SUR LA DISTRIBUTION DES RETARDS DANS LES COMPTEURS GEIGER-MULLER.

Par E. PICARD et A. ROGOZINSKI,

Division des Constructions électriques C. E. N., Saclay.

Sommaire. — On mesure, par une méthode oscillographique, le temps global qui s'écoule entre le passage de la particule dans une région déterminée du compteur étudié et la réponse de l'amplificateur associé au compteur. Ce retard se compose du temps de latence T_1 proprement dit et du retard T_0 , qui résulte du temps de montée fini de l'impulsion et dont la valeur dépend du seuil de sensibilité de l'amplificateur.

La sélection des particules (cosmiques) génératrices de la décharge dans le compteur étudié est obtenue grâce à un télescope de deux compteurs en coïncidence dont l'ouverture est limitée par un groupe de quatre compteurs, en anticoincidence avec les premiers. Le compteur est disposé de telle façon que le plan médian du télescope le traverse à une distance variable d de son fil axial. Les mesures ont été effectuées pour différentes valeurs de la distance d et de la surtension V_s appliquée au compteur.

Les résultats obtenus montrent que la distribution statistique des retards est d'autant plus étalée que d est plus grand et V_s plus réduit. Les valeurs moyennes des retards observés varient de $7 \cdot 10^{-8}$ s pour $d = 0$ et $V_s = 200$ V, à $90 \cdot 10^{-8}$ s pour $d = 1,9$ cm et $V_s = 50$ V.

La mobilité d'un électron libéré au sein du mélange gazeux emplissant le compteur sous une pression de 10 cm Hg a été trouvée égale : $(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^4$ cm².s⁻¹.V⁻¹.

1. Introduction. — Il s'écoule toujours un certain temps entre le passage d'une particule à travers un compteur Geiger-Müller et la détection de l'impulsion qui en résulte. Ce retard est dû à plusieurs causes qui résident, les unes dans le mécanisme même de la décharge provoquée par la particule au sein du compteur, les autres dans le circuit de détection.

En ce qui concerne la décharge du compteur, elle se déroule en deux phases impliquant, chacune, un retard intrinsèque. La première est celle de la migration d'un électron, libéré au sein du compteur par le passage de la particule vers la région proche du fil axial, où règne un champ électrique élevé et où l'électron provoquera une première avalanche, c'est-à-dire une première cascade de multiplication des charges. La seconde est celle de la propagation, le long du fil, de la décharge ainsi amorcée. Les retards correspondants sont de l'ordre de 10^{-7} s pour la première phase et de quelque 10^{-6} s pour la seconde. C'est le retard de la première phase qui détermine, en quelque sorte, la période de latence du compteur et représente le temps minimum qui s'écoule nécessairement entre le passage de la particule responsable de l'impulsion observée et sa détection effective par le circuit associé dont le rôle et la limite de l'emploi seront précisés plus loin.

Dans un compteur donné, le temps de latence dépend de la distance qui sépare la trajectoire de la particule du fil du compteur. Il dépend, d'autre part, de tous les facteurs qui déterminent la mobilité de l'électron dans le mélange gazeux emplissant le compteur et, tout particulièrement, de la pression de ce gaz et de la tension V appliquée aux bornes du compteur.

Les données relatives au mouvement des électrons dans le mélange en question sont encore mal connues et ne permettent pas d'évaluer correctement la valeur du temps de latence. Or, ce temps, ainsi que le retard qui résulte de la pente finie de l'impulsion du compteur, déterminent un retard global dont la valeur moyenne et les fluctuations sont d'une importance essentielle dans toutes les recherches impliquant des coïncidences à faible temps de résolution. Le présent travail concerne l'étude de ces retards, en fonction de la tension appliquée V et de la position, par rapport à l'axe du compteur, de la trajectoire de la particule détectée.

2. Influence du seuil de sensibilité du circuit de détection.

— La chute de tension v , provoquée par la décharge dans l'impédance branchée aux bornes du compteur, ne présente point un départ brusque (*fig. 1*). L'impulsion apparaît avec une amplitude négligeable durant la période de latence. Dès la formation de l'avalanche initiale, les électrons qui y prennent naissance, sont collectés dans un temps très bref par le fil du compteur. Mais, comme ils proviennent du voisinage immédiat du fil, région où le potentiel diffère peu de celui du fil, leur contribution à la chute de tension est très réduite. La valeur de v ne devient appréciable qu'au moment où les ions positifs se mettent en mouvement vers la cathode. Le temps nécessaire à la collection des ions représente sensiblement le temps de restitution du compteur. Il peut être 100 à 1000 fois plus long que le temps de latence et, si nous le mentionnons, c'est uniquement pour mieux situer les domaines des retards impliqués dans le fonctionnement des compteurs Geiger-Müller.

