 1 mA

Les autres spécifications, bien que fort intéressantes, ne concernent pas directement notre problème

Les caractéristiques de la figure 27 concernent parmi un groupe de quatre éléments, celles des diodes ayant le courant inverse le plus élevé.

L'existence d'une bande de tensions telles que le courant inverse soit nul à 10^{-9} A près, montre que le redressement d'une onde de courant s'effectue d'une façon pratiquement parfaite.

La condition que la tension inverse ne dépasse pas le seuil d' « amorçage » de la caractéristique correspondante est amplement remplie par l'élément au silicium 16 P2 et ceci même pour des températures très élevées (48° C).

Nous insistons sur le fait que le montage de deux de ces éléments conformément au schéma de principe (fig. 1) permet d'obtenir le redressement parfait d'une onde de courant dont la valeur moyenne peut être très faible.

Les valeurs théoriques et expérimentales concordent très exactement, comme on pouvait d'ailleurs le prévoir, au seul examen des caractéristiques de la figure 28.

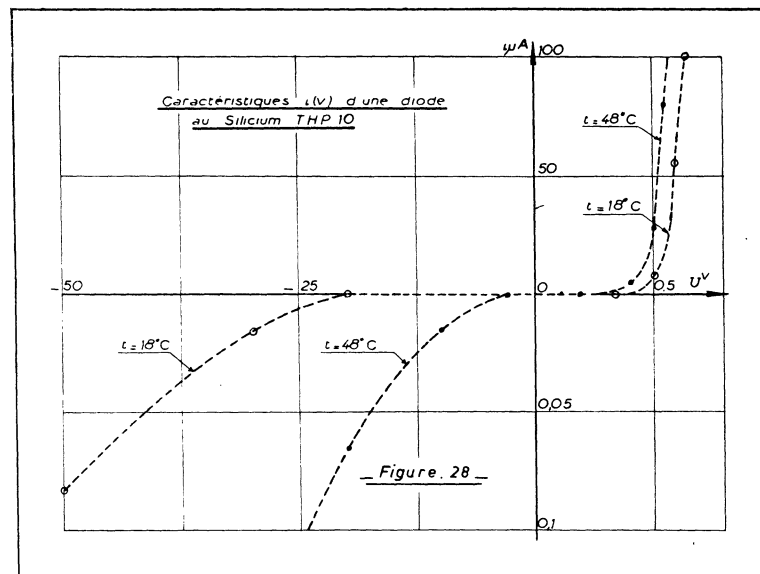


FIG. 28 — Caractéristiques $i(v)$ d'une diode au silicium 16 P2.

CHAPITRE IV

CAUSES D'ERREUR

La relation générale qui relie la valeur de crête d'une tension périodique au courant redressé moyen est dans les deux cas les plus intéressants dont nous avons parlé au chapitre 1, de la forme

$$U_c = K \frac{i_g}{fC}$$

Nous adopterons, comme base commode de discussion pour ce qui suit, la relation (2) $U_c = \frac{i_g}{2fC}$ c'est-à-dire que nous comptons préciser les diverses erreurs qui entâchent la mesure de U_c pour une tension alternative périodique, cette forme de tension étant, en pratique, la plus importante. Les conclusions que nous tirerons s'appliquent d'ailleurs à un train d'impulsions et à la mesure de la différence de potentiel crête à crête d'une tension ondulée.

L'erreur relative commise sur U_c peut s'écrire

$$\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right| = \left| \frac{\Delta C}{C} \right| + \left| \frac{\Delta i_g}{i_g} \right| + \left| \frac{\Delta f}{f} \right| + \varepsilon$$

ε est un terme tenant compte de divers facteurs, dont la valeur est d'ailleurs absolument négligeable comme nous le démontrerons, sauf dans le cas où la tension présente des maxima et minima intermédiaires.

Évaluons l'ordre de grandeur de ces différentes erreurs relatives :

$$1^\circ \quad \left| \frac{\Delta C}{C} \right|$$

Nous avons vu dans la première partie consacrée à la réalisation d'un condensateur haute tension que cette erreur pouvait être rendue moindre que 2.10^{-3} .

$$2^\circ \quad \left| \frac{\Delta i_g}{i_g} \right|$$

Ce terme se divise lui-même en deux, l'un correspondant à l'erreur commise dans le redressement de l'onde de courant, l'autre concernant l'imprécision sur la valeur moyenne due à l'appareil de mesures. Nous venons de voir dans quelles conditions le redressement est parfait et par conséquent $\left| \frac{\Delta i_g}{i_g} \right|$ se réduit à la précision du microampèremètre utilisé et peut être de l'ordre de 2.10^{-3} .

3° ε .

a) *Résistance de fuites du condensateur (*)*.

Lorsque le condensateur haute tension est à lame d'air et qu'il est

(*) Cf. Première partie, chapitre V, 5°.

convenablement réalisé, l'anneau de garde, outre son rôle de blindage électrostatique élimine du circuit de mesures la plus grande partie du courant de fuites (support, isolants, poussières...), il est évident, à priori, que l'on peut considérer ce condensateur comme présentant un facteur de pertes nul.

Pour le problème qui nous occupe il est facile de se rendre compte que les courants de conduction sont absolument négligeables par rapport aux courants de capacité en considérant une tension sinusoïdale de fréquence 50 Hz.

En considérant la résistance de fuites en parallèle avec la capacité pure, et en prenant comme valeur du courant de fuites sa valeur maximum i_{fM} en fonctionnement normal, il vient :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{R C \omega}$$

expression dans laquelle on a :

$$C = \varepsilon \frac{S}{e} \quad \text{et} \quad R = \frac{V}{i_{fM}} = \frac{E_M e}{i_{fM}}$$

avec, dans ces formules :

E_M champ électrique maximum;

V différence de potentiel correspondante;

e épaisseur du condensateur;

S surface de l'électrode utile.

D'où

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{i_{fM}}{\varepsilon E_M S \omega}$$

Si l'on se fixe $E_M = 15 \text{ kV/cm}$ ce qui est bien compatible avec la sécurité, on obtient :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{4 \times 10^{-9}}{8,85 \times 10^{-12} \times 1,5 \cdot 10^6 \times 177 \times 10^{-4} \times 314} \cong 5 \times 10^{-5}.$$

valeur extrêmement faible qui conduit à une erreur relative sur la valeur de crête U_c de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10}$.

b) Capacité entre anneau de garde et partie utile.

Lorsque n objets isolés sont en présence, l'équilibre électrique du système est donné par la relation matricielle

$$\{q\} = [C] \{V\} \quad (8) \quad \text{avec} \quad [C] = \begin{vmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{1n} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ C_{n1} & C_{n2} & \dots & C_{nn} \end{vmatrix}$$

Les C_{ij} représentant les coefficients d'influence de l'objet i sur l'objet j . Lorsque $i = j$, on a la capacité propre de l'objet en présence des autres. La matrice (C) est symétrique, tous les termes de la diagonale principale sont positifs, les autres sont tous négatifs.

Affectons aux différentes parties du condensateur les indices suivants : 1, partie utile de l'armature inférieure; 2, armature supérieure; 3, anneau et disque de garde, terre.

De l'équation (8) on déduit pour q_1 charge de la partie utile,

$$q_1 = C_{11} V_1 + C_{12} V_2 + C_{13} V_3 + \dots + C_{1n} V_n$$

Or, on a $V_3 = 0$ (potentiel de la terre, pris comme origine) et du fait de la présence de l'anneau et du disque de garde tous les termes C_{ij} sont très petits pour $j > 3$.

Donc
$$q = C_{11} V_1 + C_{12} V_2 \quad (9)$$

même si les potentiels V_j ne sont pas nuls pour $j > 3$ (objets au voisinage du condensateur non réunis au sol).

Rappelons que par habitude de langage nous avons appelé capacité C de la partie utile du condensateur, le coefficient d'influence C_{12} de l'armature supérieure vis-à-vis de la partie utile de l'armature inférieure.

Pour la même raison, nous appellerons « capacité du système formé par l'anneau de garde et la partie utile C_s » la capacité propre C_{11} de la partie utile. Mais, l'habitude de langage ne doit pas faire oublier la réalité et pour mesurer C_s on s'inspirera donc de l'équation (8).

L'équation (9) montre que les maxima de q_1 et de V_2 peuvent ne pas coïncider. On peut poser

$$(q_1)_{\max} = C_s (V_1)_0 - C [V_{2\max} - \varepsilon]$$

C étant une quantité positive. Nous avons noté $(V_1)_0$ car lorsque la quantité d'électricité q_1 est maximum $i = 0$ et on a $(V_1)_0 = 0$.

D'où
$$(q_1)_{\max} = -C (V_{2\max} - \varepsilon).$$

Et en différentiant (9), autour du maximum de $q_1 (i = 0)$ on obtient, au second ordre près,

$$C_s \Delta V_1 = C \Delta V_2 = C \varepsilon$$

Le problème de la connaissance de la vraie valeur de $(q_1)_{\max}$ est ramené à la connaissance de ΔV_1 .

Lorsqu'on utilise un redresseur constitué par des diodes au silicium, les caractéristiques de la figure 28 montrent que ΔV_1 est à la température de 18° C voisin de 0,27 V, tension d'amorçage de la caractéristique directe.

Nous écrirons dans le sens de la sécurité

$$\Delta V_1 = 0,4 \text{ V}$$

On a alors
$$(q_1)_{\max} = -C V_{2\max} + 0,4 C_s$$

Et par conséquent

$$i_g = 2f [C V_{2 \max} - 0,4 C_s] \quad (10)$$

L'erreur relative η commise sur la mesure de la tension de crête $V_{2 \max}$ est donc au maximum de la sensibilité

$$\eta \leq \frac{0,4 C_s}{C V_{2 \max}} = \frac{0,4 C_s}{\varepsilon S E_M}$$

Dans notre cas, nous avons

$$E_M = 15.000 \text{ V/cm} \quad C_s \cong 300 \text{ pF} \quad \varepsilon S \cong 10 \text{ pF/cm}$$

D'où $\eta \leq 5 \times 10^{-4}$, ce qui est négligeable.

L'erreur inversement proportionnelle à E_M serait de 2 % au quart de l'élongation maximum prévue sur le microampèremètre. Cette erreur est acceptable, mais on voit tout l'intérêt que l'on a de choisir convenablement l'écart entre les armatures du condensateur en fonction de la tension à mesurer.

Si l'on utilise un redresseur à diodes à vide à la limite de la compensation, la tension d'amorçage est voisine de zéro et l'erreur réelle sera plus faible que 5×10^{-4} . Il est donc possible de surcompenser légèrement, mais avec prudence.

La formule (10) indique d'ailleurs la correction à introduire si on le croit nécessaire.

c) *Résistance d'isolement de la partie utile.*

La résistance d'isolement R de la partie utile par rapport à l'anneau de garde, c'est-à-dire la masse, shunte le système redresseur et dérive une partie i_d ⁽¹⁾ de i_g donnée par

$$i_d = \frac{f}{R} \int_0^T v_i dt$$

La résistance R mesurée à — 20 V vaut environ 300 M Ω . Comme dans le cas des diodes au silicium V_1 est toujours inférieur à 0,6 V, $i_d \leq 10^{-9}$ A.

Évaluons l'erreur relative au maximum de sensibilité

$$(i_g)_{\max} = 2f C E_M, \quad e = 2f \varepsilon S E_M \cong 24 \mu\text{A}$$

Donc

$$\frac{i_d}{(i_g)_M} \cong 4 \times 10^{-8}$$

d) *Maxima et minima intermédiaires.*

Si la tension dont on désire mesurer la valeur de crête présente des maxima et des minima intermédiaires, la formule (3) donne l'expression de i_g dans le cas général; elle peut encore s'écrire

$$i_g = 2f C U_c \left[1 + \sum_i \frac{\Delta u_i}{U_c} \right]$$

(1) Le courant moyen réel, et non pas considéré en tant que « fuite » de i_n serait $2 i_d$.

Le terme correctif $\sum_i \frac{\Delta U_i}{U_c}$ ne contient que des rapports de tensions

et peut être déterminé avec une précision satisfaisante en examinant la forme de la tension sur un oscillographe. Il n'est donc pas excessif de prétendre à une précision de l'ordre de 5 % sur ce terme correctif dont l'importance par rapport à l'unité fixera en définitive la précision avec laquelle on passera de i_c à U_c . Il est clair par exemple que si ce terme vaut 0,1, le passage de i_c à U_c se fera avec une précision de l'ordre de 0,5 %.

Cette méthode, qui peut être utile dans certains cas, est peu satisfaisante dans le cas d'une tension très déformée par des effluves ou des harmoniques de rang élevé et dans tous les cas où l'on souhaite une lecture parfaitement continue. Nous proposerons à la fin de la quatrième partie une modification du dispositif redresseur conduisant à la mesure de la valeur de crête réelle lorsque la tension présente plus de deux extréma par période.

$$4^{\circ} \quad \left| \frac{\Delta f}{f} \right|$$

C'est une cause d'erreur importante qui peut devenir prépondérante et même rendre impossible toute mesure correcte. Nous allons consacrer la troisième partie de notre exposé au problème posé par l'influence de la fréquence sur la méthode de mesures.

