MESURE DU TEMPS MORT D'UN COMPTEUR G. M. ET DE L'ÉMISSION SECONDAIRE DE LA CATHODE PAR LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES RETARDÉES

Par E. PICARD et A. ROGOZINSKI,

Commissariat à l'Énergie atomique,
Division des Constructions électriques, Saclay.

Sommaire. — Le temps mort d'un compteur G. M. est mesuré par la méthode des coïncidences retardées. Les impulsions du compteur, qui alimentent le circuit de coïncidence, y parviennent, d'une part, directement et, d'autre part, après un retard connu et variable. Cette méthode permet, de plus, d'étudier les impulsions parasites provenant de l'impact des ions positifs sur la cathode du compteur. Des résultats relatifs à quelques compteurs fonctionnant dans des conditions diverses sont donnés.

1. Introduction. — On sait que, une fois déchargé, un compteur G. M. ne peut fournir une impulsion d'amplitude suffisamment élevée pour être détectée qu'au bout d'un certain temps appelé temps mort. Celui-ci entraîne une perte de comptage d'autant plus grande que la fréquence moyenne des particules qui traversent le compteur est plus élevée. Le problème a retenu l'attention des utilisateurs chaque fois que les sources à mesurer étaient d'une intensité élevée, ou qu'il s'agissait de faire des mesures d'une précision relativement grande. Il a fait l'objet de nombreux travaux [1 à 15], qui portaient, d'une part, sur les méthodes de détermination de ce temps mort et, d'autre part, sur les moyens de le réduire. Dans le cas des compteurs à auto-extinction, une interprétation satisfaisante des phénomènes qui sont à l'origine du temps mort a été donnée par la théorie de la propagation de la décharge en gaine le long du fil du compteur [16, 17].

Plusieurs méthodes expérimentales ont été proposées pour mesurer ce temps. Elles peuvent être classées en trois catégories :

- 1° la méthode du flux variable de particules;
- 2° la méthode oscillographique;
- 3° les méthodes basées sur la mesure des intervalles de temps séparant les impulsions du compteur, telles que, par exemple, la méthode des coïncidences retardées.

Les méthodes appartenant à la première catégorie consistent à déterminer les pertes de comptage, lorsqu'on passe d'un flux de particules suffisamment faible pour que ces pertes demeurent négligeables à des flux croissant dans un rapport connu. On peut avoir recours dans ce but : *a.* à une source placée à une distance variable; *b.* à l'emploi de plusieurs sources faibles; *c.* à l'absorption d'un rayonnement homogène dans un écran d'épaisseur variable; *d.* à une source de période courte, inférieure, par exemple, à 1 h.

La méthode de la deuxième catégorie, utilisée

par Stever [2], consiste à déclencher le balayage d'un oscillographe par une impulsion d'amplitude voisine de l'amplitude maximum $A_{\max}$, et à observer sur l'écran du tube cathodique le diagramme des impulsions qui la suivent. L'oscillogramme obtenu est représenté par la figure 1. On constate que ce

Fig. 1. — Reproduction schématique d'un oscillogramme obtenu par la méthode de Stever.

L'oscillographe cathodique est déclenché par des impulsions d'amplitude voisine de l'amplitude maximum $A_{\max}$. T_m représente le temps mort et T_o le temps de restitution du compteur.

n'est qu'au bout d'un certain temps, qui représente le temps mort, que des impulsions d'amplitude très réduite commencent à apparaître. Cette amplitude augmente ensuite progressivement pour atteindre la valeur $A_{\max}$ au bout d'un temps appelé temps de restitution.

Le principe de la méthode des coïncidences retardées, utilisée par Curran et Rae [5], consiste à mesurer les coïncidences entre une impulsion quelconque et une impulsion antérieure, à laquelle on a imposé un retard approprié. On vérifie qu'aucune coïncidence n'apparaît, tant que ce retard reste inférieur au temps mort T_m du compteur. Cette méthode, qui donne la distribution des intervalles de temps séparant deux impulsions, permet, de plus, d'étudier les impulsions parasites résultant de l'émission secondaire des électrons, émission provoquée principalement par l'impact des ions positifs sur la paroi du compteur. Elle conduit, en outre, par rapport aux autres méthodes, à une

réduction sensible du temps nécessaire pour effectuer la détermination de T_m . Ces raisons nous ont amenés à mettre au point un dispositif basé sur ce principe.

