

**Zeitschrift:** Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins  
**Herausgeber:** Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke  
**Band:** 26 (1935)  
**Heft:** 20

**Artikel:** Mesure de tensions en ultra-haute fréquence de  $10^7$  à  $10^8/s$  : (méthode de Rohde modifiée.)  
**Autor:** Mercier, P. / Joyet, G.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-1060336>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 03.04.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Mesure de tensions en ultra-haute fréquence de $10^7$ à $10^8/s$ .

(Méthode de Rohde modifiée.)

Par P. Mercier et G. Joyet, Lausanne.

621.317.32.025.6

La méthode de mesure des tensions en ultra-haute fréquence décrite ci-dessous est dérivée de la méthode de Rohde. Elle évite les inconvénients de celle-ci par l'artifice d'un filtre qui barre le passage du courant de fuite au sol, tout en permettant à la mesure de s'effectuer dans les mêmes conditions, par le réglage d'une tension continue de compensation. Cette tension continue est égale à la valeur maximum de la tension alternative à mesurer. La précision des mesures atteint le pour-cent.

Die hier beschriebene Methode zur Messung von Spannungen höchster Frequenz ( $10^7$  bis  $10^8$  Per./s) ist von der Rhodeschen Methode abgeleitet. Sie vermeidet aber deren Nachteile, indem durch einen Filter die Ableitung gegen Erde gesperrt wird. Im übrigen ist die Messung ebenso leicht auszuführen, nämlich durch Einstellen einer Kompensations-Gleichspannung; diese Gleichspannung ist gleich dem Scheitelwert der zu messenden Wechselspannung. Die Messgenauigkeit beträgt 1 %.

### Introduction.

On sait que les appareils ordinaires, électromagnétiques, caloriques, électrostatiques, utilisés normalement pour la mesure des différences de potentiel en basse fréquence, ne conviennent plus pour les très hautes fréquences. Les chutes de tension ohmiques<sup>1)</sup> et inductives dans les enroulements croissent considérablement avec la fréquence, et les consommations de courant par la capacité entre bornes ou par la capacité des circuits de mesure par rapport au sol, prennent des valeurs qu'on ne peut plus négliger<sup>2)</sup>. Les indications de ces instruments sont ainsi entachées d'erreurs très élevées, variables avec la fréquence, qui rendent ceux-ci inutilisables.

Parmi les méthodes préconisées pour obvier à ces inconvénients, il faut citer le voltmètre à triode de Moullin, utilisable jusqu'à  $10^7$  pér./s, ainsi que l'électromètre de faible capacité et la déviation du faisceau cathodique de l'oscillographe qui conviennent jusqu'à  $3 \cdot 10^7$  pér./s. Mais pour des fréquences plus élevées, la capacité intérieure de la triode dans la méthode de Moullin, la capacité de l'électromètre et le temps de parcours des électrons dans l'oscillographe, entraînent des erreurs inadmissibles.

D'une façon générale, un dispositif pour la mesure des différences de potentiel pour la bande de fréquences de  $10^7$  à  $10^8$  pér./s doit satisfaire aux conditions suivantes:

Comme pour tout voltmètre, la consommation de courant doit être assez faible pour qu'elle ne modifie pas sensiblement le régime du système à mesurer (les tension, courant et longueur d'onde dans un circuit oscillant par exemple). Il en découle que la capacité introduite en shunt par le système de mesure, entre les points entre lesquels on mesure la différence de potentiel, ne devra pas dépasser quelques dixièmes de cm. Il en sera de même pour les capacités relatives au sol, appliquées en ces mêmes points par le même système de mesure. Enfin, les chutes de tension ohmiques et inductives dans les conducteurs qui transportent la différence de potentiel à mesurer aux bornes du dispositif de mesure seront négligeables.

Toutes ces conditions, sauf une, sont à peu près remplies par la méthode suivante que nous allons

brièvement exposer. Nous renvoyons pour les détails au mémoire de son auteur<sup>3)</sup>.