Pour obtenir une valeur précise directe du temps de latence T_1 , il faut utiliser un amplificateur susceptible de mettre en évidence l'impulsion du compteur,

Fig. 1. — Représentation schématique de l'impulsion de décharge d'un compteur Geiger-Müller.

L'origine des temps correspond au temps de passage de la particule cosmique. Le temps de latence T_1 proprement dit du compteur est égal à la durée du parcours, jusqu'à la région de multiplication, de l'électron le plus proche du fil. T_q représente le temps au bout duquel l'impulsion, une fois le processus de multiplication amorcé, atteint le seuil de sensibilité v_m du circuit associé au compteur.

dès que la première cascade de multiplication des charges a lieu. S'il n'en est pas ainsi, on risque d'introduire dans la mesure cherchée une erreur d'autant plus grande que la sensibilité en question est réduite. En effet, cette erreur est égale à

$$T_q = \frac{v_m}{q}, \quad (1)$$

où v_m désigne la valeur minimum détectable de v et où q , égal à $\frac{dv}{dT}$, représente la pente initiale de l'impulsion que nous admettrons constante entre $v = 0$ et $v = v_m$.

Le retard total observé T est donc égal à

$$T = T_1 + T_q. \quad (2)$$

3. Dispositif expérimental. — A. *Méthode utilisée.* — Deux problèmes essentiels surgissent dans une étude relative au temps de latence : la détermination précise de l'instant t_0 , auquel a lieu le passage de la particule génératrice de l'impulsion et la localisation de la trajectoire de cette particule par rapport au fil du compteur.

Les solutions de ces problèmes diffèrent suivant le genre des compteurs étudiés. Elles sont relativement simples pour les compteurs β à paroi mince [1], [2] et dans le cas des compteurs à cathode photosensible pourvus d'une fenêtre transparente à la lumière [3], [4]; elles sont plus difficiles pour des compteurs cosmiques et des compteurs γ [5], [6], [7] et exigent l'emploi de particules d'énergie relativement grande.

La sélection et la localisation de telles particules peut se faire à l'aide d'un télescope de détecteurs

montés en coïncidence. Les détecteurs qui répondent le mieux au but recherché sont des scintillateurs associés à des photomultiplicateurs, car ils sont susceptibles de fournir une valeur très précise de t_0 . Leur faible encombrement facilite, par ailleurs, la localisation de la particule, mais présente le grave inconvénient d'un taux de comptage très réduit, du moins si l'on est contraint de se servir du rayonnement cosmique comme source de particules. C'est uniquement cette considération qui nous a fait abandonner les scintillateurs que nous avions utilisés dans nos essais initiaux.

Un télescope de compteurs Geiger-Müller donne une fréquence plus élevée, mais il exige certaines précautions particulières. Pour qu'un tel dispositif puisse fournir une bonne définition de t_0 , il est indispensable qu'il ne sélectionne que les particules traversant le compteur au voisinage du fil axial. Il suffirait, en principe, d'avoir recours à des compteurs de très faible diamètre, comme l'ont fait Den Hartog et al. [6]. Cependant, un télescope constitué uniquement par de tels compteurs, est fréquemment déchargé, non pas par une seule particule, mais par des gerbes latérales. Or, l'existence de ces gerbes perturbe sensiblement les courbes de distribution du temps de latence, en introduisant un élément d'incertitude pratiquement incontrôlable quant à la distance du fil à laquelle est passée la particule génératrice de la décharge. Nous avons pu vérifier que l'effet de gerbe atteint 15 pour 100 pour un télescope vertical de deux compteurs ayant un

Fig. 2. — Arrangement des compteurs.

Les compteurs C_1 et C_2 , en coïncidence, forment le dispositif de sélection des particules cosmiques. L'ouverture utile du télescope est définie par l'écartement horizontal (6 mm) des compteurs A en anticoincidence. La distance d qui sépare l'axe du compteur étudié B du plan médian du télescope est variable. Les diamètres intérieurs des compteurs C, A et B sont respectivement égaux à 12, 23 et 48 mm.

diamètre de 12 mm et séparés par une distance de 10 cm. Pour cette raison, nous avons adopté un télescope analogue à celui utilisé pour la détermination de l'efficacité des compteurs par Rogozinski et Voisin [8].