Nous avons mis au point, d'autre part, un dispositif beaucoup plus simple que le précédent, bien que basé sur un principe voisin. Ce principe consiste à envoyer alternativement les impulsions provenant du compteur sur deux voies aboutissant à un circuit de coïncidence; la largeur des impulsions demeure constante sur l'une des voies et varie sur l'autre. Dans ces conditions, aucune coïncidence n'apparaît tant que la somme de deux largeurs est inférieure à T_m . Les valeurs des temps morts obtenus à l'aide des deux dispositifs concordent. Ce dernier dispositif sera décrit ultérieurement.

2. Principe de la méthode des coïncidences retardées.

— La théorie simplifiée de la méthode peut être déduite des considérations suivantes :

Soient n et n_0 , respectivement, la fréquence

Fig. 2. — Forme des impulsions en divers points du circuit à coïncidences retardées.

a. Impulsions sur le fil du compteur. b. Impulsions de durée t après mise en forme par le circuit B. c. Signal rectangulaire de durée T_r , déclenché par l'impulsion 1. La courbe en pointillés représente le signal dérivé du précédent. On a figuré, de plus, le temps d'insensibilité T_r' du circuit de retard D. d. Impulsion retardée de durée t_r , obtenue à partir de la seconde impulsion du signal dérivé. Les impulsions 2 et 3 ne peuvent donner lieu à une telle impulsion retardée, puisqu'elles tombent dans le temps d'insensibilité T_r' du circuit D. e. Impulsion de coïncidence de durée égale au temps de recouvrement des impulsions 1 et 1_r.

moyenne des impulsions que l'on mesure réellement et la fréquence que l'on aurait observée, si l'on avait $T_m = 0$.

La perte de comptage qu'entraîne, en fait, l'existence d'un temps mort fini, est égale, en moyenne, à $T_m n_0$ par impulsion observée, soit à $T_m n_0 n$ par unité de temps, de sorte que l'on a

$$n = n_0 - T_m n_0 n \quad (1)$$

ou

$$n = \frac{n_0}{1 + T_m n_0} \quad (1')$$

Les impulsions retardées sont obtenues par dérivation du signal rectangulaire (fig. 2 c) de durée T_r , qu'elles déclenchent dans un circuit approprié,

Fig. 3. — Courbes des coïncidences retardées avec un compteur neuf et avec un compteur usagé.

a. Compteur neuf. b. Compteur ayant déjà fourni environ $5 \cdot 10^8$ impulsions. Les deux courbes de cette figure correspondent à deux surtensions V_s différentes. Le temps mort est déterminé par l'abscisse du point G, obtenu par extrapolation jusqu'à l'axe des T_r , de la partie linéaire du début de la courbe. L'effet dû aux impulsions parasites est proportionnel à la surface hachurée comprise entre chaque courbe et la courbe correspondante en pointillés qui représente les coïncidences fortuites. c. Courbes normalisées du taux de coïncidence parasite en fonction du retard. Les surfaces des rectangles, égales respectivement aux surfaces hachurées de la courbe I (fig. 3 b), ont pour base commune le temps de résolution $t + t_r$ du circuit de coïncidence C.

comprises entre une fraction de volt et quelques dizaines de volts, suivant la nature du compteur et

la tension appliquée entre ses électrodes. Le rôle principal de l'amplificateur A est d'augmenter la sensibilité du dispositif et, par conséquent, la précision de la mesure. Sa sensibilité à l'entrée a été fixée à 0,4 V. L'amplificateur comporte deux étages à couplage cathodique, fournissant des impulsions négatives dont la durée est de l'ordre de $10 \mu\text{sec}$.

2° *Circuits de mise en forme B et E.* — Deux monovibrateurs identiques transforment les deux suites d'impulsion, directes et retardées, en signaux rectangulaires de durée t et t_r , déterminée par les constantes de temps $R_1 C_1$ et $R_2 C_2$ (fig. 5). Le temps de résolution du circuit de coïncidence, égal à $t + t_r$, peut prendre toutes les valeurs comprises entre 5 et $50 \mu\text{s}$.

3° *Circuit de retard D.* — Le circuit de retard D (fig. 5) est constitué par un monovibrateur, du même type que celui des circuits B et E, et d'un étage de discrimination. Le monovibrateur délivre des signaux rectangulaires de durée T_r , déterminée par le potentiomètre R_3 et les capacités C_3 ou C_4 , suivant la gamme utilisée. En dérivant un tel signal (fig. 2 c) et en sélectionnant la seconde des deux impulsions obtenues, on réalise une impulsion dont le retard est égal à T_r .