### La méthode de Rohde.

C'est une méthode de compensation. La tension à mesurer est connectée à l'anode et à la cathode d'une diode de construction spéciale (fig. 1). Par une tension d'opposition continue  $U_0$ , on élève le potentiel de la cathode jusqu'à ce qu'il atteigne celui que prend l'anode à l'instant où son potentiel alternatif positif est le plus élevé. La différence de

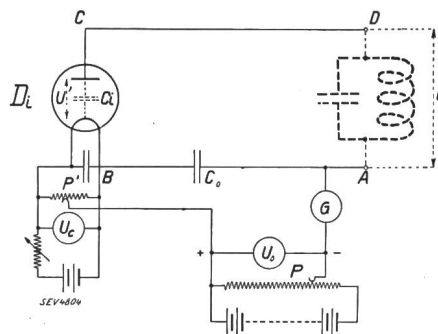


Fig. 1.

Schéma de la méthode de Rohde.

$D_i$  Diode.  
 $G$  Galvanomètre.  
 $U_0, U_c$  Voltmètres à courant continu.  
 $P, P'$  Potentiomètres.

potentiel entre l'anode et la cathode est alors annulée et il ne circule plus aucun courant dans le galvanomètre  $G$ . Au moment de l'équilibre, la tension  $U_0$ , ajustée au potentiomètre  $P$ , est égale à la valeur maximum de la tension alternative. Il suffit de diviser cette valeur par  $\sqrt{2}$  pour obtenir la valeur efficace, si la tension alternative est sinusoïdale. Le condensateur  $C_0$  barre le passage au courant continu tout en permettant à la tension alternative de parvenir à la cathode sans chute de tension appréciable.

Le courant capacitif consommé par la capacité intérieure  $C_i$  de la lampe provoque, dans les connexions  $AB$  et  $CD$ , une chute de tension inductive dont il faut tenir compte aux longueurs d'onde les plus basses. La tension  $U'$  appliquée aux électrodes de la diode est liée à la tension  $U$ , qu'on veut connaître, par la relation

$$U = U' (1 - \omega^2 \cdot L \cdot C_i)$$

<sup>1)</sup> Günter Wuckel, Ann. d. Phys. t. 73 (1924), p. 427.

<sup>2)</sup> H. Schwarz, Funk, 1<sup>er</sup> janv. 1933.

<sup>3)</sup> L. Rohde, Z. techn. Phys. 1931, Nr. 5, p. 263.

où  $L$  représente le coefficient de self-induction des conducteurs AB et CD. Pour des connexions très courtes et avec une lampe dont la capacité intérieure est de 0,45 cm, l'auteur indique que la tension  $U'$  diffère de  $U$  de 4 % sur une onde de 2 mètres ( $f = 1,5 \cdot 10^8/s$ ).

A ces fréquences élevées, et pour que la méthode soit sensible à de faibles différences de potentiel entre l'anode et la cathode (0,2 volts pour des lampes à basses tensions), il faut que les électrons issus du filament aient le temps, au cours d'une demi-période, de parvenir à l'anode. Dans ce but, Rohde a fait construire des diodes à vide élevé où la distance anode-cathode est réduite au millimètre, sans que la capacité intérieure  $C_i$  dépasse une fraction de centimètre<sup>4</sup>).

Ce dispositif de mesure n'est pas rigoureusement une méthode de zéro. La caractéristique d'une diode  $I = f(U)$  étant tangente à l'abscisse  $U$ , l'absence de courant dans le galvanomètre  $G$  ne correspond pas à une tension d'opposition  $U_0$  bien définie. Aussi est-il préférable de laisser circuler un courant  $i$ , fixé à l'avance en fonction de la sensibilité du galvanomètre, pour avoir une valeur suffisamment élevée de  $\frac{dI}{dU}$  (fig. 2). Le courant  $i$  est un courant ondulé, très faible, qui possède la fréquence de la tension à mesurer (fig. 5).

Mais le défaut de cette méthode, qui la rend en général inutilisable, réside dans le fait suivant: Lorsqu'on connecte la borne A du dispositif de Rohde

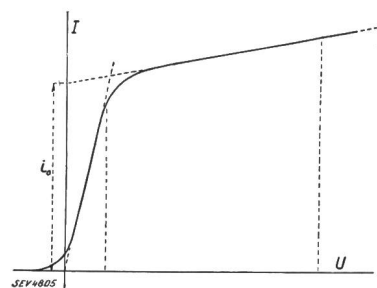


Fig. 2.  
Caractéristique  $I = f(U)$  de la diode.  
Les deux droites obliques, tracées en pointillé, correspondent à deux régions d'utilisation différentes de la caractéristique.