Dans le cas où le télescope est constitué par des compteurs Geiger-Müller, la relation (2) ne reste valable que si l'on tient compte du retard T_a du télescope par rapport au temps de passage de la particule. On a, par conséquent,

$$T = T_1 + T_q + T_a. \quad (3)$$

Le télescope utilisé comprend essentiellement deux compteurs C_1 et C_2 , en coïncidence, et un groupe de quatre compteurs A, en anticoincidence avec les premiers; les compteurs A constituent une protection efficace du dispositif contre l'effet des gerbes latérales et permettent, de plus, d'obtenir une ouverture réglable du télescope. La figure 2 représente une coupe verticale de l'arrangement des compteurs, où d désigne la distance qui sépare l'axe du compteur étudié du plan médian vertical du télescope.

La mesure de T_1 se fait en deux étapes : on détermine d'abord le retard T entre l'impulsion du compteur étudié B et l'impulsion d'anticoincidence C_1C_2 -A et l'on mesure ensuite le retard absolu T_a de C_1C_2 -A. Quant au retard T_q , nous verrons par la suite qu'il peut être déterminé à partir de la courbe des retards qui correspondent à $d = 0$.

Chacune des mesures de T_1 et T_q comprend quatre opérations :

- 1° le déclenchement du balayage horizontal d'un tube cathodique par l'impulsion de coïncidence C_1C_2 ;
- 2° l'application de l'impulsion provenant du compteur étudié B, à l'une des plaques de déflection verticale du tube;
- 3° l'allumage du spot par l'impulsion d'anticoincidence C_1C_2 -A, agissant sur la grille Wehnelt;
- 4° l'enregistrement des oscillogrammes par une caméra à déroulement continu, fonctionnant sans obturateur.

Comme la première opération est affectée d'un certain retard inhérent au circuit de déclenchement du balayage, on fait subir à l'impulsion B un retard nettement supérieur au précédent, pour que, sur l'oscillogramme obtenu, le point de départ de cette impulsion survienne à une distance bien mesurable de l'origine du tracé du balayage (fig. 4). Lorsque les impulsions B, C_1 , C_2 sont synchrones, la distance correspondante définit une origine à partir de laquelle seront mesurés les retards T du compteur B. Cette distance de référence est déterminée, comme nous le verrons, en remplaçant les impulsions B, C_1 et C_2 par trois impulsions synchrones de courte durée.

La mesure de T_a , retard du télescope par rapport au passage de la particule, a été effectuée en substi-

tuant au compteur B un scintillateur dont on a négligé le retard propre.

B. *Schéma de principe.* — Le schéma de principe du dispositif est représenté par la figure 3. Les compteurs B, C_1 , C_2 et le groupe des quatre compteurs A en parallèle actionnent respectivement quatre circuits identiques de mise en forme (circuits M.F.). Ces circuits sont du même type que ceux mis au point dans une étude antérieure [9],

Fig. 3. — Schéma de principe du circuit.

Le tube cathodique est normalement bloqué par une polarisation négative entre la grille Wehnelt et la cathode. L'impulsion de coïncidence C_1C_2 provoque le déblocage du tube cathodique, ainsi que le déclenchement du balayage horizontal. Lorsque l'un des compteurs A est déchargé, un signal positif est appliqué sur la cathode du tube, annulant ainsi, avec un léger retard, l'effet de déblocage de la coïncidence C_1C_2 . Les impulsions du compteur B, auxquelles on fait subir un retard fixe, sont appliquées sur l'une des plaques de déflection verticale, l'autre plaque étant reliée en permanence à un générateur de tension sinusoïdale pour l'étalonnage de la base de temps.

ayant pour but de limiter la décharge du compteur à une portion réduite du fil. Le tube cathodique est normalement bloqué par une polarisation négative entre la grille de commande et la cathode. L'impulsion de coïncidence C_1C_2 , sélectionnée par le circuit C, provoque le déblocage du tube, ainsi que le déclenchement du balayage horizontal. Lorsque l'un des compteurs A est déchargé, un signal positif est appliqué à la cathode du tube, annulant ainsi l'effet de déblocage de la coïncidence C_1C_2 .

L'une des plaques du tube cathodique reçoit les impulsions provenant de B, préalablement retardées au moyen d'une ligne à retard, tandis que l'autre plaque est reliée en permanence à un générateur de tension sinusoïdale fonctionnant sur 10 MHz, dont la trace permet la mesure précise de la vitesse de balayage du spot sur chaque oscillogramme (fig. 4).

Tous les circuits utilisés possèdent un temps de

montée au plus égal à $0,1 \mu\text{s}$, de sorte que les fronts des impulsions des compteurs sont reproduits aussi fidèlement que possible.