Il convient de signaler que le circuit D possède un temps total d'insensibilité $T'_r > T_r$, de sorte que, une fois déclenché, il ne pourra l'être à nouveau que par une impulsion survenant après un laps de temps au moins égal à T'_r . On constate que $T'_r - T_r$ est égal à $25 \mu\text{s}$ pour la première gamme et à $50 \mu\text{s}$ pour la seconde.

4° *Circuit de coïncidence C.* — Le circuit de coïncidence C est constitué par deux diodes à cristaux de germanium et par un étage de discrimination (fig. 5). Pour qu'une coïncidence soit sélectionnée, il est nécessaire que le temps de recouvrement des impulsions aboutissant à ce circuit soit supérieur à $0,5 \mu\text{s}$.

Le schéma détaillé de l'ensemble de l'appareil est donné par la figure 5.

4. Résultats. — 1° Détermination du temps mort.

— La figure 3 a représente une courbe type de variation du taux de coïncidence n_c en fonction de T_r , pour une surtension V_s de quelques dizaines de volts au-dessus du seuil d'un compteur G. M. neuf, ne produisant aucune impulsion parasite. Pour $T_r > T_m$, la courbe est donc identique à celle des coïncidences fortuites.

Pour $T_r < t + t_r$, la fréquence des coïncidences enregistrées est évidemment égale à celle du compteur, car dans cet intervalle l'impulsion retardée possède une portion commune avec l'impulsion directe dont elle dérive. On constate, cependant, un faible traînage de 2 à $3 \mu\text{s}$ au delà de $T_r = t + t_r$,

ce qui démontre que les fronts des impulsions sont définis à 1 et $2 \mu\text{s}$ près.

Dès que T_r dépasse $t + t_r$, n_c tombe à zéro. Si l'on continue à augmenter T_r , on obtient la courbe représentée en trait plein. Au lieu de montrer un départ brusque, la courbe commence par une région à pente faible. Cet effet est dû, en particulier, au phénomène suivant : les impulsions du compteur, qui surviennent en deçà du temps mort, présentent en général une amplitude trop faible pour être détectées par l'amplificateur utilisé. Exceptionnellement, l'amplitude d'une telle impulsion peut dépasser le seuil de sensibilité. Un tel cas se produit, lorsque la première des deux impulsions arrive durant une période comprise entre le

Fig. 6. — Variation du temps mort T_m et du temps de restitution T_0 , en fonction de la surtension V_s .

Les valeurs qui ont servi à tracer ces courbes ont été étirées du réseau de courbe de la figure 7.

temps mort et le temps de restitution de l'impulsion qui l'a précédée. L'effet en question reste cependant faible.

Pour s'affranchir, dans une certaine mesure, de l'incidence de la sensibilité du circuit d'entrée sur la détermination du temps mort du compteur, nous avons défini T_m par l'abscisse du point G, obtenu par extrapolation, jusqu'à l'axe des T_r , de la partie linéaire du début de la courbe (fig. 3 a). On a pu vérifier que l'on trouve, pour un compteur donné, la même valeur de T_m , en extrapolant les courbes correspondant à des taux de comptage variables.

La figure 6 représente la variation de T_m et de T_0 , en fonction de la surtension V_s . La diminution sensible de ces grandeurs pour des valeurs de plus en plus grandes de V_s , est due surtout à ce qu'une proportion croissante des impulsions du compteur, qui, pour une surtension faible, avaient une amplitude inférieure au seuil de sensibilité de l'amplificateur, dépassent ce seuil, à mesure que la surtension augmente.

2° *Détermination de la probabilité d'émission secondaire dans le compteur.* — a. Nous avons déjà signalé

qu'un compteur peut délivrer une impulsion, sans être traversé par une particule : une telle impulsion résulte principalement de l'émission secondaire de la cathode. Suivant la qualité et les conditions d'utilisation du compteur, un nombre plus ou moins grand de ces décharges parasites viennent se mêler aux décharges « vraies ». Étant donné l'origine de ces impulsions parasites, chacune d'elles ne peut survenir qu'après un intervalle de temps bien déterminé qui suit l'impulsion qui l'a engendré; cet intervalle est sensiblement égal au temps de restitution T_0 .