(fig. 1) à l'un des deux points dont la différence de potentiel est à mesurer, le potentiel de haute fréquence de ce point est communiqué à tous les appareils du dispositif. Quand la tension est suffisamment élevée, on peut contrôler ce fait en constatant qu'une petite ampoule au néon devient lumineuse, au voisinage de ses deux électrodes, lorsqu'on la branche entre l'une quelconque des bornes des appareils et la terre. Or, comme la capacité des conducteurs de ceux-ci par rapport au sol est élevée, il en résulte un important courant de fuite au sol. Ce courant change complètement le régime du circuit où l'on effectue la mesure, rendant celle-ci dépourvue de signification, excepté dans le cas où l'on connecte la borne A à un point qui se trouve déjà mis à la terre (cas d'un oscillateur dissymétrique).

<sup>4</sup>) Ces lampes sont construites en différents types, pour des tensions maxima de 500 à 2000 V, par E. Gundelach, Gehlberg (Thüringerwald).

C'est pour éviter cet inconvénient que nous avons transformé le schéma proposé par Rohde.

**Nouvelle méthode.**

En conservant le principe général de la méthode précédente, il s'agit donc de barrer le passage du courant de fuite au sol tout en permettant au courant  $i$  de passer par le galvanomètre et d'être mesuré. Ces deux conditions, à première vue difficilement conciliables, sont remplies par un filtre qui

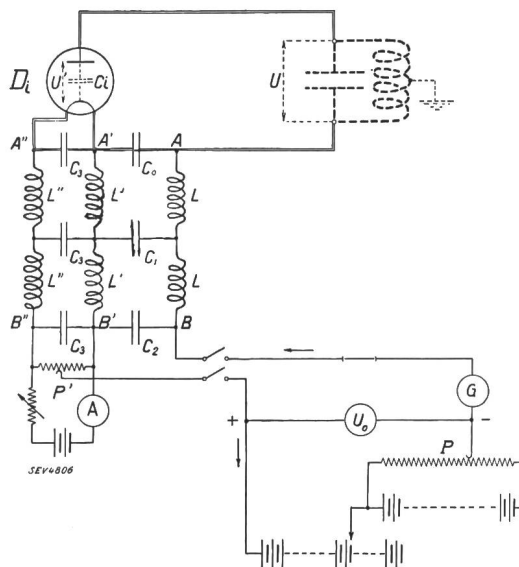


Fig. 3.  
Schéma de la nouvelle méthode.  
Di Diode.  
G Galvanomètre.  
 $U_0$  Voltmètre à courant continu.  
A Ampèremètre du courant de chauffage.  
P, P' Potentiomètres.

transforme le courant  $i$  en courant continu mesurable par le galvanomètre; les bobines de self du filtre fonctionnent comme bobines de choc pour le courant de perte au sol, et la tension de haute fréquence n'est plus communiquée aux appareils. Les conducteurs dessinés en traits doubles sur le schéma de la figure 3 sont seuls soumis aux potentiels de haute fréquence.

Le filtre proprement dit est à deux cellules pour assurer un filtrage suffisant. Il comprend les 3 condensateurs identiques  $C_0, C_1$  et  $C_2$  et les 6 bobines

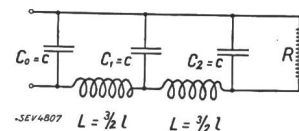


Fig. 4.  
Schéma équivalent du filtre.

de self sans fer  $L, L'$ , et  $L''$  égales entre elles. La présence des self  $L''$  n'est justifiée que par la nécessité d'un conducteur double pour le chauffage de la diode. Par les condensateurs de court-circuit  $C_3$ , les selfs  $L''$  sont en parallèle avec les selfs  $L'$ . Si  $l$  et  $c$  sont respectivement la valeur des selfs et capacités individuelles qui composent le filtre, celui-ci sera représenté par le schéma de principe de la fig. 4.  $R$  représente la somme des résistances du potenti-

mètre P, du galvanomètre, et du quart du potentiomètre P'. Un tel système peut être caractérisé empiriquement par la valeur de l'expression