Les quatre circuits M.F. de mise en forme ont un seuil de sensibilité de $1 \pm 0,1 \text{ V}$. Ils délivrent des signaux dont le front avant a une pente de $300 \text{ V}/\mu\text{s}$.

Fig. 4. — Oscillogrammes d'impulsions du compteur B et du signal de référence.

L'oscillogramme 1 montre le signal de référence obtenu en remplaçant les impulsions des trois compteurs C_1 , C_2 et B par trois impulsions synchrones. Le point de départ de l'impulsion de référence donne l'origine, à partir de laquelle on mesure le retard T du compteur étudié. Le tracé sinusoïdal est obtenu en appliquant une tension de fréquence égale à 10 MHz sur l'une des plaques de déflexion verticale. L'oscillogramme 2 montre l'action d'anticoincidence des compteurs A par l'effacement du tracé. L'oscillogramme 3 montre le signal provenant du compteur B et qui présente un retard de $0,4 \mu\text{s}$ par rapport à l'origine des temps obtenu sur l'oscillogramme 1. Le trait continu vertical, que l'on voit à gauche, est provoqué par la faible luminosité du spot au repos.

Le circuit de coïncidence comporte essentiellement deux diodes à cristaux, suivies d'un discriminateur. Le circuit de balayage horizontal du tube cathodique est incorporé dans un oscillographe à balayage déclenché. Avec le tube cathodique utilisé, la vitesse maximum du balayage pouvant être enregistrée est égale à $5 \cdot 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, soit $0,5 \text{ mm}$ en 10^{-8} s .

L'action d'anticoincidence des compteurs A se produit avec un léger retard dû à la capacité des quatre compteurs mis en parallèle, de sorte que, durant cette période, le début du balayage demeure visible pendant $0,1 \mu\text{s}$ environ; ce retard permet ainsi de contrôler aisément l'efficacité du dispositif antigerbes.

Les caractéristiques des compteurs utilisés sont données dans le tableau I.

C. *Précision des mesures.* — Les erreurs introduites dans les mesures sont de deux ordres, liées les unes au dispositif de mesure, les autres au fonctionnement des compteurs Geiger-Müller du télescope.

Les premières sont dues, soit à des retards inhérents aux circuits de transmission des impulsions, soit à l'imprécision de l'enregistrement photographique.

a. Les fluctuations des retards provenant des circuits sont provoquées par les fluctuations des seuils des circuits déclenchés et par les fluctuations des pentes des fronts des impulsions. Nous avons pu évaluer l'ordre de grandeur de ces effets par des photographies d'oscillogrammes des différentes formes d'impulsions utilisées. En outre, on a mesuré directement la différence θ des retards parasites que les circuits introduisent dans la transmission des deux séries d'impulsions provenant, l'un des compteurs en coïncidence C_1 et C_2 et l'autre du compteur B. Il suffit pour cela de remplacer les compteurs B, C_1 et C_2 par trois générateurs d'impulsions rigoureusement synchrones de forme convenable. Des enregistrements effectués à plusieurs reprises pendant 8 h consécutives ont montré que la valeur de θ était restée constante et égale à $75 \cdot 10^{-8} \text{ s}$,

TABEAU I.

Principales caractéristiques des compteurs utilisés.

Compteur.	Diamètre intérieur cathode (mm).	Diamètre anode (mm).	Longueur utile (cm).	Gaz de remplissage.	Pression (cm Hg).	Seuil (volts)
A	23	0,1	40	$\left\{ \begin{array}{l} \text{alcool } 2 \text{ pour } 100 \\ \text{argon } 1 \text{ » } \\ \text{hélium } 97 \text{ » } \end{array} \right\}$	62	1150 ± 30
B	48	0,1	25	$\left\{ \begin{array}{l} \text{alcool } 10 \text{ » } \\ \text{argon } 90 \text{ » } \end{array} \right\}$	10	1050
C_1	12	0,1	25	$\left\{ \begin{array}{l} \text{alcool } 25 \text{ » } \\ \text{argon } 75 \text{ » } \end{array} \right\}$	13,5	1180
C_2	12	0,1	25	$\left\{ \begin{array}{l} \text{alcool } 25 \text{ » } \\ \text{argon } 75 \text{ » } \end{array} \right\}$	13,5	1160

Fig. 5. — Résultats expérimentaux.