TROISIÈME PARTIE

Influence de la fréquence de la tension à mesurer

Les relations : (1), (2) et (3)

$$U_{\max} = \frac{i_g}{fC} \quad (1)$$

$$U_e = \frac{i_g}{2fC} \quad (2)$$

$$i_g = 2fC [U_e + \sum_i \Delta U_i] \quad (3)$$

déjà établies dans la deuxième partie montrent que lorsqu'on mesure une haute tension de crête par la méthode du courant de capacité redressé, la fréquence f intervient linéairement. On peut définir cette fréquence comme une grandeur moyenne : le nombre de maxima de la tension par seconde. Ceci apparaît très clairement en considérant la véritable signification de la relation donnant le courant moyen i_g qui traverse le galvanomètre.

$$i_g = q = fC \int_{U_{\min}}^{U_{\max}} dv$$

Il en résulte que l'on peut appliquer la méthode de mesures à des tensions non périodiques, mais comportant un nombre constant d'alternances dans un intervalle de temps dépendant des caractéristiques du galvanomètre.

Dans tous les cas la relation (2) s'écrit

$$U_e = Ki_g \quad \text{avec} \quad K = \frac{1}{2fC}$$

Il est clair que toute solution tendant à rendre l'élongation du galvanomètre indépendante de la fréquence entraînera la mise en œuvre d'un dispositif capable de discriminer des fréquences. De plus, puisque la valeur du coefficient de proportionnalité K doit être connue, ce dispositif devra discriminer les fréquences autour d'une valeur nominale f_0 définie avec précision. On aura alors

$$K = \frac{1}{2f_0 C} \quad \text{pour} \quad f_m < f_0 < f_M$$

f_M et f_m définissant l'intervalle de fréquences dans lequel l'erreur due à la fréquence $\Delta f/f$ sera inférieure ou égale à une valeur déterminée 0,5 % par exemple.

Dans les cas pratiques, les plus importants, la largeur de la bande ainsi définie ne dépassera pas $0,2 f_0$.

Par exemple, un appareil destiné à mesurer des tensions industrielles à 50 Hz sera très correct s'il donne des indications indépendantes de la fréquence dans l'intervalle 48-51 Hz.

C'est en s'inspirant de ces considérations que nous proposons dans ce qui suit quelques solutions au problème de la correction de l'influence de la fréquence.

CHAPITRE PREMIER

DISPOSITIF DISCRIMINATEUR DE FRÉQUENCE

Nous venons de voir les deux conditions auxquelles doit répondre un dispositif correcteur de fréquence pour les mesures par courant de capacité d'une haute tension de crête :

- fréquence « d'accord » f_0 stable et définie avec précision;
- discrimination des fréquences par rapport à f_0 .

Le dispositif discriminateur de fréquence que nous avons imaginé et réalisé ⁽¹⁾ répond, comme nous allons le démontrer, à ces impératifs. La figure 29 représente son schéma de principe; elle ne contient que les organes essentiels.

Nous reviendrons dans l'annexe sur quelques points précis dont l'importance est déterminante lorsqu'on souhaite une précision très élevée sur la fréquence d'accord f_0 .

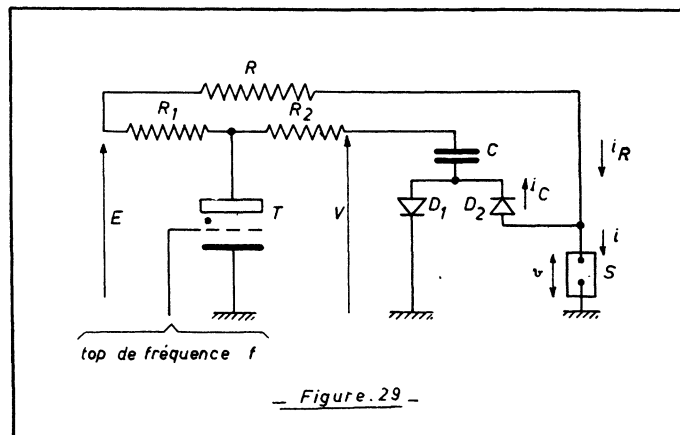


FIG. 29. — Schéma de principe du dispositif discriminateur de fréquence.

Pour le problème de la correction de fréquence il ne nous paraît pas nécessaire de dépasser la condition $\frac{\Delta f_0}{f_0} \leq \frac{2}{1000}$ et la théorie simple que nous allons exposer décrit correctement les propriétés du système.

Soient V_M et V_m les valeurs maximum et minimum atteintes par V . Nous savons que l'on peut écrire pour i_c :

$$(i_c)_{\text{moy}} = -fC (V_M - V_m)$$

(1) G. GIRALT, R. LACOSTE et J. LAGASSE. Dispositif discriminateur de fréquence et fréquencesmètre de haute précision à déviation linéaire. Brevet C.N.R.S. n° 750-276-1957.

G. GIRALT. Fréquencesmètre de haute précision à réponse linéaire. C. A. Ac. des Sciences, t. 246, p. 77, 1958.

Il est facile de fixer davantage la valeur de V_m en prenant une constante de temps $(R_1 + R_2) C$ pour le circuit de charge C qui soit suffisamment faible pour avoir avec la précision voulue

$$V_m = E$$

De plus, des recherches faites ⁽²⁾ au laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique Industrielle de l'E.N.S.E.E.H.T. ont permis de montrer que lorsqu'on utilise un thyatron en régime relaxé la tension à ses bornes atteint un minimum pratiquement nul si certaines conditions sont remplies dont l'essentielle consiste à choisir la constante de temps du circuit de décharge $C R_2$ aussi faible que possible par rapport au temps de désionisation.

On peut par conséquent écrire :

$$V_m = 0$$

et par suite $(i_c)_{\text{moy}} = -f C E$

Dans le circuit de sortie S on superpose les deux courants i_c et i_r si la différence de potentiel v est inférieure à la tension d'amorçage de la caractéristique directe des diodes D_1 et D_2 ⁽³⁾. On a alors

$$\begin{aligned} i &= i_c + i_r \\ i_{\text{moy}} &= I = \frac{E}{R} - f C E \\ I &= E \left(\frac{1}{R} - f C \right) \end{aligned} \quad (1)$$

Les constantes R et C du circuit définissent par conséquent une fréquence d'accord $f_0 = \frac{1}{RC}$ (2).

La relation (1) peut ainsi s'écrire

$$I = -EC(f - f_0) = -EC \Delta f \quad (3)$$

Les formules (2) et (3) définissent le fonctionnement en discriminateur autour d'une fréquence f_0 parfaitement définie. Elles satisfont de plus aux conditions énoncées au début du chapitre. Pour les raisons qui ont été exposées la fréquence f qui intervient dans les formules (1), (2), (3) répond à la définition générale de « nombre de répétitions par seconde d'un phénomène donné ».

(2) J. LAGASSE, R. LACOSTE et G. GIRALT. Sur un comportement particulier des triodes à gaz en régime relaxé. C. R. Acad. Sciences, t. 245, p. 412, 1957.

(3) Cf. Deuxième partie, chapitre III, p. 69-70.

CHAPITRE II

CORRECTION DISCONTINUE DE FRÉQUENCE

PRINCIPE.

Dans la mesure des hautes tensions par courant de capacité on utilise en général un galvanomètre magnéto-électrique comme appareil de lecture. On peut prévoir une résistance série R_g et un shunt R_s convenables constitués entièrement ou en partie par des potentiomètres, de telle sorte qu'il sera possible de faire varier la sensibilité du dispositif autour de la sensibilité nominale. Ainsi, quelle que soit la valeur de la fréquence, la déviation du galvanomètre pourra toujours être ramenée à la valeur correspondant à la fréquence f_0 (fig. 30), la sensibilité nominale étant réglée pour cette fréquence.

La condition générale à remplir s'écrit en appelant R_g la résistance $r_g + r$

$$\frac{f_0 R_{s_0}}{R_{g_0} + R_{s_0}} = \frac{f R_s}{R_g + R_s} \quad (4)$$

Supposons que la résistance R du dispositif discriminateur de fréquence soit constituée entièrement ou en partie par un potentiomètre, que l'on pourra coupler arbre à arbre avec l'un de ceux constituant les résistances R_s et R_g .

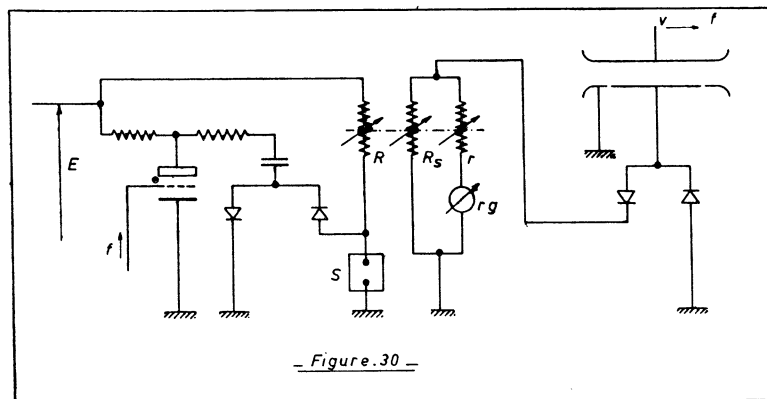


Fig. 30. — Adaptation du discriminateur à la correction de fréquence par potentiomètres couplés.

Lors de la mesure on accordera à la fréquence f le circuit discriminateur en agissant sur R . Cette action modifiera la sensibilité de l'appareil de lecture des tensions de crête de sorte qu'il fournira une indication correcte.

Prenons pour simplifier des potentiomètres linéaires et proposons-nous uniquement de satisfaire la relation (4) pour des faibles écarts Δf autour de f_0 .

Les conditions à remplir pour les potentiomètres couplés sont alors :

$$\begin{aligned} a) (5) \quad \frac{\Delta R}{\Delta R_g} &= - \frac{R_0}{R_{g0} + R_{s0}} \text{ pour } R \text{ couplé à } r \\ b) (6) \quad \frac{\Delta R}{\Delta R_s} &= \frac{R_0 R_{g0}}{R_{s0} (R_{g0} + R_{s0})} \text{ pour } R \text{ couplé à } R_s \\ c) (7) \quad \frac{\Delta R}{\Delta R_s'} &= \frac{R_0}{R_{s0}} \text{ pour } R \text{ couplé à } R_s \text{ et } r \end{aligned}$$

de sorte que l'on ait en plus $R_g + R_s = cte$

avec pour les trois cas la relation

$$\frac{\Delta f}{f_0} = - \frac{\Delta R}{R_0} \quad (8)$$

déduite de la formule (2).

Il est clair, d'après ce qui a été dit dans ce qui précède, que les relations (4), (5), (6), (7) et (8) s'appliquent aussi bien à des tensions périodiques de période $\frac{1}{f}$ qu'à des tensions non périodiques.

Étudions les propriétés de ces trois modes de couplage :

a) R couplé à r

Les relations (4), (5) et (8) donnent :

$$\frac{f R_{s0}}{R_g + R_{s0}} = \frac{f_0 R_{s0}}{R_{g0} + R_{s0}} \left[1 + \frac{\Delta f^2}{f_0^2} - 2 \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^3 + \dots \right]$$

Et en considérant que les potentiomètres introduisent une erreur relative K dans l'accomplissement de la condition (5) :

$$\frac{f R_{s0}}{R_g + R_{s0}} = \frac{f_0 R_{s0}}{R_{g0} + R_{s0}} \left[1 + K \frac{\Delta f}{f_0} + \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 + \dots \right]$$

Appelons $\left(\frac{\Delta U_c}{U_c} \right)_f$ l'erreur relative entraînée sur U_c par l'influence de la fréquence. On montre que :

$$\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right|_f = K \frac{\Delta f}{f_0} + \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 + \dots$$

D'où si l'on veut $\left(\frac{\Delta U_c}{U_c} \right)_f \leq 0,2 \%$ avec par exemple $K = \pm 2 \%$

$$\Delta f \leq \pm 1,5 \text{ Hz pour } f_0 = 50 \text{ Hz}$$

b) R couplé à R_s

Les relations (4), (6) et (8) conduisent à :

$$\frac{f R_s}{R_{g0} + R_s} = \frac{f_0 R_{s0}}{R_{g0} + R_{s0}} \left[1 - \frac{R_{s0}}{R_{g0}} \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 - \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 \frac{R_{s0} (R_{s0} - R_{g0})}{R_{g0}^2} + \dots \right]$$

et si comme précédemment on introduit l'erreur de couplage on aboutit après des calculs classiques à :

$$\frac{f R_s}{R_{g0} + R_s} = \frac{f_0 R_{s0}}{R_{g0} + R_{s0}} \left[1 - \frac{R_{s0}}{R_{g0}} \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 - K \frac{\Delta f}{f_0} + \dots \right]$$

$$\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right|_f = \frac{R_{s0}}{R_{g0}} \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 + K \frac{\Delta f}{f_0}$$

Trois cas peuvent ici se présenter :

1° $R_{s0} > R_{g0}$

La bande de fréquences dans laquelle la correction est correcte est plus étroite que dans (a). Ce montage ne présente pas d'intérêt.