$$(\omega^2 \cdot l \cdot c)^\alpha$$

où  $\alpha$  est le nombre de cellules (2 dans notre cas)<sup>5)</sup>. Si on choisit une même valeur pour la capacité des trois condensateurs  $C_0, C_1$  et  $C_2$ , celle-ci ne doit pas être trop faible, pour que la chute de tension à travers  $C_0$ , de la tension à mesurer, reste négligeable. Une capacité élevée, par contre, conduit pratiquement à une forme et à des dimensions de condensateurs qui n'excluent plus, à ces très hautes fréquences, des pertes dans les isolants et des chutes de tension inductives importantes. On a choisi un condensateur au mica de 150  $\mu\mu\text{F}$  dont la capacité est suffisante tout en évitant ces dernières difficultés. Son diélectrique doit supporter la tension continue d'opposition maximum.

Quant aux bobines de self, elles doivent être suffisamment grandes pour que le courant de fuite soit pratiquement annulé.

Etablissons, par exemple, les dimensions d'un filtre destiné à la mesure d'une différence de potentiel de 1000 volts entre les armatures du condensateur d'un circuit oscillant symétrique. Le condensateur a 4  $\mu\mu\text{F}$ , et la longueur d'onde est de 4,5 m

( $f = \frac{2}{3} \cdot 10^8/\text{s}$ ). Le courant dans le circuit oscillant

a une intensité de 1,7 A. Si l'on prend pour chacune des selfs  $L, L'$  et  $L''$ , une bobine de 25 spires de fil de 0,8 mm, le diamètre moyen d'une spire étant de 40 mm, la valeur de  $l$  sera grossièrement évaluée à  $6,3 \cdot 10^{-5}$  A. Avec des condensateurs de 150  $\mu\mu\text{F}$ , on aura:

$$(\omega^2 \cdot l \cdot c)^2 = \left[ (2\pi \cdot \frac{2}{3} \cdot 10^8)^2 \cdot \frac{3}{2} \cdot 6,3 \cdot 10^{-5} \cdot 150 \cdot 10^{-12} \right]^2 \approx 6\,200\,000$$

ce qui correspond à un excellent filtrage.

Pour calculer le courant de fuite au sol par l'un des 3 tronçons AB, A'B', ou A''B'', il faut remarquer que les points B, B' et B'' se trouvent à peu près au potentiel de la terre (à cause de la grande capacité des enroulements des instruments par rapport au sol), tandis que les points A, A' et A'' se trouvent, par rapport au sol, à la moitié de la tension alternative qu'on veut mesurer, soit à 500 volts, puisque le circuit oscillant est symétrique par rapport au sol. En outre, comme les paires de self  $L, L'$  et  $L''$  sont disposées de telle façon que leur flux soit commun pour chaque paire, la self-induction entre A et B par exemple sera 4  $l$ . Le courant de fuite au sol pour l'un des tronçons est ainsi

$$\frac{500}{2\pi \cdot \frac{2}{3} \cdot 10^8 \cdot 4 \cdot 6,3 \cdot 10^{-5}} = 0,005 \text{ A}$$

<sup>5)</sup> Nous remercions ici M. le Prof. Juillard, Lausanne, pour les indications qu'il a bien voulu nous donner sur le calcul des filtres.

soit une fuite totale de 15 mA pour les trois tronçons qui correspond à moins de 1 % de l'intensité du courant oscillant.

Il va sans dire que ces calculs ne déterminent que des ordres de grandeur; les formules usuelles pour le calcul de la self-induction, par exemple, ne s'appliquent plus correctement aux fréquences élevées. En outre, les pertes dans les isolants qui soutiennent les conducteurs causent aussi des erreurs qu'il est difficile d'apprécier. Ces évaluations suffisent toutefois pour déterminer le filtre.

Celui-ci n'est donc établi que pour une longueur d'onde donnée. Mais pratiquement il conviendra à des longueurs d'onde inférieures, et pour des longueurs d'onde plus grandes il suffira d'augmenter la grandeur des self-inductions pour que la fuite au sol ne croisse pas, et pour que la fonction  $(\omega^2 \cdot l \cdot c)^2$  garde une valeur suffisante.