Soient n , n_p et n_v , respectivement, les fréquences moyennes des impulsions observées, parasites et vraies. Désignons, d'autre part, par p la probabilité d'émission secondaire du compteur. Comme n impulsions observées comprennent $n_p = np$ impulsions parasites, on a

$$n_v = n - n_p, \quad (4)$$

d'où

$$p = \frac{n - n_v}{n} = \frac{n_p}{n} \quad (5)$$

Remarquons que n_p représente la somme des fréquences partielles des impulsions parasites d'ordre 1, 2, Par conséquent

$$n_p = n_v p + n_v p^2 + \dots = \frac{n_v}{1 - p}. \quad (6)$$

Ces relations ne s'appliquent, en toute rigueur, que pour un circuit idéal, qui n'introduirait aucun temps d'insensibilité autre que celui qui résulte du retard imposé T_r .

Nous avons déjà fait allusion à ce que le temps total d'insensibilité du circuit D était supérieur à T_r et tel que $T_r' - T_r > t$, du moins pour $t < 25 \mu s$. Il en résulte qu'une impulsion directe, qui vient en coïncidence avec une impulsion retardée, ne peut déclencher elle-même une impulsion retardée (fig. 2 d). Si l'on considère, en particulier, une suite de plusieurs impulsions parasites, espacées de T_0 secondes, et si $T_r = T_0$, le circuit n'enregistrera que les coïncidences correspondant à l'ordre impair des impulsions de la suite. En effet, une fois que la première impulsion parasite sera venue en coïncidence avec l'impulsion retardée, elle ne pourra déclencher à son tour une impulsion retardée. Ce n'est que la seconde impulsion parasite qui sera en mesure de le faire, de façon que la coïncidence suivante n'aura lieu que pour la troisième impulsion parasite, et ainsi de suite.

Si $T_r = 2T_0$ on démontre par le même raisonnement que les coïncidences auront lieu pour les impulsions parasites d'ordre $2 + 3k$ ($k = 0, 1, \dots$). D'une façon générale, si $T_r = lT_0$, les coïncidences auront lieu pour les ordres $l + (l + 1)k$ de la suite.

Ainsi donc, la probabilité d'observer avec le circuit décrit les pics, dus aux impulsions parasites, est égale à

$$p_1 = p + p^3 + \dots = \frac{p}{1 - p^2} \quad (7)$$

pour le premier et à

$$p_l = p^l + p^{2l+1} + \dots = \frac{p^l}{1 - p^{2l+1}} \quad (8)$$

pour le $l^{\text{ème}}$ pic.

Pour $p \ll 1$, ces probabilités se réduisent respectivement à p , p^2 , ..., p^l .

La valeur minimum de p que l'on peut ainsi mesurer dépend de la fréquence des impulsions fortuites, car elles se superposent aux impulsions parasites. Si l'on admet que l'apport de ces dernières doit dépasser au moins le dixième des impulsions fortuites, dont la fréquence est donnée approximativement par

$$n_f = n^2(t + t_r), \quad (9)$$

on trouve que

$$n_v(p_1)_{\min} = 0,1 n_f, \quad (10)$$

d'où, en remplaçant n_v et p_1 par leurs valeurs respectives tirées de (4) et (7),

$$\frac{p_{\min}}{1 + p_{\min}} = 0,1 n(t + t_r) \approx p_{\min}. \quad (11)$$

Par exemple, pour $n = 100 \text{ imp/s}$ et $t + t_r = 20 \mu s$

$$p_{\min} = 2 \cdot 10^{-4}.$$

b. La figure 3 b montre la variation de n_c en fonction de T_r pour deux surtensions d'un compteur ayant déjà fourni un nombre élevé d'impulsions. On remarque que, contrairement au cas de la figure 3 a, les courbes I et II présentent des pics. La courbe I, pour laquelle on a $V_s = 250 \text{ V}$, montre un premier pic, dû à l'émission parasite signalée, et, de plus, un second pic provoqué par des impulsions parasites du second ordre. Il existe très probablement des pics successifs d'ordre supérieur, mais leur émergence diminue avec leur ordre et ils cessent d'être perceptibles. C'est ainsi que, pour une faible surtension ($V_s = 20 \text{ V}$), on n'observe plus qu'un seul pic (courbe II). Les deux pics de la courbe I ont lieu respectivement pour $T_r = T_0 = 275 \mu s$ et pour $T_r = 2T_0 = 550 \mu s$.