2° $R_{s0} = R_{g0}$

On a la même bande de fréquences que pour le cas (a).

3° $R_{g0} > R_{s0}$

Ce cas est le plus fréquent. Si on a par exemple :

$$\frac{R_{s0}}{R_{g0}} \approx \frac{1}{10} \quad K = \pm 2\%$$

on trouve $\Delta f \leq \pm 4$ Hz pour $f_0 = 50$ Hz.

Ce qui, nous l'avons vu, constitue une bande de fréquences très largement suffisante.

c) R couplé à R_s et à r

Dans ce cas, si l'on respecte la condition $R_g + R_s = cte$ on peut démontrer que l'on a exactement,

$$\frac{f R_s}{R_g + R_s} = \frac{f_0 R_{s0}}{R_{g0} + R_{s0}}$$

c'est-à-dire que

$$\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right|_f = 0$$

Cependant il est ici nécessaire de faire intervenir deux erreurs relatives K_1 et K_2 introduites par les potentiomètres. On alors :

$$\frac{f R_s}{R_g + R_s} = \frac{f_0 R_{s0}}{R_{g0} + R_{s0}} \left[1 - \frac{\Delta f}{f_0} \left(K_1 - \frac{R_{s0}}{R_{g0} + R_{s0}} K_2 \right) + \dots \right]$$

On voit ainsi que cette méthode conduit pour un Δf donné à une erreur relative $\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right|$ moindre que celle obtenue par la méthode (b) si l'on a

$$\frac{R_{g0} K_2}{R_{g0} + R_{s0}} \cdot f_0 < \Delta f$$

Mais pour des raisons de simplicité on conçoit qu'il est nécessaire de conserver uniquement les méthodes exposées aux paragraphes (a) et (b).

INTÉRÊT DE CETTE CORRECTION.

On peut remarquer qu'un voltmètre de crête équipé du dispositif correcteur qui a été décrit est un appareil bivalent : il permet de mesurer une tension et la fréquence de cette tension. C'est donc un fréquencemètre et un voltmètre. Il serait par conséquent possible de faire des mesures de valeur de tension de crête, puis de mesurer la fréquence et d'en tenir compte dans l'appréciation définitive de cette valeur. D'ailleurs les méthodes de correction que nous avons exposées jusqu'ici se réduisent à cela en dernière analyse.

Cependant, l'avantage de pouvoir faire une série de mesures en valeurs vraies compense très largement à notre point de vue la complication apportée au dispositif par le montage sur un même arbre de deux potentiomètres.

CHAPITRE III

MÉTHODE DE ZÉRO INDÉPENDANTE DE LA FRÉQUENCE

Le principe de cette méthode de mesure de la valeur de crête d'une haute tension alternative consiste à superposer dans un organe de mesures, galvanomètre par exemple, le courant de capacité redressé provenant du condensateur haute tension soumis à la tension à mesurer de fréquence f et le courant de capacité redressé provenant d'un condensateur basse tension soumis à des oscillations de relaxation produites par un thyatron amorcé à la fréquence f (fig. 31).

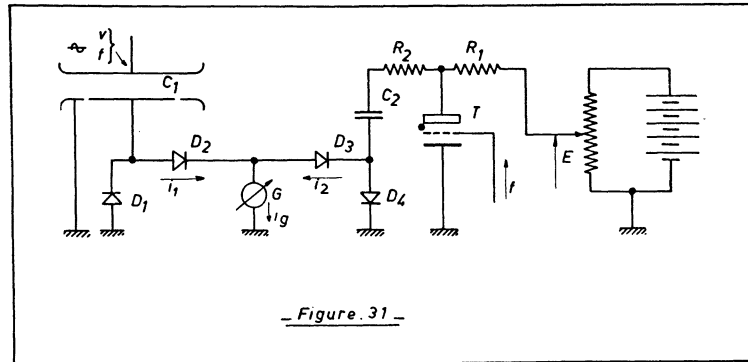


FIG. 31. — Mesure d'une haute tension de crête par une méthode de zéro indépendante de la fréquence.

On a :

$$i_1 = 2f U_c C_1$$

lorsque la tension appliquée au condensateur haute tension est alternative.

De même : $i_2 = -f C_2 E$ et $i_g = i_1 + i_2$.

Donc (9) $i_g = 2f U_c C_1 - f C_2 E$ et par conséquent pour $i_g = 0$.

$$U_c = E \frac{C_2}{2 C_1} \quad (10)$$

Il est possible, d'après cette relation, d'obtenir avec une grande précision la valeur de crête U_c d'une tension alternative de fréquence quelconque.

Cependant, il est probable que ce dispositif peut présenter un intérêt beaucoup plus important par la possibilité qu'il offre de discriminer les tensions de crête U_c de part et d'autre d'un niveau U_0 choisi comme référence. La relation (9) peut en effet s'écrire :

$$i_g = 2f C_1 \Delta U_c \quad (11)$$

$$\Delta U_c = U_c - U_0 \quad \text{et} \quad U_0 = E \frac{C_2}{2 C_1}$$

Nous nous proposons ultérieurement d'appliquer cette méthode à la stabilisation de la valeur de crête d'une tension alternative à des niveaux quelconques compris entre 5 et 100 kilovolts.

— —

CORRECTION CONTINUE DE FRÉQUENCE

Pour C_3 branché sur l'anneau de garde : $C_3 \simeq 50 \mu F$

Pour C_3 branché sur le plateau de garde : $C_3 \simeq 0,5 \mu F$

— Figure. 32 —

L'élongation de l'appareil de mesures est à tout instant indépendante de la valeur de la fréquence de la tension à mesurer. La fréquence f_0 qui intervient dans le coefficient de proportionnalité reliant U_c à l'élongation

de l'appareil de lecture étant donné avec une précision très élevée par la relation.

$$f_0 = \frac{1}{R C_1}$$

Examinons en détail les points essentiels de ce qui précède.

Nous nous sommes imposés la relation $V = K U_c$ avec $K = \frac{2 C_1}{C_2}$. Sans rentrer dans le détail de l'amplificateur, il est clair que même convenablement réalisé, il ne pourra garantir l'application des conditions ci-dessus qu'avec une certaine imprécision. On aura en effet :

$$V = \left(\frac{2 C_1}{C_2} + \beta \right) U_c = K' U_c$$

la relation (12) s'écrivant en toute rigueur

$$i_g = 2 f_0 C_1 U_c + \beta C_2 \Delta f U_c$$

et, puisque β est faible, en considérant son importance relative ε par rapport à K'

$$\varepsilon = \frac{\beta}{K'} \approx \frac{C_2 \beta}{2 C_1}$$

$$i_g = 2 f_0 C_1 U_c \left(1 - \varepsilon \frac{\Delta f}{f_0} \right) \quad (13)$$

et par conséquent, avec les notations du chapitre II :

$$\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right|_r = \left| \varepsilon \frac{\Delta f}{f_0} \right| \quad (14)$$

La relation (14) montre qu'il sera en général très simple de réaliser le montage correcteur de fréquence l'étage d'amplification n'ayant pas besoin d'être très soigné. En effet, même pour $\varepsilon = 5 \%$, on a déjà une bande de fréquence intéressante :

$$\Delta f \leq \pm 2 \text{ Hz pour } f_0 = 50 \text{ Hz et } \left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right| \leq \frac{2}{1000}$$

Or, il sera aisé d'avoir beaucoup mieux, car l'ouverture de l'interrupteur B permet d'ajuster le coefficient K à sa valeur exacte $2C_1/C_2$ chaque fois qu'on le désire. Ce qui se démontre immédiatement en remarquant que lorsqu'on ouvre B on retrouve le montage du chapitre précédent : en agissant sur le curseur C on fait $i_g = 0$ et on a bien alors d'après (10)

$$\frac{V}{U_c} = \frac{2 C_1}{C_2} = K$$

Ce « tarage » étant fait, seuls interviendront pour ε le défaut de linéarité de l'amplificateur et sa dérive au cours du temps, ce dernier point étant négligeable pour des mesures ininterrompues de durée normale.

Nous venons d'exposer les solutions que nous avons apportées au problème de l'influence de la fréquence sur la mesure des tensions de crête par courant de capacité :

- Une méthode de zéro indépendante de la fréquence,
- Deux méthodes, l'une discontinue et l'autre continue, effectuant une correction automatique dans une bande déterminée de fréquences.

Dans ces deux dernières solutions l'erreur globale $\Delta f/f$ introduite par la fréquence dans la mesure de U_c se compose de deux termes $\frac{\Delta f_o}{f_o}$ et $\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right|_f$ $\frac{\Delta f_o}{f_o}$ étant la précision sur la fréquence d'accord du discriminateur de fréquence et $\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right|_f$ étant l'erreur provenant de l'imperfection de la correction. Nous avons vu l'importance de chacun de ces deux termes et nous pouvons conclure qu'il est possible dans les cas usuels de limiter $\Delta f/f$ à quelques millièmes, ce qui nous paraît très convenable.

QUATRIÈME PARTIE

Mesure de la Tension de crête d'une Impulsion Isolée

CHAPITRE PREMIER

MESURE DE LA VALEUR DE CRÊTE D'UNE ONDE DE CHOC

Nous allons exposer dans ce chapitre une méthode permettant de mesurer la valeur de crête d'une impulsion non-oscillatoire, plus précisément d'une tension telle que sa dérivée par rapport au temps $\frac{dV}{dt}$ ne change de signe qu'une seule fois.

La classe la plus importante d'impulsions haute tension satisfaisant à cette condition est évidemment celle des ondes de choc produites en laboratoire et qui permettent d'évaluer les contraintes et la tenue d'un appareil soumis à des surtensions d'origine atmosphérique. Il s'agit bien entendu de l'onde pleine ne présentant aucune oscillation.

Comme nous le précisons dans le titre du présent chapitre nous adopterons pour la suite de notre exposé, l'onde de choc comme forme d'impulsion type.

1° PRINCIPE DE LA MESURE.

Il découle immédiatement de la méthode du courant de capacité redressé que nous avons décrite dans la deuxième partie de notre mémoire. Le galvanomètre à cadre fonctionne alors en régime balistique (*fig. 33*).

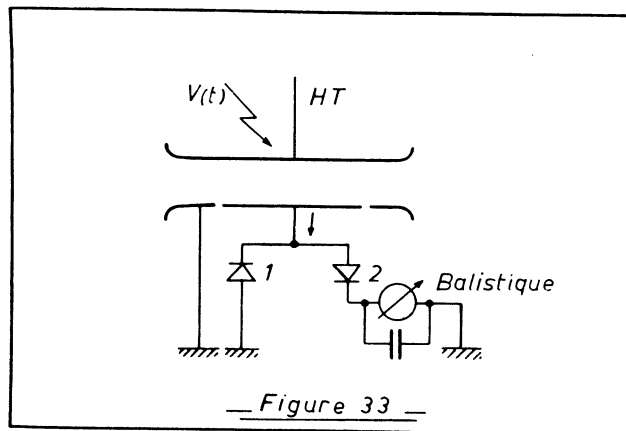


FIG. 33. — Schéma de principe du dispositif de mesures de la valeur de crête d'une impulsion haute tension.

Lorsqu'on applique une onde de choc (*fig. 34*) à l'armature supérieure du condensateur haute tension le courant qui traverse le condensateur est

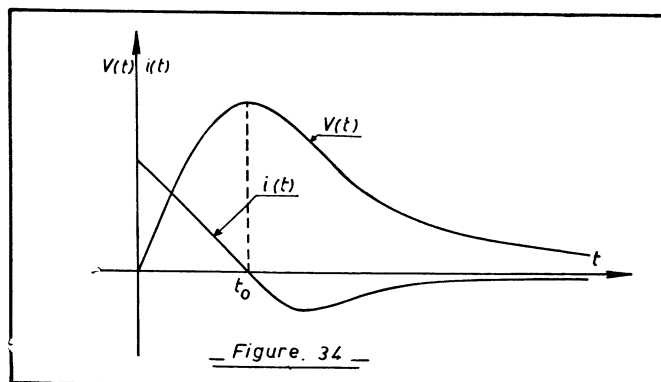


FIG. 34. — Onde de courant $i(t)$ à travers C correspondant à l'onde de choc appliquée $v(t)$.

donné par

$$i = C \frac{dV}{dt} \quad (1)$$

La diode 1 est conductrice pour toutes les valeurs positives de ce courant. La quantité d'électricité q_b intégrée par le balistique est par conséquent

$$q_b = \int_0^{t_0} i dt = C \int_0^{V_c} \frac{dV}{dt} dt$$

$$q_b = CV_c. \quad (1)$$

Ce qui est évident en considérant que les diodes 1 et 2 permettent de séparer la charge et la décharge du condensateur. Les diodes que nous utilisons ici ne sont plus des diodes à pointe comme il a été indiqué dans la deuxième partie. En effet, lorsque le condensateur est soumis à la valeur de crête maximum compatible avec ses caractéristiques de construction, pour un temps de front voisin de $1 \mu s$ le courant de pointe qui traverse la diode se situe aux environs de 0,2 Ampère, valeur trop élevée pour la sécurité de fonctionnement de cet organe.