*Sensibilité et erreurs de la nouvelle méthode.*

Comme dans la méthode de Rohde, la différence de potentiel  $U'$  aux électrodes de la diode, diffère, de la tension  $U$  à mesurer, de la valeur de la chute de tension inductive dans les conducteurs de liaison. Et l'on a de même  $U = U' (1 - \omega^2 \cdot l \cdot C_i)$ . La tension alternative imposée à la diode est donc plus élevée que la tension  $U$ . La chute de tension ohmique est négligeable.

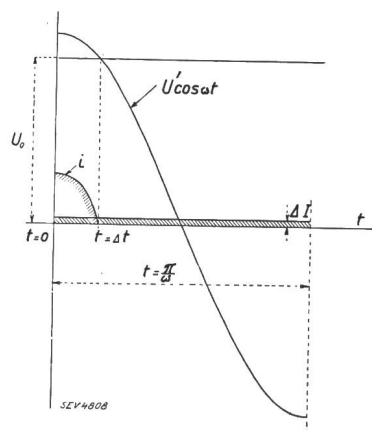


Fig. 5.

Nous avons vu que pour que la tension d'opposition  $U_0$  soit bien déterminée, il faut laisser circuler un petit courant  $i$  dans la diode. C'est-à-dire qu'à chaque période, la tension  $U' \cdot \cos \omega t$  dépassera,

pendant un temps très court  $\Delta t$ , la tension mesurée  $U_0$ , les potentiels étant mesurés à partir et au-dessus du point milieu du filament de la diode. Le courant ondulé  $i$  (fig. 5) qui traverse la diode sous l'impulsion de la différence de potentiel  $U' \cdot \cos \omega t - U_0$  est donc transformé en courant continu  $\Delta I$  par le filtre. Il s'agit de déterminer l'erreur  $(1 - \frac{U_0}{U'}) = \epsilon$ , en fonction du courant  $\Delta I$  mesuré par le galvanomètre.

La quantité d'électricité débitée par  $i$ , de  $t = 0$  à  $t = \Delta t$ , pendant que  $U' \cos \omega t - U_0$  est positif, est égale à la quantité d'électricité débitée par le courant  $\Delta I$  au cours d'une demi-période.

$$\int_0^{\Delta t} i dt = \int_0^{\frac{\pi}{\omega}} \Delta I \cdot dt = \Delta I \cdot \frac{\pi}{\omega} \tag{I}$$

L'époque  $\Delta t$  est celle pour laquelle

$$U' \cdot \cos \omega t - U_0 = 0$$

de là

$$\cos \omega \cdot \Delta t = 1 - \varepsilon$$

et

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \arccos (1 - \varepsilon) \cong \frac{\sqrt{2 \varepsilon}}{\omega}$$

car  $\varepsilon$  est très petit.

Le courant anodique débité par une diode est une fonction connue  $I = f(U)$  (caractéristique) de la différence de potentiel entre l'anode et la cathode. Avant que le courant de saturation soit atteint, cette fonction suit la loi de Langmuir  $I = A \cdot U^{3/2}$ . Mais dans notre cas celle-ci conduirait à des calculs trop compliqués. Pour exprimer le courant  $i$  en fonction du temps, il suffira, dans la plupart des cas, de remplacer la fonction  $f(U)$  par une droite dans la région de fonctionnement de la caractéristique (fig. 2).

$$I = i_0 + a \cdot U$$

d'où

$$i = i_0 + a (U' \cdot \cos \omega t - U_0)$$

et

$$\int_0^{\Delta t} i \cdot dt = \Delta t (i_0 - a \cdot U_0) + \frac{a}{\omega} U' \sin \omega \Delta t$$

puis, en remplaçant  $\Delta t$  par sa valeur et en tenant compte de la relation (I),

$$\Delta I \cdot \pi = \sqrt{2 \varepsilon} (i_0 - a U_0) + a U' \sqrt{2 \varepsilon}$$

Enfin, après avoir négligé  $\varepsilon^2$  auprès de 1,

$$\Delta I = \frac{1}{\pi} \sqrt{2 \varepsilon} \left[ i_0 + a U_0 \varepsilon \right] \quad (\text{II})$$

On trouve ainsi, pour une tension d'opposition  $U_0$  fixée, et pour une caractéristique de diode donnée par  $i_0$  et  $a$ , le courant  $\Delta I$  à maintenir au galvanomètre pour ne pas dépasser l'erreur  $\varepsilon$ . On peut, réciproquement, trouver par tâtonnements successifs l'erreur  $\varepsilon$  en fonction de  $\Delta I$ . Cette erreur ne dépend pas de la fréquence.