D'une manière générale, la surface ΔS_l de la partie du $l^{\text{ème}}$ pic surmontant la courbe des coïncidences fortuites représente la contribution des impulsions parasites dont la probabilité de production est égale à p_l [cf. (8)]. Pour tenir compte de la dispersion des courbes expérimentales, il importe de normaliser la forme des pics obtenus, en remplaçant la surface ΔS_l par une surface égale rectangulaire, ayant pour base la valeur $t + t_r$ du temps de résolution du circuit de coïncidence. La hauteur du rectangle représente directement la valeur de $n_v p_l$. C'est ainsi que l'on obtient, par exemple, la courbe de la figure 3 c, qui dérive de la courbe I (fig. 3 a). On a donc pour le $l^{\text{ème}}$ pic

$$\Delta S_l = n_v p_l(t + t_r) \quad (12)$$

et, en vertu de (8),

$$\Delta S_t = n_v(t + t_r) \frac{p^t}{1 + p^{t+1}}. \quad (13)$$

Dans le cas où le premier pic seulement émerge, on a donc

$$\Delta S_1 = n_v(t + t_r) \frac{p}{1 + p^2}, \quad (14)$$

d'où l'on déduit la valeur de p .

Dans le cas où la courbe présente deux pics,

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = p \frac{1 + p}{1 + p + p^2}. \quad (15)$$

Pour $p \gg 1$, ce rapport se réduit à p .

La figure 7 donne quelques courbes obtenues et la figure 8 la variation de p en fonction de V_s .

Fig. 7. — Réseau de courbes d'un compteur G. M. donnant n_c en fonction de T_r pour différentes surtensions V_s .

Le compteur utilisé présentait les caractéristiques suivantes : diamètre 25 mm, longueur utile 50 cm, cathode en nickel, remplissage : alcool-argon-hélium. Tension de seuil : 1250 V. Fréquence des impulsions $n = 13\,000$ imp mn^{-1} , et temps de résolution du circuit de coïncidence $t + t_r = 30 \mu\text{s}$.

Fig. 8. — Variations de la probabilité de l'émission secondaire, en fonction de la surtension. Les valeurs de p proviennent du réseau de courbes de la figure 7. La courbe peut être représentée par $p = 10^{-4} e^{0,0135 V_s}$.

Conclusion. — On peut conclure des résultats obtenus que la méthode des coïncidences retardées se prête particulièrement bien à la mesure du temps mort d'un compteur dans différentes conditions d'utilisation, ainsi qu'à l'étude des impulsions parasites provenant de causes internes.

MM. P. Goujon et J. Andrejol ont apporté un concours actif à la construction et à la mise au point de l'appareil décrit.

Manuscrit reçu le 27 février 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] ROBERTS A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1941, **12**, 71.
- [2] STEVER H. G. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 38.
- [3] WARD A. G. — *Proc. Roy. Soc.*, 1943, A **181**, 183.
- [4] SIMPSON J. A. — *Phys. Rev.*, 1944, **66**, 39.
- [5] CURRAN S. C. et RAE E. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 871.
- [6] HODSON A. L. — *J. Sc. Instr.*, 1948, **25**, 11.
- [7] PUTMAN J. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61** A, 312.
- [8] BERETTA E. et ROSTAGNI A. — *Nuovo Cimento*, 1949, **6**, 391.
- [9] COSTRELL L. — *Bur. Stand. J. Research*, 1949, **42**, 241.
- [10] FENTON A. G. et FULLER E. W. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62** A, 32.
- [11] COLLINGE B. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63** B, 15.
- [12] DEN HARTOG H. et MULLER F. A. — *Physica*, 1950, **16**, 26.
- [13] EPPRECHT G. W. — *Helv. Physica Acta*, 1950, **23**, 291.
- [14] PORTER W. C. et RAMSEY W. E. — *J. Frankl. Inst.*, 1952, **254**, 153.
- [15] PICARD E. et ROGOZINSKI A. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 304.
- [16] MONTGOMERY C. G. et MONTGOMERY D. D. — *J. Frankl. Inst.*, 1940, **229**, 585.
- [17] KORFF S. A. et PRESENT R. D. — *Phys. Rev.*, 1944, **65**, 253.