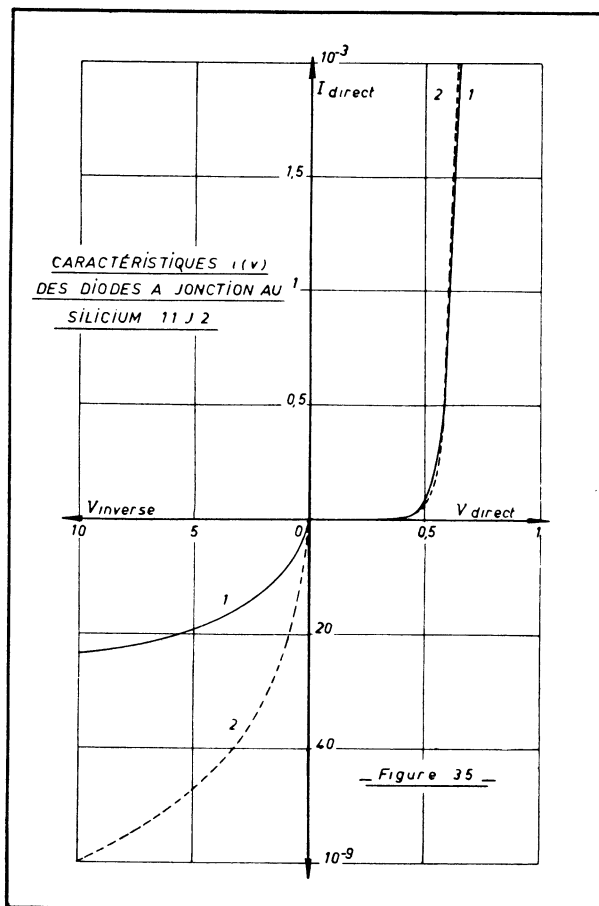
Nous avons alors été conduits à choisir des diodes au silicium à jonction dont les caractéristiques (*fig. 35*) se rapprochent très sensiblement de celles données dans la deuxième partie (*fig. 28*) et qui permettent de considérer la séparation des courants de signes contraires comme pratiquement parfaite tout en assurant le passage de pointes de courant de l'ordre de 1,5 Ampère (type 11 J2).

2° INFLUENCE DE LA LONGUEUR DES CONNEXIONS ENTRE LE GALVANOMÈTRE ET LE CONDENSATEUR HAUTE TENSION.

La longueur des connexions reliant les divers éléments du montage peut influencer considérablement le comportement du dispositif : en effet, l'un

(1) $C = |C_{12}|$, cf. Première partie, p. 31.

des conducteurs au moins doit avoir une longueur l a priori non négligeable vis-à-vis de la propagation des phénomènes électriques, puisqu'il est nécessaire d'éloigner l'appareil de mesures du voisinage de la haute tension.



Deux dispositions sont possibles et sont schématisées sur la figure 36.

Pour les deux montages il sera nécessaire de tenir compte de la vitesse finie de propagation des ondes électriques le long du câble coaxial l aussitôt que le temps de montée de l'impulsion cessera d'être grand par rapport à la durée d'un aller et retour de celles-ci. C'est ainsi que la disposition de la figure 36 a conduit à une déviation du balistique fonction de la valeur de crête et du gradient de tension du front de l'onde de choc, ce qui amène à rejeter immédiatement l'utilisation de ce type de montage.

Nous allons démontrer par contre qu'il est possible de choisir les valeurs des éléments C' et R' du dispositif de la figure 36 b de telle sorte que l'on ait une réponse indépendante du gradient de tension de la montée de l'im-

pulsion c'est-à-dire que la charge transmise au balistique soit indépendante des oscillations électriques qui peuvent se produire le long de la ligne.

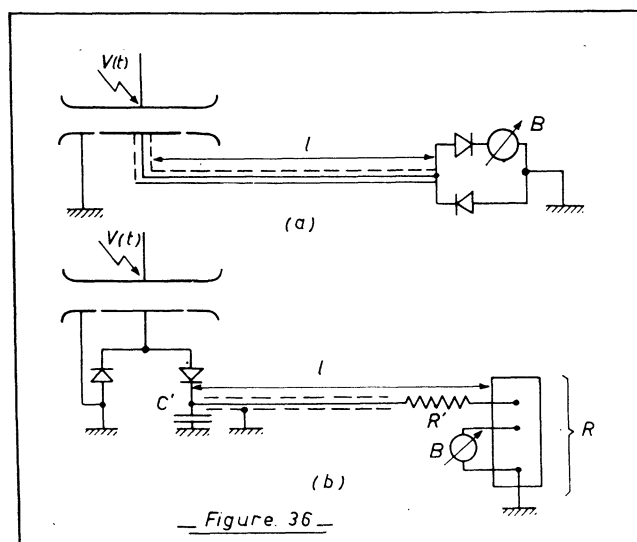


FIG. 36. — Dispositions possibles des organes de mesures tenant compte de l'éloignement nécessaire des parties haute et basse tension.

Raisonnons pour cela sur une onde de choc ayant un temps de front nul et supposons nulle la résistance directe de la diode 1, ce qui est une condition défavorable, très proche d'ailleurs de la réalité, pour les diodes que nous utilisons (11 J2).

Une charge $-q = CV_M$ fournie par C' va apparaître sur la partie utile de l'armature inférieure du condensateur. La tension aux bornes de C' est alors $V'_0 = \frac{q}{C'}$ et une onde de tension d'amplitude initiale V'_0 se propage le long de la ligne.

Soit R une résistance ponctuelle quelconque fermant l'extrémité du câble. Nous pouvons toujours choisir R' de telle sorte que le coefficient de réflexion

$$r = \frac{\frac{R + R'}{Z_c} - 1}{\frac{R + R'}{Z_c} + 1}$$

soit positif, Z_c étant l'impédance caractéristique réelle de la ligne. Des ondes réfléchies prendront naissance et perturberont la décharge de C' . Il est clair que l'on accroît cette perturbation en prenant $r = 1$. Considérons

alors l'état électrique d'un point M quelconque de la ligne, cet état est défini par les relations

$$\begin{aligned} Z_c (i_{M_{t_0}} - i_{M_t}) &= F - f \\ U_{M_t} - U_{M_{t_0}} &= F + f \end{aligned}$$

F et f étant les deux ondes mobiles qui se propagent le long de la ligne.

Nous cherchons une condition pour qu'aucune charge supplémentaire ne pénètre par l'extrémité amont de la ligne ou plus précisément que la tension V' aux bornes de C' reste toujours positive.

Or on peut écrire

$$F = \alpha F_0 \quad f = \beta F_0$$

$$\text{avec} \quad |\alpha| \leq 1, \quad |\beta| \leq 1$$

Donc $U_{M_t} - U_{M_{t_0}} \leq 2 F_0$ avec $F_0 = V'_0$, $U_{A_0} = 0$ et par conséquent $U_M \leq 2 V'_0$.

A un instant quelconque la charge emmagasinée par la ligne de capacité C_i sera donc inférieure ou égale à

$$2 C_i V'_0$$

Puisque la charge totale dans le circuit n'a pas varié, il vient

$$V' C' + 2 C_i V'_0 = q = C' V'_0$$

et la condition que nous recherchons : $V' \geq 0$ est remplie si

$$\boxed{C' \geq 2 C_i} \quad (2)$$

avec la relation $R' \geq Z_c$ qui permet de s'assurer que r est positif, mais qui pourra ne pas être respectée chaque fois que l'on connaîtra les limites des variations de R .

3° INFLUENCE DE LA CONCENTRATION D'IONS DANS L'AIR.

Nous avons déjà rappelé que d'une manière générale l'air contient quelques milliers de paires d'ions par cm^3 .

L'influence des ions situés entre les armatures du condensateur peut donc éventuellement déterminer l'apparition d'un courant de conduction lors de l'application de l'impulsion au condensateur, et plus particulièrement dans le cas où le phénomène est amplifié par ionisation par choc. Ceci est cependant peu vraisemblable dans les conditions normales de pression atmosphérique et pour les tensions n'excédant pas exagérément la tension nominale de l'appareil.

La précision des mesures pourrait être affectée dès que la charge correspondant au courant de conduction atteindrait 10^{-8} Cb . Mais, une estimation rapide montre que, même dans l'hypothèse d'une amplification due à l'ionisation par choc, la charge transmise par conduction à travers le condensateur que nous avons construit, ne dépasse pas 10^{-10} Cb . Nous

avons d'ailleurs vérifié expérimentalement (*fig. 37*) que lors de l'application d'une onde de choc normalisée 1/50 la charge transmise par résistance restait dans tous les cas inférieure à 2 à $3 \cdot 10^{-10}$ Cb ce qui est amplement satisfaisant.

4° MISE EN ŒUVRE DU DISPOSITIF. COMPARAISON AVEC L'ÉCLATEUR A SPHÈRES.

a) *Mise en œuvre.*

Dans tout ce qui précède nous avons implicitement fait une hypothèse : en l'absence de l'onde de choc aucun phénomène électrique n'influence le condensateur de mesures. Or, s'il en est vraiment ainsi pour les générateurs d'impulsions moyenne tension purement électroniques et pour certains générateurs de choc asservis électroniquement, cette hypothèse est loin d'être vérifiée dans la technique usuelle des générateurs classiques du type Marx.

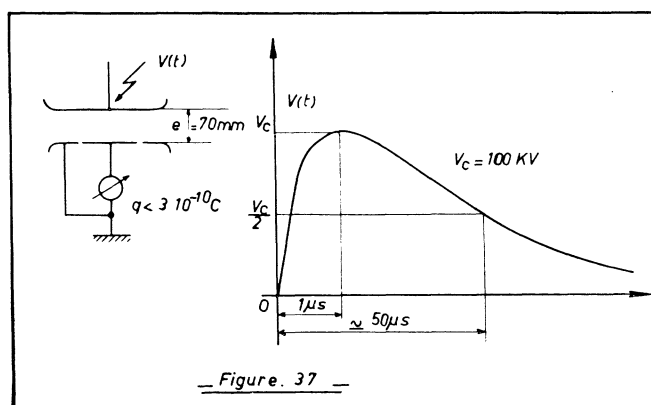


FIG. 37. — Vérification expérimentale de l'influence de la population ionique de l'air normal.

Il est facile de s'en rendre compte en remarquant que ces générateurs sont pour la plupart équipés de redresseurs mécaniques dont le fonctionnement s'accompagne de la production de parasites à moyenne et haute fréquence qui induisent un courant non négligeable dans le circuit de mesures : connexions et condensateur haute tension. Il en résulte, pour le galvanomètre une dérive du zéro qui peut être considérable.

Les mesures deviennent difficiles et d'une précision douteuse. Parmi les moyens qu'il est possible d'utiliser pour supprimer cet inconvénient nous avons retenu les deux suivants :

1. — CONDENSATEUR DE MESURES A DOUBLE ANNEAU DE GARDE.

Pour nos essais nous avons été conduits à blinder les connexions du côté haute et basse tension (*fig. 38*). Une telle précaution atténue d'une façon très sensible la dérive du zéro sans perturber la mesure elle-même. La présence de la partie supérieure du condensateur non protégée contre les influences électriques extérieures laisse cependant subsister des courants parasites dans le circuit de mesure. Ces courants représentaient dans notre montage initial, 7 ou 8 % de l'élongation maximum du balistique.

En conséquence, pour supprimer entièrement cette cause d'erreur il nous paraît intéressant de proposer la réalisation d'un condensateur haute tension à double anneau de garde (*fig. 38*).

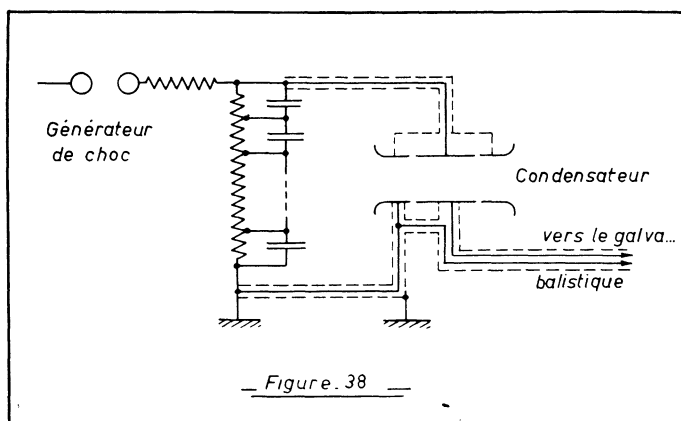


FIG. 38. — Installation du condensateur de mesures.