Soit, par exemple, une diode dont la caractéristique, dans la région de fonctionnement, a sensiblement pour équation

$$I = 11 \cdot 10^{-6} + 10^{-7} \cdot U$$

en unités pratiques. Pour mesurer une tension  $U'$  de 1000 volts environ avec une précision du demi-pour-cent, le courant  $\Delta I$  au galvanomètre sera fixé à

$$\Delta I = \frac{1}{\pi} \sqrt{2 \cdot 0,005} \left[ 11 \cdot 10^{-6} + 10^{-7} \cdot 1000 \cdot 0,005 \right] \\ = 3,7 \cdot 10^{-7} \text{ A.}$$

Avec un galvanomètre dont la sensibilité serait de  $0,5 \cdot 10^{-7}$  A par division, le réglage de la tension d'opposition  $U_0$  s'effectuerait en amenant le spot à la division 7. Dans ce cas particulier, la région d'utilisation de la caractéristique de la diode va de  $U \cong 0$  à  $U = 0,005 \cdot 1000 = 5$  volts.

Pour des cathodes à oxydes, on pourra choisir un courant  $\Delta I$  tel que la caractéristique puisse être remplacée, dans la région de fonctionnement, par une droite passant par l'origine ( $i_0 = 0$ , fig. 2). Pour des cathodes au tungstène, avec une sensibilité de galvanomètre relativement peu élevée, on pourra prendre pour caractéristique  $I = f(U)$ , l'horizontale du courant de saturation ( $a = 0$ ,  $i_0 = I_s$ ). Dans ces deux cas, la formule (II) se simplifie et peut s'expliquer par  $\varepsilon$ .

Sur une onde de 4 m, en choisissant convenablement le courant qui circule dans le galvanomètre, la somme des erreurs ( $1 - \frac{U_0}{U'}$ ) ne dépasse pas le

pour-cent. Le domaine de mesure dépend du type de diode utilisé. Il s'étend actuellement de 20 à 2000 volts avec la précision indiquée.

Sous un aspect particulier, cette méthode a un inconvénient; lorsqu'on connecte le système de mesure aux deux bornes du condensateur d'un circuit oscillant pour en mesurer la différence de potentiel, la capacité  $C_i$  de la diode est ajoutée à la capacité du circuit oscillant. Il en résulte une augmentation de la longueur d'onde. On constate, par exemple, une augmentation de longueur d'onde de 3 % dans un circuit oscillant dont la longueur d'onde primitive était de 4 m 70, en utilisant une diode de 0,2 cm de capacité<sup>6)</sup>.

#### Détails d'exécution.

L'oscillateur sur lequel on effectue des mesures de tension est placé dans une cage de treillis métallique reliée au sol. Tous les instruments de mesure,

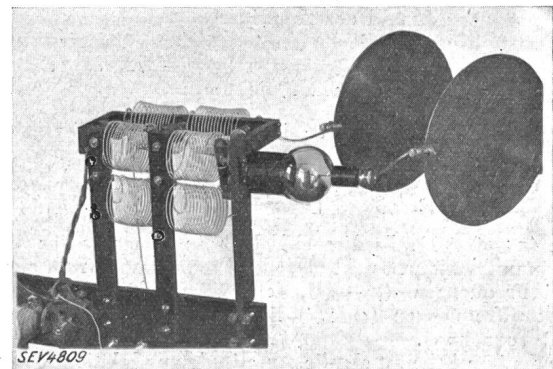


Fig. 6.