2. — MISE EN CIRCUIT DU BALISTIQUE SIMULTANÉMENT AVEC L'APPARITION DE L'IMPULSION HAUTE TENSION.

Cette solution, beaucoup plus générale que la précédente, fera l'objet du chapitre suivant.

b) *Comparaison avec l'éclateur à sphères.*

Les mesures ne peuvent pas être simultanées, sinon la condition imposée à $\frac{dV}{dt}$ n'existerait plus, puisque l'amorçage de l'éclateur provoque des oscillations.

La comparaison indirecte a toujours conduit à des résultats en accord satisfaisant et l'écart maximum constaté n'a jamais dépassé 6 %.

CHAPITRE II

MESURE DE LA VALEUR DE CRÊTE D'UNE ONDE DE CHOC ACCOMPAGNÉE DE PARASITES BASSE TENSION

1° PRINCIPE DE LA MESURE.

Interposons sur la ligne *l* (fig. 39) un interrupteur T.

La fermeture de cet organe est commandée par l'application de l'impulsion haute tension sur le condensateur de mesures.

Ce dernier recueille une charge $q = CV_0$ qu'il transmet entièrement au condensateur C' . Quand l'interrupteur T est fermé, cette quantité d'électricité s'écoule à travers le galvanomètre balistique dont la première élongation est proportionnelle à la valeur de crête de l'impulsion incidente. Dès que cette quantité d'électricité s'est écoulée, l'interrupteur T s'ouvre et le galvanomètre est à nouveau séparé du condensateur haute tension.

L'interrupteur T doit se fermer rapidement après l'apparition de la charge $q = CV_0$ aux bornes de C' : le « temps mort » ne doit pas dépasser 1 % de la constante de temps de décharge de C' à travers la résistance de fuites du circuit comprenant notamment la résistance inverse du dispositif redresseur.

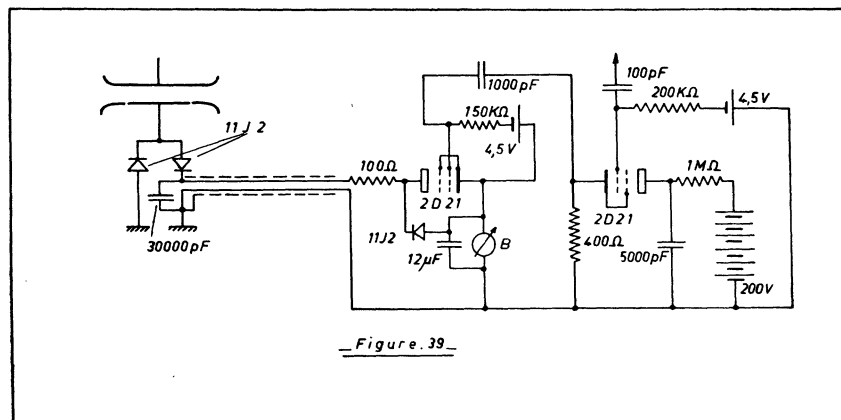


FIG. 39. — Dispositif de couplage et découplage électronique du galvanomètre B.

D'ailleurs cette résistance de fuites devra souvent être abaissée à une dizaine de mégohms afin d'éviter que les parasites basse tension n'induisent dans C' une charge appréciable.

Il est tout à fait possible d'envisager l'utilisation d'un interrupteur mécanique mais nous avons préféré utiliser un interrupteur électronique à cause des multiples possibilités offertes par cette solution.

2° DISPOSITIF INTERRUPTEUR ÉLECTRONIQUE.

Notre montage est essentiellement basé sur les propriétés particulières des triodes à gaz.

Nous avons montré, en effet, qu'en régime relaxé, la tension plaque minimum tombe à une valeur pratiquement nulle lorsque la constante de temps du circuit de décharge est faible devant le temps de désionisation du thyatron ⁽¹⁾.

De plus, nous avons constaté que lorsque la tension sur la plaque d'un thyatron est trop faible pour communiquer aux électrons l'énergie nécessaire à l'ionisation du gaz de remplissage, on peut provoquer l'amorçage en appliquant une impulsion de tension suffisante sur la grille.

Nous nous proposons d'ailleurs dans l'avenir de compléter les études déjà entreprises dans ce domaine sous la direction de M. LAGASSE par le Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique Industrielle.

A partir de ces considérations on peut rapidement expliquer le fonctionnement du dispositif interrupteur représenté sur la figure 39 :

Lorsque une impulsion haute tension est appliquée au condensateur C la capacité C' se charge. La triode à gaz T₁ est bloquée. Le signal reçu aux bornes de l'antenne placée au voisinage du générateur d'impulsions provoque l'amorçage du thyatron T₂ et une impulsion positive d'environ 200 volts de crête attaque la grille de T₁. La capacité C' se décharge à travers le balistique. Au bout d'une cinquantaine de microsecondes les deux thyatrons sont à nouveau bloqués et le dispositif est prêt à fonctionner à nouveau.

Il nous reste à évaluer avec quelle précision relative $\frac{\Delta q}{q}$ le thyatron T₁ transmet la charge $q = CV$, recueillie aux bornes du condensateur C'.

3° ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'ERREUR RELATIVE $\frac{\Delta q}{q}$

Nous avons employé une méthode différentielle qui nous a donné directement la valeur de Δq . Pour cela nous avons repris intégralement la partie basse tension du montage de mesures de la valeur de crête (*fig. 40*).

Une charge q_1 est appliquée directement aux armatures du condensateur C' à travers le galvanomètre balistique B; le thyatron T₁ est convenablement débloquent en agissant sur la grille de T₂ et une charge $-q_2$ traverse B. Si la charge de C' et sa décharge à travers T₁ sont séparées par un temps suffisamment court, le balistique mesure la différence $q_1 - q_2$ et donne directement Δq .

Cette condition a été remplie en commandant par une brève impulsion de courant le relais R.

(1) Sur un comportement particulier des triodes à gaz en régime relaxé. C. R. Acad. Sciences, 1957, t. 245, p. 412.

Les circuits fondamentaux de charge et de décharge de C' à travers T_1 sont indiqués en traits gros. Lorsque R est au repos dans la position 1, T_2

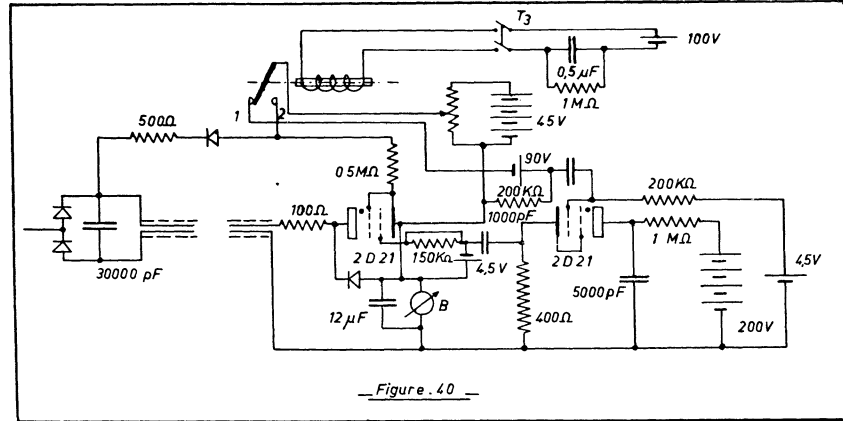


FIG. 40. — Montage pour l'étude expérimentale de $\frac{\Delta q}{q}$.

est bloqué; une résistance de $0,5 \text{ M}\Omega$ empêche C' de se charger à travers la résistance d'isolement de R . Si le contact de R vient en position 2, C' se charge et lorsque le relais retombe en 1, il débloquent T_2 : C' se décharge à travers le balistique.

Les expériences que nous avons effectuées nous ont montré que la perte dans la transmission de la charge du condensateur C' est inférieure à 10^{-9} coulombs.

4° INFLUENCE DE LA CAPACITÉ ANNEAU DE GARDE-PARTIE UTILE.

La charge q_1 emmagasinée dans la partie utile du condensateur haute tension s'écrit :

$$q_1(t) = C_{11} V_1 + C_{12} V_2$$

Avec $V_1 = \frac{q_1}{C'}$ lorsque T_1 est bloqué et $V_1 = 0$ lorsque la capacité C' est entièrement déchargée.

Soient respectivement q'_1 et q''_1 les valeurs maxima de $q_1 = q_1(t)$ correspondant à chacun de ces deux cas extrêmes, soit :

$$q'_1 < q_1 < q''_1$$

En appelant U_c la valeur maximum de la tension V_2 .

Dans le premier cas,

$$q'_1 \left(1 + \frac{C_{11}}{C'} \right) = C_{12} U_c$$

soit :

$$q'_1 \cong C_{12} \left(1 - \frac{C_{11}}{C'} \right) U_c$$

Dans le second cas,

$$q''_1 = C_{12} U_c$$

D'où $\left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right| \leq \frac{C_{11}}{2C'}$ (3) en prenant comme valeur C de la capacité utile :

$$C = C_{12} \left(1 - \frac{C_{11}}{2C'} \right) \quad (4)$$

Il est par conséquent possible de réduire à une valeur négligeable l'influence de la capacité C_{11} dans la mesure de la valeur de crête d'une onde de choc. C_{11} est de l'ordre de 300 pF dans notre condensateur; il suffit de prendre $C' = 15.000$ pF pour que l'influence de la présence de l'anneau de garde entraîne une erreur relative inférieure à 1 %.

Les relations (3) et (4) s'appliquent également au montage décrit dans le chapitre I, et relatif à la mesure de la valeur de crête des hautes tensions périodiques.

Le circuit schématisé sur la figure 39 convient pour la mesure des impulsions positives. Il se transforme sans difficulté pour permettre un fonctionnement correct lors d'impulsions négatives.

Le résultat de la comparaison indirecte du spintermètre et de notre dispositif de mesures est assez bien représenté par les chiffres suivants qui se rapportent à la tension de crête V_c d'une onde de choc 1/50.

Éclateur à sphères $V_c = 123$ kV.

Condensateur haute tension $V_c = 126$ kV.

CHAPITRE III

MESURE DE LA VALEUR DU PREMIER MAXIMUM DE TENSION D'UNE IMPULSION OSCILLATOIRE

Nous décrivons succinctement dans ce chapitre le principe d'un dispositif applicable à la mesure de la valeur du premier maximum de tension d'une impulsion oscillatoire, dispositif que nous nous proposons d'étudier et d'expérimenter dans un proche avenir.

Spécifions clairement le problème :

Une impulsion en régime oscillatoire, présente une suite de maxima de tension.

On désire mesurer l'amplitude du premier maximum que celui-ci soit ou non le maximum-maximorum.

La figure 41 schématise un des montages de mesures possibles.

— Au temps t_1 premier maximum V_c est atteint : une charge q est transmise à travers la diode D_1 au condensateur C' qui l'emmagasine sous une tension $V' = \frac{q}{C'}$

— Entre les instants t_1 et t_2 la tension $V(t)$ décroît : la diode D_2 conduit un courant $i(t)$ et une tension $V(t) = -iR$ est appliquée à la grille de la triode à vide T . Sur la plaque de ce tube apparaît une tension $-KV$ qui permet l'amorçage du thyatron T_2 .

— Au temps t_2 la tension $V(t)$ croît à nouveau : le tube T_2 étant amorcé, il conduit tout le courant de capacité; en effet pour qu'une partie de celui-ci soit dérivée par D_1 il faudrait que l'on ait $V_A > V'$ et il est clair que l'on peut toujours choisir la tension V' suffisamment élevée pour que cette condition ne soit jamais satisfaite.

La commande de l'amorçage du thyatron T_1 devra être nécessairement retardée jusqu'à la fin de l'impulsion ce qui peut se faire sans difficulté, il ne restera plus qu'à évaluer la décharge de la capacité C' à travers les fuites du circuit pendant ce temps de retard.

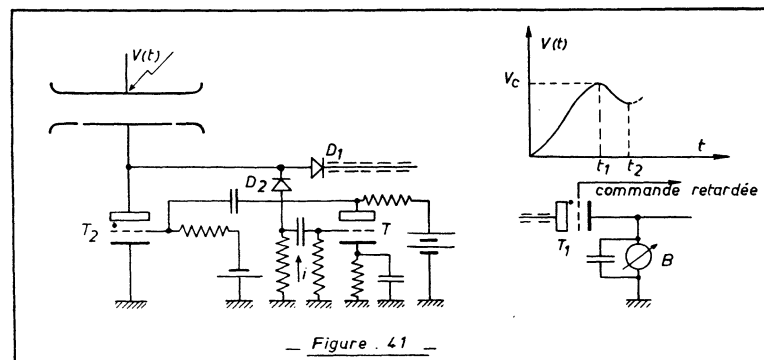
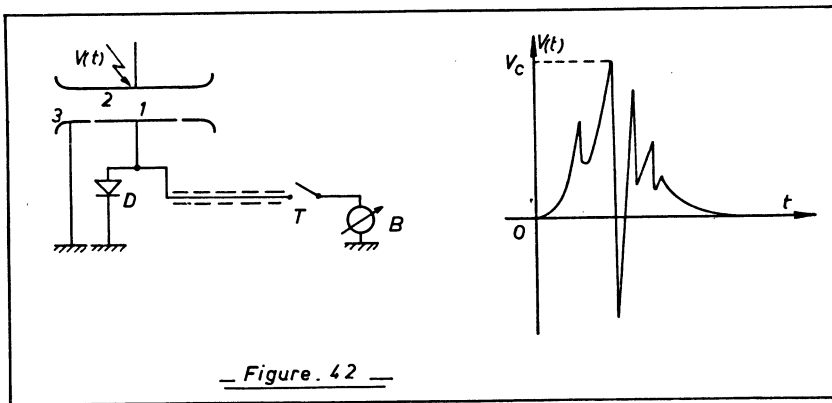


FIG. 41. — Dispositif pour la mesure du premier maximum de tension d'une impulsion oscillatoire.

CHAPITRE IV

PRINCIPE D'UNE MÉTHODE GÉNÉRALE POUR LA MESURE DES VALEURS DE CRÊTE DES HAUTES TENSIONS VARIABLES

Le dispositif représenté sur la figure 42 et que nous proposons maintenant (*), permet la mesure précise de la valeur de crête d'une impulsion *quelle que soit sa forme*.



— Figure. 42 —

FIG. 42. — Mesure de la valeur de crête d'une impulsion de forme quelconque.

Nous allons le montrer ci-après :

La charge q_1 qui apparaît sur l'armature utile basse tension s'écrit :

$$q_1 = C_{11} V_1 + C_{12} V_2 + \varepsilon \quad (5)$$

ε étant négligeable si le condensateur est convenablement réalisé.

Considérons les deux possibilités suivantes :

1° L'INTERRUPTEUR T EST OUVERT :

La diode D peut annuler le potentiel V_1 chaque fois que l'on a $\frac{dV_2}{dt} > 0$ et par conséquent à chaque instant t on a :

$$q_1(t) = C_{12} V_{2m} \quad (6)$$

V_{2m} étant la valeur la plus élevée atteinte par le potentiel V_2 avant l'instant t .

La relation (5) n'est vérifiée que pour autant que la diode D puisse supporter la tension inverse V_1 .

(*) Brevet C.N.R.S. n° 765 028.

L'expression de cette tension V_1 est obtenue en portant (6) dans (5) :

$$C_{12} V_{2m} = C_{11} V_1 + C_{12} V_2$$

D'où

$$V_1 = \frac{C_{12} (V_{2m} - V_2)}{C_{11}} \quad (7)$$

2° L'INTERRUPTEUR T EST FERMÉ :

Dans ces conditions $V_1 \equiv 0$ et $q_1 = C_{12} V_2$.

Soit Δq la charge transmise au galvanomètre B à l'instant t où l'on ferme T. Il vient :

$$\Delta q = C_{12} V_{2m} - C_{12} V_2(t) = C_{12} [V_{2m} - V_2(t)]$$

Si la fermeture a lieu à un instant tel que $V_2 = 0$.

On trouve :

$$\Delta q = C_{12} V_{2m} \quad (8)$$

La relation (7) nous donne :

$$V_{1m} = \frac{C_{12}}{C_{11}} \left| \Delta V_2 \right|_m \quad (9)$$

$|\Delta V_2|_m$ étant la variation maximum de V_2 jusqu'à l'instant considéré. Cette relation permet de limiter V_{1m} puisque C_{11} peut être rendu aussi élevé qu'il est possible.

De la relation (8) on tire les deux conclusions suivantes :

a) On peut mesurer la valeur de crête atteinte par une tension dans un intervalle de temps t_1, t_2 donné si l'on peut fermer l'interrupteur T à un instant t_2 tel que $V_2 = 0$. On peut ensuite ouvrir à nouveau immédiatement après.

b) On peut mesurer la valeur de crête d'une impulsion en fermant T à un instant tel que l'impulsion soit entièrement écoulée. On a alors :

$$\Delta q = C_{12} V_{2m}$$

Dans les deux cas indiqués le galvanomètre balistique B peut être gradué linéairement en volts.

Les conclusions données en a) ont leur application immédiate à la mesure de la valeur de crête des tensions alternatives. En effet, nous avons vu que la méthode du courant de capacité redressé est en défaut lorsque la tension à mesurer présente des maxima et des minima intermédiaires.

Or, aux fréquences industrielles il est très simple de fermer périodiquement l'interrupteur T (thyatron par exemple) à des instants t_i tels que l'on ait $V_2 \neq 0$.

En remplaçant le balistique par un galvanomètre la méthode de mesures exposées conduira à un courant moyen i_g donné par :

$$i_g = fCU_e \quad (10)$$

Il est intéressant de remarquer que dans cette relation, U_0 est la valeur de crête des alternances de même signe, celui-ci pouvant être modifié à volonté par simple inversion des polarités de la diode D et ceci quelle que soit la forme de la tension à mesurer.

De plus, la fréquence qui intervient dans (10) peut être une fréquence f_0 fixe sans aucun rapport avec la fréquence de V_2 et, par conséquent, la méthode de mesures peut être ainsi rendue indépendante de f au-dessus du « seuil » f_0 qui pourra être choisi très faible.

CONCLUSION

Dans l'étude qui précède nous avons tout d'abord présenté un certain nombre d'améliorations importantes à la méthode de mesures des hautes tensions de crête par courant de capacité redressé, méthode proposée en 1913 par les Américains CHUBB et FORTESCUE et dont une des premières utilisations en France a été faite par A. MAUDUIT.

Les perfectionnements que nous avons pu apporter concernant, en particulier, d'une part le condensateur haute tension de mesure, d'autre part le système de redressement du courant de capacité.

Nous avons montré qu'il était possible de réaliser un condensateur haute tension dans l'air dont la capacité peut être déterminée avec une précision très élevée ce qui entraîne l'élimination des erreurs propres provenant de cet organe.

Les études que nous avons effectuées sur les divers types de systèmes de redressement utilisables dans le cas envisagé nous ont conduit à préciser dans quelles conditions ce redressement pouvait être considéré comme parfait. Deux solutions nous paraissent intéressantes : l'emploi de diodes à vide avec force électromotrice de compensation du courant de zéro, ou encore, l'utilisation de diodes semi-conductrices à pointe au silicium. La simplicité de sa mise en œuvre et la sécurité qu'elle procure font de cette dernière solution un dispositif de mesure pratiquement idéal.

Nous nous sommes également penché sur le problème de la correction des erreurs provenant de l'influence de la fréquence qui constituait une des principales limitations de la précision de la méthode. Nous avons pu proposer un dispositif de correction qui permet de rendre cette influence suffisamment faible pour que le résultat de la mesure n'en soit plus affecté. Ce même dispositif peut, d'ailleurs, constituer un discriminateur de fréquence — fréquencesmètre de très haute précision.

L'ensemble de ces résultats nous a permis de réaliser un voltmètre de crête utilisable jusqu'à 200 kilovolts avec une précision de l'ordre de 0,5 % ce qui peut très difficilement être atteint avec les autres dispositifs classiques.

Il nous a paru également intéressant d'étendre les possibilités de notre système de mesure à la détermination des valeurs de crête des impulsions haute tension. On conçoit l'importance d'un tel dispositif dans un domaine où le seul moyen actuellement utilisé est le spintermètre à sphères.

Les solutions que nous proposons permettent soit la mesure de la valeur de crête d'une impulsion non oscillatoire, soit encore la mesure du premier maximum de la tension dans une impulsion oscillatoire.

Cependant la méthode du courant de capacité redressé, présente dans son principe même, et malgré toutes les améliorations que nous avons pu y apporter, l'inconvénient d'être affectée par la présence de maxima relatifs,

ce qui nous a conduit à repenser le problème et à imaginer un principe nouveau permettant de s'affranchir de cet inconvénient.

Il s'agit de la méthode à laquelle nous avons donné le nom de « méthode de la charge bloquée » et qui permet la mesure du maximum — maximum d'une tension variable quelle qu'en soit la forme et aussi la détermination, sous certaines conditions, des maxima relatifs.

Il convient également de noter que si la méthode du courant de capacité redressé constitue essentiellement une mesure de crête à crête, le principe que nous proposons donne directement la valeur de l'amplitude, des maxima du phénomène variable étudié, quelles qu'en soient leurs polarités.

Ce dispositif nouveau s'est révélé particulièrement fécond et ses possibilités paraissent extrêmement étendues. Outre la réalisation possible d'un voltmètre de crête adapté à la mesure de tensions de valeur très élevée, que nous nous proposons de réaliser, on peut concevoir, par exemple, la discrimination et le comptage d'impulsions à partir d'un niveau de référence donné ou encore la stabilisation de la valeur de crête de hautes tensions de forme quelconque.

ANNEXE

RÉALISATION D'UN FRÉQUENCÈMÈTRE DE HAUTE PRÉCISION

Les propriétés du discriminateur de fréquence décrit dans la 3^e partie de notre mémoire permettent manifestement de dépasser le but pour lequel il a été primitivement conçu : correction de l'influence de la fréquence dans la mesure des hautes tensions de crête par courant de capacité redressé.

Les deux équations fondamentales qui régissent son fonctionnement sont :

$$I = -EC\Delta f \quad (1) \quad I \text{ courant dans le circuit de sortie}$$

$$f_0 = \frac{1}{RC} \quad (2)$$

Un point extrêmement important apparaît à l'examen de la relation (2) : dans la définition de la fréquence d'accord f_0 il n'intervient que le produit d'une résistance et d'une capacité, éléments *que l'on sait réaliser très stables*. Par conséquent f_0 peut être connu avec une grande précision.

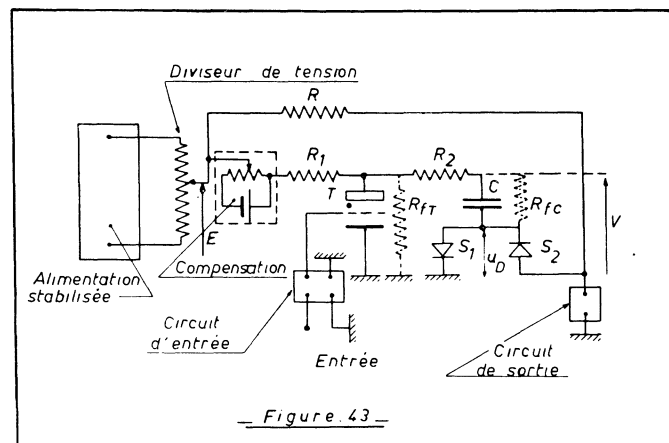


FIG. 43. — Discriminateur de fréquence avec circuits secondaires.

Parmi toutes les applications que l'on peut trouver à un discriminateur basse fréquence à réponse linéaire (relation 1) il en est une qui nous

paraît d'un grand intérêt pratique et qui ne s'éloigne pas du cadre de notre travail : la réalisation d'un fréquencemètre de haute précision spécialement conçu pour la mesure de la fréquence dans les réseaux de transport d'énergie électrique à 50 Hz.

Nous allons montrer dans l'étude de cet exemple concret les possibilités du dispositif et la précision très élevée qu'il permet d'atteindre.

Nous avons réalisé deux prototypes de fréquencemètres ne différant que par leurs circuits secondaires et dont les caractéristiques essentielles en lecture directe sont les suivantes :

gammes de mesures : 48,5 à 50,5 Hz et 42,5 à 52,5 Hz.

Précision : $\frac{2}{10.000}$

Sensibilité maximum : 0,01 Hz sur 1,5 mm.

Sensibilité minimum : 0,05 Hz sur 1,5 mm.

CHAPITRE PREMIER

CHOIX DES ORGANES ESSENTIELS DU DISCRIMINATEUR

1° RÉSISTANCE R.

Nous avons pris $R = 10 \text{ M}\Omega$, cette résistance étant constituée par deux résistances bobinées de $5 \text{ M}\Omega$ chacune. Précision : 0,1 %; coefficient de variation avec la température : 20.10^{-6} .

2° CAPACITÉ C.

Elle doit remplir deux conditions essentielles :

a) Grande stabilité.

En effet on a $f_0 = \frac{1}{RC}$ donc une variation ΔC de C conduira à une erreur sur f de

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{\Delta C}{C}$$

b) Résistance de fuites très élevée.