Vue de la lampe et du filtre du système de mesure connecté aux deux armatures d'un condensateur.

les batteries et le potentiomètre P, se trouvent à l'extérieur. La diode et le filtre, qui sont situés au voisinage immédiat de l'oscillateur, sont montés sur un châssis isolant (fig. 6). Ce châssis sera d'une

<sup>6)</sup> Il serait possible d'éviter cet inconvénient, lorsqu'on effectue des mesures sur un circuit oscillant dont la longueur d'onde est fixée, en compensant exactement le courant capacitif consommé dans  $C_i$  par le courant inductif d'une self connectée entre l'anode et la cathode. Cette self et la capacité  $C_i$  formeraient ainsi un circuit antirésonnant d'impédance infinie. Pour que la diode ne soit pas en court-circuit, la self serait interrompue par un condensateur de 200 à 2000 cm.

construction très légère, effectuée avec un matériel dont les pertes diélectriques en très haute fréquence seront aussi faibles que possible<sup>7)</sup>.

On utilisera un galvanomètre à période courte — 3 secondes environ — pour pouvoir suivre plus facilement les fluctuations éventuelles de la tension à mesurer. La sensibilité nécessaire pourra varier de  $10^{-5}$  à  $10^{-8}$  A/div. suivant la caractéristique de la diode dont on dispose et la précision qu'on veut atteindre. Quand la sensibilité du galvanomètre est élevée, la vitesse initiale des électrons dans la diode introduit un courant supplémentaire qui déplace le zéro. On annulera l'effet de ce courant sur la mesure en fixant le zéro à la position qu'occupe le spot lorsque tous les circuits du système de mesure sont fermés, l'oscillateur seul étant arrêté.

Pour éviter que le galvanomètre soit endommagé par une surintensité qui se produirait si la tension d'opposition était beaucoup plus faible que la tension  $U$ , on prendra une tension  $U_0$  suffisamment élevée au début de la mesure, et le réglage s'effectuera par des valeurs décroissantes.

L'anode et la cathode de la diode étant très rapprochées, il se pourrait que la tension d'opposition

<sup>7)</sup> H. Handrek, Hochfrequenztechn. u. Elektroakust., t. 43 (mars 1934), p. 73.

soit mise accidentellement en court-circuit à travers le galvanomètre; on protégera donc ce dernier contre une telle éventualité.

Le courant de chauffage de la lampe doit être soigneusement réglé et maintenu constant pour garder la même sensibilité au cours des mesures.

#### Applications.

D'une façon générale, ce dispositif de mesure permet d'étudier et de régler la marche d'un oscillateur qui fonctionne entre  $10^7$  et  $10^8$  pér./s. On peut mesurer la tension aux bornes des condensateurs des circuits oscillants (ce qui offre également un intérêt pour le contrôle des applications médicales et biologiques des ondes courtes), mesurer la tension de réaction, etc. Et comme il est aussi possible actuellement de mesurer les courants de cette fréquence avec une précision qui atteint le pourcent<sup>8)</sup>, on peut connaître ainsi les éléments principaux d'un oscillateur et établir approximativement son diagramme. Par la formule (II), indiquée plus haut, les variations du courant  $\Delta I$  permettront d'apprécier la grandeur des fluctuations de tension, au-dessus de la tension d'opposition  $U_0$ .

<sup>8)</sup> H. Schwarz, Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik, t. 39 (1932), No. 5, p. 160.

## Hochfrequenztechnik und Radiowesen — Haute fréquence et radiocommunications

### Phasenmodulierte und frequenzmodulierte Schwingungen.

539.56:778.554.4

Wird die Amplitude  $A$  einer Trägerwelle  $A \cdot \sin \omega t$  mit der Frequenz  $\Omega$  und der Amplitude  $c$  rein harmonisch moduliert und beträgt die Phasenverschiebung der Amplitudenmodulation gegen die Trägerwelle  $\chi - \pi/2$ , so erhält der zeitliche Schwingungsverlauf die Form

$$f(t) = \left\{ A \cdot [1 + c \cdot \sin(\Omega t + \chi)] \right\} \cdot \sin \omega t = A \cdot \sum_{-1}^{+1} \left( \frac{c}{2} \right)^n \cdot \sin \left[ (\omega + n\Omega) t + n \left( \chi - \frac{\pi}{2} \right) \right]$$

mit ( $n = 0, \pm 1$ ). In diesem Falle rein harmonischer Amplitudenmodulation besteht also das Frequenzspektrum aus den drei Frequenzen  $(\omega - \Omega)$ ,  $(\omega + \Omega)$  und  $\omega$ ; die beiden Spektralfrequenzen  $(\omega \pm \Omega)$  liegen symmetrisch zur Mittelfrequenz  $\omega$ .