En effet la capacité C se charge à travers $R_1 + R_2$ (fig. 43) et la tension V tend exponentiellement vers $\frac{E \cdot R_{fc}}{R_{fc} + R_1 + R_2}$. La valeur de R_{fc} étant la résistance de fuites de C sous la tension E.

Si l'on veut que la tension V diffère de moins de $\frac{1}{10.000}$ de E on doit avoir :

$$\frac{R_{fc}}{R_1} > 10.000 \quad (3)$$

Cette condition est aisément réalisable même si R_1 est de l'ordre du mégohm car la première condition entraîne presque inéluctablement le choix d'une capacité sous vide ou à diélectrique gazeux.

Valeur de C : 2.000 pF.

La fréquence d'accord f_0 étant alors 50 Hz.

Sans rien changer à la graduation de l'échelle on peut en doublant la fréquence à l'entrée utiliser une capacité $C = 1.000 \text{ pF}$ plus commodément réalisable.

3° THYRATRON T.

Nous avons déjà dit dans quelles conditions (1) la tension aux bornes du thyatron pouvait atteindre un minimum voisin de zéro. De l'étude

(1) Cf. Troisième partie, chapitre I.

expérimentale effectuée résulte de plus que cette tension une fois atteinte peut se maintenir quelques dizaines de microsecondes, ce temps t_0 dépendant parmi d'autres facteurs, de E de la polarisation de la grille et de la résistance R_1 qu'il est nécessaire de prévoir aussi élevée que possible; en gros $R_1 \geq 1.000 R_2$ permettant de limiter le courant de pointe dans le thyatron T à la valeur admissible.

Nous verrons par la suite qu'il est intéressant de garder pour t_0 la même valeur que la tension aux bornes du thyatron bloqué présente une valeur égale à E ou à $E/5$. Nous compensons dans notre appareil cette variation en réduisant dans le second cas la polarisation de grille. La valeur de celle-ci étant imposée par le fait que les fuites à travers le thyatron bloqué doivent être limitées de sorte qu'on remplisse encore la relation (3) en considérant

$$R_f = \frac{R_{fc} R_{fT}}{R_{fc} + R_{fT}}$$

Le thyatron utilisé est un 2 D 21 et on a dans les conditions d'utilisation $V_{min} \leq 0,1$ volt.

4° LES DIODES S.

La résistance directe R_d de ces diodes doit être faible, nous savons en effet que l'on doit avoir $(R_d + R_2) C \leq$ temps de désionisation. Les diodes au Silicium à jonction du type 11 J2 conviennent particulièrement. La zone hachurée de la figure 44 donne l'ordre de grandeur de leur résistance en fonction de la tension directe qui leur est appliquée.

Le rôle de ces diodes est double.

D'une part, elles permettent de séparer d'une façon pratiquement parfaite les courants de charge et de décharge de la capacité C et d'autre part par la valeur très élevée de leur résistance directe pour les tensions U_d faibles ($U_d \sim 0,1$ volt, $R_d \sim 10 M\Omega$) elles rendent possible sans interférence sensible la superposition dans le circuit de sortie du courant de résistance et du courant de décharge de la capacité.

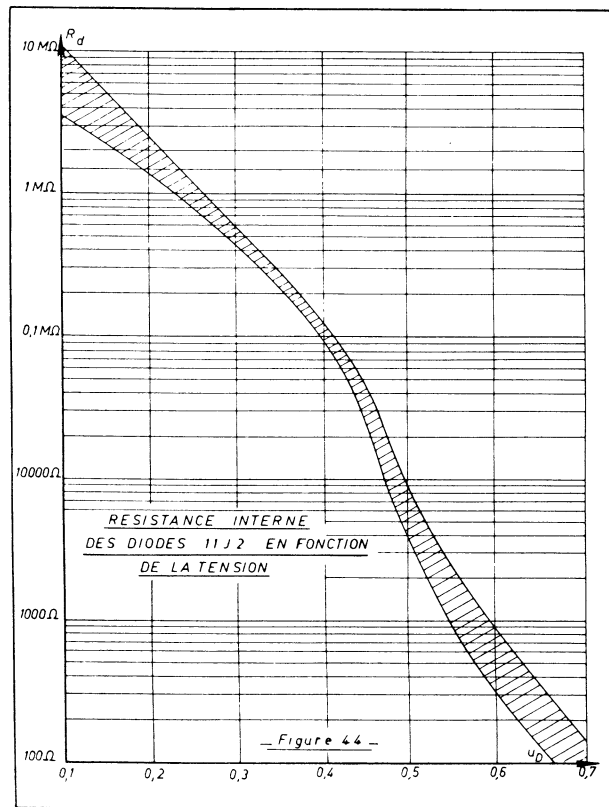
Nous devons remarquer ici que le qualificatif redresseur de courant parfait que nous avons accordé aux diodes à pointe au silicium type 16 P2 était relatif à l'échelle des courants qui nous intéressait : le microampère.

De la même façon nous pouvons appliquer ce qualificatif aux diodes 11 J2 l'échelle des courants étant le milliampère.

Si les diodes S avaient une résistance directe nulle, la charge et la décharge de C seraient exponentielles avec des constantes de temps CR_1 et CR_2 . On aurait alors :

Décharge :

$(V)_{min}$ = tension minimum aux bornes du thyatron.



Charge :

On connaît sa durée $\frac{1}{f}$ secondes ou $\frac{1}{2f}$ dans l'hypothèse d'un doublement de fréquence à l'entrée. Il est donc possible de choisir CR_1 pour que la charge soit parfaite à la précision désirée.

Mais S_1 et S_2 ont des résistances directes non négligeables en fin de de charge ou de décharge.

L'équation différentielle (4) $\frac{du}{dt} + \frac{V}{C(R_{i,s} + R_d(t))} = 0$ qui donne alors la tension V aux bornes des diodes en fonction du temps n'a pas de solution analytique. On peut trouver $V(t)$ avec une excellente approximation par des méthodes d'intégration numérique classiques.

Précisons davantage en considérant notre problème particulier.

On a :

$$R_1 = 0,5 \text{ M}\Omega \quad C = 1.000 \text{ pF}$$

$$\frac{1}{2f} = 0,01 \text{ seconde} \quad R_2 = 400 \Omega \quad t_0 \sim 50 \mu\text{s.}$$

a) *Décharge.*

Tant que $R_d(u)$ est négligeable, c'est-à-dire jusqu'à $u \approx 0,7$ Volt la constante de temps de la décharge vaut $R_2 C = 0,4 \mu s$ valeur très faible par rapport à t_0 . On peut par conséquent considérer que la décharge à partir de 0,7 Volt se poursuit pendant un temps t_0 quel que soit E .

La figure 45 donne la fonction $u(t)$ obtenue par intégration numérique à partir des valeurs moyennes de $R_d(u)$ (fig. 44).

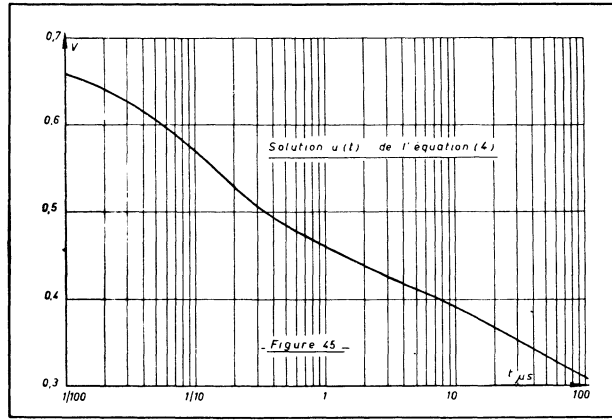


FIG. 45. — Solution $u(t)$ de l'équation différentielle (4).

On voit immédiatement que $U_{\min}$ dépend très peu de t_0 pour t_0 de l'ordre de $50 \mu s$. Or, dans deux fonctionnements qui nous intéressent les valeurs de E sont E_1 et $E_2 = \frac{E_1}{5}$ et nous avons vu au paragraphe consacré au thyatron que l'on peut facilement avoir $(t_0)_1 \approx (t_0)_2$ il en résulte que l'on aura $(U_{\min})_1 \approx (U_{\min})_2$ ce qui entraîne :

$$(5) \quad (V_{c \min})_1 \approx (V_{c \min})_2 \approx 0,3 + \varepsilon_1 \text{ Volt avec } \varepsilon_1 \leq 0,1 \text{ Volt}$$

V_c étant la tension aux bornes de la capacité C .

b) *Charge.*

Le même raisonnement que précédemment s'applique sensiblement. L'intégration numérique de (4) donne

$$E_1 - (V_{c \max})_1 \approx E_2 - (V_{c \max})_2 \approx 0,07 \text{ Volt.}$$

Si lors de la décharge il n'y avait pas lieu de se préoccuper de la qualité du redressement vers la fin de celle-ci, il n'en est plus de même pour la fin de la charge. Une très faible quantité d'électricité inverse pénètre alors dans S_2 ; on peut en tenir compte en écrivant :

$$(6) \quad E_1 - (V_{c \max})_1 \approx E_2 - (V_{c \max})_2 \approx 0,07 + \varepsilon_2 \text{ Volt.}$$

Car cette quantité d'électricité qui ne dépend que du rapport des courants inverse et direct pour u petit est naturellement indépendante de E .

CHAPITRE II

CIRCUITS SECONDAIRES

1° SOURCE DE TENSION E.

Bien que le fonctionnement de l'appareil soit très peu influencé par la valeur de E , f_0 étant indépendant de E , il est cependant nécessaire de stabiliser convenablement la source de tension par les moyens classiques et de prévoir un dispositif simple de réglage à la valeur choisie, 500 volts dans le cas de nos appareils.

L'ondulation résiduelle devra être faible, d'amplitude inférieure au 1‰ de E , ce qui s'obtient d'ailleurs très simplement.

2° CIRCUIT D'ENTRÉE.

L'entrée peut être haute ou basse impédance. Les schémas complets des prototypes réalisés au laboratoire et que nous donnons à la fin de cette annexe montrent explicitement comment nous avons réalisé les deux versions.

3° CIRCUIT DE COMPENSATION.

Il est très simplement constitué par un potentiomètre 50 k Ω et une pile usuelle de 1,5 volt.

4° CIRCUIT DE SORTIE.

Il comprend un dispositif de filtrage par capacité et résistance, un sélecteur de fonctions qui permet de commuter la sortie soit sur un galvanomètre à échelle graduée en hertz soit sur une résistance de valeur convenable permettant d'attaquer un enregistreur du type potentiométrique. Ce même commutateur permet d'ailleurs de n'envoyer que le courant i_r dans le galvanomètre en même temps qu'il change la sensibilité de celui-ci : un repère permet d'ajuster E à la valeur de 500 volts.

5° DIVISEUR DE TENSION.

Ce circuit est extrêmement important pour améliorer la précision du discriminateur de fréquence: nous en reparlerons dans le chapitre suivant. Ceci mis à part, il joue un rôle secondaire en changeant de gamme de mesures puisqu'il permet de passer de 500 à 100 volts.

Pour le calcul de cet élément il est nécessaire de considérer que le courant moyen de capacité i_c est proportionnel à la tension V_A lorsque B est ouvert (*fig. 46*) alors que le courant dans la résistance i_r est proportionnel à la valeur moyenne de V_A .