Weniger bekannt als die Amplitudenmodulation sind phasen-, bzw. frequenzmodulierte Schwingungen. Sie wurden in der Akustik schon verschiedentlich behandelt<sup>1)</sup> und treten beim Tonfilm in sehr unerwünschter Weise als Heultöne auf, sobald die Filmtransportgeschwindigkeit periodisch schwankt<sup>2)</sup>.

Ein Film, auf dem wir uns mit der Längskoordinate  $x$  orientieren, trage eine rein harmonische Tonaufzeichnung der Wellenlänge  $\lambda$  und durchlaufe das Wiedergabegerät mit der konstanten Geschwindigkeit  $v$ . Bedeutet  $L$  die Amplitude des Wechsellichtes und  $x = v \cdot t$  die bis zur Zeit  $t$  durchlaufene Filmlänge, so fällt auf die Photozelle z. B. das Wechsellicht  $L \cdot \sin \frac{2\pi x}{\lambda}$ . Tritt eine sinusförmige Transportschwankung mit der Ortsamplitude  $\gamma$  und der Kreisfrequenz  $\Omega$  hinzu, so wird

$$f(t) = L \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x + \gamma \sin \Omega t) = L \cdot \sin \left( \omega t + \frac{2\pi \gamma}{\lambda} \cdot \sin \Omega t \right) \quad (1)$$

und, da der Phasenhub  $2\pi \gamma / \lambda$  von der Kreisfrequenz  $\Omega$  unabhängig ist, liegt eine *phasenmodulierte* Schwingung vor. Führt man in (1) die Geschwindigkeitsamplitude  $c = \gamma \cdot \Omega$  (Amplitude  $\times$  Frequenz) ein, so folgt

$$f(t) = L \cdot \sin \left( \omega t + \frac{2\pi c}{\lambda \Omega} \cdot \sin \Omega t \right) \quad (2)$$

mit der Momentanfrequenz  $\omega_m = \omega + \frac{2\pi c}{\lambda} \cdot \cos \Omega t$ , die unter der Voraussetzung  $\Omega < \omega$  durch Differentiation des Klammersausdruckes von (2) nach der Zeit erhalten wird. Der Frequenzhub  $2\pi c / \lambda$  der Momentanfrequenz ist bei konstanter Geschwindigkeitsamplitude  $c$  unabhängig von  $\Omega$ , weshalb Gl. (2) eine *frequenzmodulierte* Schwingung darstellt. — Solange eine bestimmte stationäre Filmtransportschwankung vorliegt, ist es ersichtlich gleichgültig, ob man sie als Phasen- oder Frequenzschwankung interpretieren will. Bei Vergleichen mit verschiedenen  $\Omega$  könnte jedoch eine Nichtunterscheidung leicht zu Irrtümern Anlass geben<sup>3)</sup>.

Das Klangspektrum des Heultones (1) hat mit der Abkürzung Phasenhub  $(2\pi \gamma / \lambda) = z$  die Form<sup>4)</sup>

$$f(t) = L \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [J_n(z)] \cdot \sin(\omega + n\Omega)t \quad (n \text{ Laufzahl}) \quad (3)$$

Es besteht aus einer unbegrenzten Anzahl äquidistanter Frequenzen, die symmetrisch zur Mittelfrequenz  $\omega$  liegen und deren Amplituden (abgesehen vom konstanten Faktor  $L$ ) durch die Besselfunktionen  $J_n(z)$  erster Art  $n$ -ter Ordnung mit dem Argument  $z$  gegeben sind. Praktisch allerdings umfassen das Heultonspektrum (3) im wesentlichen nur Frequenzen, für die  $|n| \leq z$  ist, da für  $|n| > z$  die Amplituden mit

<sup>1)</sup> Salinger, Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 6 (1929), S.293; Runge, Telefunken-Ztg., Bd. 11 (1931), Nr. 55, S. 28.

<sup>2)</sup> Fischer-Lichte, «Tonfilm», Leipzig 1931.

<sup>3)</sup> J. Podliasky, L'Onde Electrique, Oktober 1932, S. 380.

<sup>4)</sup> F. Fischer, l. c.