Sans chercher à serrer de près le problème, ce qui ne présente aucun intérêt réel, on peut prendre

$$C' \geq 10.000 C$$

ce qui conduit à un écart relatif entre la valeur moyenne et la valeur maximum de V_A inférieur dans tous les cas à $\frac{1}{10.000}$

Nous pouvons donc écrire à mieux que $\frac{V_A}{10.000}$ près :

$$V_A \equiv V_{A \text{ moy}} = V$$

$$\text{avec } V = \frac{ER_i}{R_i + R_s} - \frac{R_s R_i}{R_s + R_i} (i_{R \text{ moy}} + i_{B \text{ moy}} + i_{C' \text{ moy}})$$

$$i_{C' \text{ moy}} = 0$$

$$i_{R \text{ moy}} = \frac{V}{R}$$

$$i_{B \text{ moy}} = \frac{V}{R_s} \cdot ft_0 + fCV$$

t_0 étant le temps de conduction du thyatron exprimé en secondes. Il vient par suite :

$$\frac{V}{E} = \frac{R_i}{R_s + R_i} \left[1 - \frac{R_s}{R} \cdot \frac{V}{E} - \frac{R_s}{R_i} ft_0 \frac{V}{E} - \frac{R_s f CV}{E} \right]$$

et en remarquant que $f \simeq f_0$ et $f_0 C = \frac{1}{R}$

$$\frac{V}{E} = \frac{R_i}{R_s + R_i} \left[1 - \frac{V}{E} \left(\frac{2R_s}{R} + ft_0 \frac{R_s}{R_i} \right) \right]$$

$$\frac{V}{E} \left(1 + 2 \frac{R_s}{R} + ft_0 \frac{R_s}{R_i} \right) = \frac{R_i}{R_s + R_i}$$

$$\text{Posons } \frac{R_i}{R_s} = K \quad \text{on a}$$

$$K = \frac{\frac{E}{V}}{1 + 2 \frac{R_s}{R} + ft_0 \frac{R_s}{R_i}} - 1$$

et finalement

$$K \approx \frac{E}{V} \left(1 - 2 \frac{R_s}{R} - ft_0 \frac{R_s}{R_i} \right) - 1 \quad (7)$$

La relation (7) permet de calculer R_i lorsqu'on se donne le rapport réel de division $\frac{V}{E}, \frac{1}{5}$ par exemple, et la valeur de R_s . On n'a pas tenu compte

ici de la résistance de fuites $R_{f_c'}$ du condensateur C' qui doit être au papier, ce qui rend son influence très faible, il est possible d'en tenir compte en

ajoutant dans la parenthèse de (7) le terme $-\frac{R_3}{R_{f_c'}}$

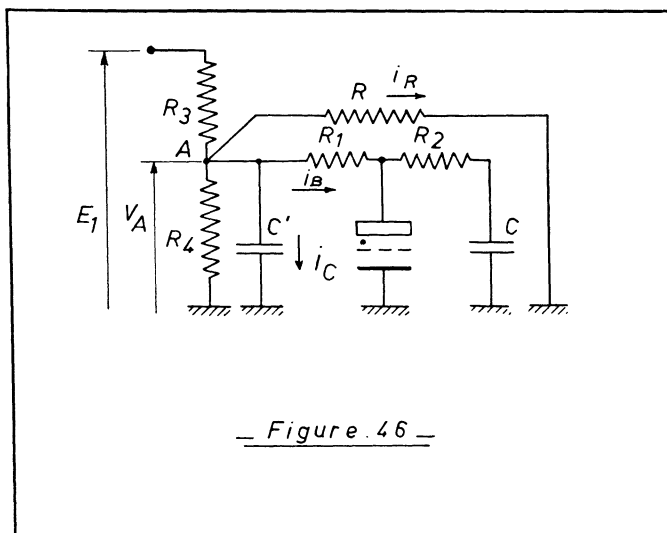


FIG. 46. — Éléments déterminant le calcul du diviseur de tension.

CHAPITRE III

RÔLE DE LA COMPENSATION ET ÉTALONNAGE

1° RÉGLAGE DE LA COMPENSATION.

Lorsque nous avons démontré l'équation fondamentale $f_0 = \frac{1}{RC}$ de notre discriminateur de fréquence nous avons posé que l'amplitude des variations de tension aux bornes de C était égale à E, ce qui se justifiait par la précision de l'ordre de 1 à 2 ‰ que nous voulions obtenir.

Nous avons vu dans le chapitre I de cette annexe avec quelle approximation se vérifie cette égalité.

Les relations (5) et (6) nous permettent d'écrire quel que soit E

$$\Delta V_c = E + e_c - 0,37 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = E + e_c - e$$

avec $e = 0,37 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \simeq 0,5$ volt

e_c étant la valeur de la f.e.m. de compensation.

Considérons deux mesures f_1 et f_2 d'une fréquence f lues sur les gammes 1 et 2 de l'appareil correspondant aux tensions E_1 et E_2 .

On a en toute rigueur :

$$\left. \begin{aligned} f_{01} &= \frac{1}{RC} \cdot \frac{E_1}{E_1 + e_c - e} \\ f_{02} &= \frac{1}{RC} \cdot \frac{E_2}{E_2 + e_c - e} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Or f est voisin de f_0 et le terme $e_c - e$ très petit par rapport à E, donc :

$$\begin{aligned} f_1 - f_2 &= \frac{1}{RC} \left[\frac{e_c - e}{E_1} - \frac{e_c - e}{E_2} \right] \\ f_1 - f_2 &= f_0 (e_c - e) \left[\frac{E_2 - E_1}{E_1 E_2} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

La relation (10) montre avec quelle approximation $e_c - e$ peut s'effectuer la compensation. En effet appliquons ces données à un exemple précis :

$$\begin{aligned} f_0 &= 50 & E_2 &= 500 \text{ Volts} \\ & & E_1 &= 100 \text{ Volts} \end{aligned}$$

On peut apprécier f_1 à 0,01 Hz près (0,3 mm pour les appareils réalisés) et par conséquent en agissant sur e_c faire $f_1 - f_2 \leq 0,01$ Hz.

D'où par conséquent

$$e_c - e = \frac{0,01 \times 500}{4 \times 50} = 0,025$$

Ce qui d'après (9) entraîne l'exactitude de $f_0 = \frac{1}{RC}$ à 0,5 ‰ près pour la sensibilité maximum. D'une façon moins optimiste on peut penser que

la compensation la plus soignée entraîne une erreur $e_c - e = 0,05$ V à cause par exemple de l'approximation faite dans la relation (8), ce qui conduit à une erreur relative de 1‰ près.

Les valeurs de R et C peuvent être directement connues à 0,1 % près ce qui est nettement insuffisant, mais nous pouvons connaître le produit RC avec une bien plus grande précision en faisant un étalonnage du discriminateur.

2° ÉTALONNAGE DU DISCRIMINATEUR.

Un générateur de signaux carrés CRC type GI. 52 nous a fourni la source de signaux à une fréquence f stable. Le nombre de signaux f débloquent le thyatron pendant un intervalle de temps t était enregistré par une échelle de comptage Philips et le temps t était mesuré avec un chronomètre de grande précision (*fig. 47*).

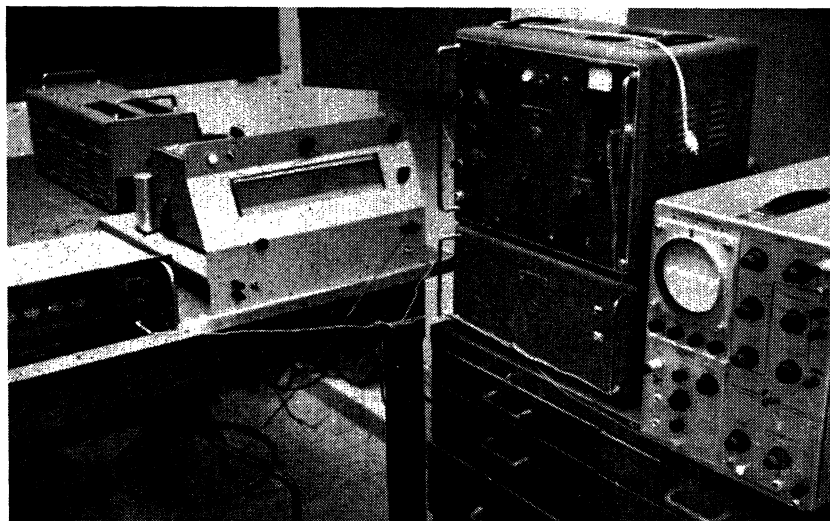


FIG. 47. — Montage et appareils pour l'étalonnage du fréquencesmètre.

Sans rentrer dans des détails importants mais évidents du mode opératoire nous pouvons estimer la précision finale que nous avons obtenu sur RC à mieux que 1‰ près et ceci pour des températures ambiantes comprises entre 15 et 25° C.

Le défaut de compensation et l'erreur d'étalonnage s'additionnant dans l'hypothèse la plus défavorable on a finalement la précision 2‰ sur la fréquence donnée au début de cette annexe.

Résumons pour terminer les caractéristiques des deux fréquencesmètres réalisés :

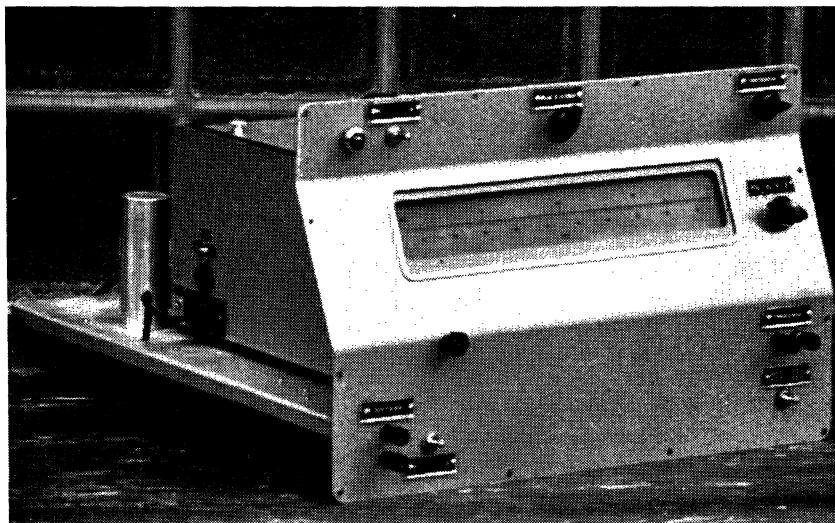


FIG. 49. — Vue d'ensemble du prototype I.



FIG. 50. — Vue d'ensemble du prototype II.

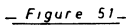


FIG. 51. — Schéma complet du fréquencemètre : prototype II.

BIBLIOGRAPHIE

- E. HAEFELY. — Einrichtung zum Messen von maximalwerten mittels Masskondensator in Wechselstrom Hochspannungs-Kreisen. *Brevet suisse* n° 110309 (1914).
- R. VAN CAUWENBERGHE. — La mesure des hautes tensions. *Congrès international d'Électricité* de 1932. Comptes rendus des Travaux (Mesures Électriques), résumé dans *Revue générale de l'Électricité*, 8 octobre 1932, t. 32, p. 453.
- A. MAUDUIT. — Dispositif de mesure des valeurs de crête des hautes tensions alternatives, utilisé au laboratoire de l'Institut Électrotechnique de Nancy. *Revue générale de l'Électricité*, 9 mars 1935, t. 37, pp. 307-315.
- J. L. JAKUBOWSKI. — La méthode de mesure des hautes tensions par courant de capacité redressé comme méthode générale dans les laboratoires industriels. *Comptes rendus des Travaux de la huitième session de la Conférence internationale des grands Réseaux électriques* (1935), t. 1. Rapport n° 134, résumé dans *Revue générale de l'Électricité*, 2 mai 1936, t. 39, p. 672.
- J. D. STRANATHAN. — Diélectric constant of water vapour. *The Physical Review*, 15 septembre 1935, t. 48 (2^e série), pp. 538-544.
- A. VAN ITTERBEEK et JOZ. SPAEPEN. — Mesures sur la constante diélectrique de quelques gaz non polaires (l'air et), entre la température ordinaire et 20 degrés absolu. *Physica*, 10 mars 1943, t. 10, pp. 173-183.
- J. G. MILLER. — Diélectric constant and refractivity data. *Transactions of the A. S. M. E.*, août 1948.
- A. MAUDUIT. — Installations électriques à haute et à basse tension (t. I). Édité par la *Librairie Dunod* à Paris (1956).
- E. DUBOIS. — Électromagnétisme (t. 1). Édité par la *Librairie Delagrave* à Paris (1953).
- E. DURAND. — Electrostatique et Magnétostatique. Édité par la *Librairie Masson* à Paris (1953).
- CRAAGS et MEEK. — High voltage laboratory technique. Édité par la *Butterworths scientific Publications* (1954).
- R. LACOSTE et G. GIRALT. — Calcul de la capacité d'un condensateur variable de haute précision à armatures planes. *C. R. Ac. des Sciences*, t. 244, pp. 321-324, 1957.
- J. LAGASSE et G. GIRALT. — Sur la mesure des hautes tensions périodiques par courant de capacité. *C. R. Ac. des Sciences*, t. 244, pp. 442-444, 1957.
- J. LAGASSE, R. LACOSTE et G. GIRALT. — Mesure des valeurs de crête en régime permanent des hautes tensions périodiques. *Revue générale de l'Électricité*, juin 1957, pp. 307-324.
- J. LAGASSE, R. LACOSTE et G. GIRALT. — Sur un comportement particulier des triodes à gaz en régime relaxé. *C. R. Acad. Sciences*, t. 245, pp. 412-444, 1957.
- J. LAGASSE, R. LACOSTE et G. GIRALT. — Dispositif discriminateur de fréquence et fréquencemètre de haute précision à déviation linéaire. *Brevet C.N.R.S.* n° 750.276, 1957.
- G. GOUDET et C. MEULEAU. — Les semi-conducteurs, 1957. Éditions *Eyrolles*, Paris.
- G. GIRALT. — Fréquencemètre de haute précision à réponse linéaire. *C. R. Acad. Sciences*, t. 246, pp. 77-79, 1958.
- J. LAGASSE, R. LACOSTE et G. GIRALT. — Dispositif de mesure ou de discrimination des valeurs de crête des hautes tensions. *Brevet C.N.R.S.*, n° 765.028.
- G. GIRALT. — Sur la mesure de la valeur de crête d'une impulsion haute tension. *C. R. Acad. Sciences*.