Chaque diagramme représente, pour une surtension V_s et une distance d , le nombre relatif des décharges dont le retard est compris entre $T - \frac{\Delta T}{2}$ et $T + \frac{\Delta T}{2}$ (où $\Delta T = 5 \cdot 10^{-8} s$) en fonction du retard T . La courbe continue est la courbe de Gauss la plus voisine de la distribution expérimentale, n étant égal au nombre total d'événements observés, $\bar{T}$ à la valeur moyenne déduite de la distribution et σ à l'écart standard.

aux erreurs de lecture près (fig. 4). Cependant, comme une erreur sur θ se reporte intégralement sur la valeur mesurée de T , on a tenu à avoir un contrôle permanent de θ , en remplaçant au cours des enregistrements les impulsions des compteurs par les impulsions synchrones mentionnées plus haut.

b. Les performances du dispositif sont actuellement limitées par l'imprécision de l'enregistrement photographique, qui ne permet pas d'apprécier des intervalles de temps inférieurs à 10^{-8} s.

En ce qui concerne les erreurs introduites dans les mesures par les compteurs C_1 et C_2 , on a cherché à les réduire : 1° en utilisant pour C_1 et C_2 des compteurs de faible diamètre (12 mm), fonctionnant avec la surtension V_s , la plus élevée possible, soit $V_s = 150$ V, et 2° en limitant le volume utile de ces compteurs à une tranche de 3 mm de part et d'autre du fil central.

4. Résultats expérimentaux. — Les mesures des retards du compteur B ont été effectuées pour des valeurs de V_s comprises entre 50 et 200 V,

Fig. 6. — Retard moyen $\bar{T}(r, V_s) = \bar{T}_1(r, V_s) + \bar{T}_q(V) - 7.10^{-8}$ s tracé, en fonction de $V_s = V - V_0$, pour trois valeurs de la distance d .

ainsi que pour trois valeurs de la distance d entre le fil du compteur et le plan médian du télescope. L'ensemble des résultats obtenus est réuni dans la figure 5. Chaque diagramme de cette figure donne, en fonction de T , la distribution relative des retards observés

$$y(T) = \frac{1}{n_0} \frac{\Delta n(T)}{\Delta T}, \quad (4)$$

où n_0 représente le nombre total d'événements enregistrés, ΔT , égal à 5.10^{-8} s, l'intervalle de temps choisi et $\Delta n(T)$, le nombre d'événements dont le retard est compris entre $T - \frac{\Delta T}{2}$ et $T + \frac{\Delta T}{2}$.

Chacune de ces distributions peut être représentée par une courbe de Gauss dont l'écart quadratique moyen est égal à σ et la valeur moyenne à $\bar{T}$, toutes ces données étant indiquées dans chaque distribution de la figure 5. La figure 6 représente les valeurs moyennes $\bar{T}$ en fonction de V_s , avec d

comme paramètre, tandis que la figure 7 donne σ en fonction des mêmes grandeurs.

Le temps T_a a été déterminé au cours de la mesure déjà mentionnée, où l'on a remplacé le compteur B par un scintillateur en plastique. La distribution relative $y(T_a)$ des retards est donnée dans la figure 8.

Fig. 7. — Variations de l'écart quadratique moyen de la distribution des retard T_s (fig. 5), en fonction de la surtension V_s et pour trois valeurs de d .

Fig. 8. — Distribution des retards observés en remplaçant le compteur B par un scintillateur. Le photomultiplicateur est déclenché en avance par rapport à la coïncidence $C_1 C_2$ d'un temps égal en moyenne à $\bar{T}_a = 7.10^{-8}$ s. Les symboles de la figure sont les mêmes que ceux de la figure 5.

On constate que les temps T_a sont négatifs, ce qui indique une avance des réponses du photomultiplicateur par rapport à celles du télescope C_1C_2 . Les fluctuations autour de la valeur moyenne $\bar{T}_a$ sont plus importantes que celles auxquelles on pourrait s'attendre, si l'on se réfère aux diagrammes de la figure 5 pour $V_s = 200$ V, dont la distribution est plus aiguë que celle de la figure 8. Cela tient à ce que, contrairement au cas du compteur Geiger-Müller, le scintillateur fournit, dans les conditions utilisées, des impulsions dont le spectre d'amplitude est relativement étalé et dont les plus petites peuvent introduire des retards variables. On sait en effet que, même avec des fronts très raides, mais avec des amplitudes voisines du seuil de sensibilité d'un circuit déclenché (circuit M.F.), de telles impulsions provoquent des retards dans la réponse du circuit, retards qui peuvent atteindre quelques 10^{-8} s. Nous ne tiendrons pas compte des fluctuations de T_a qui résultent de la précision limitée du dispositif à scintillations et nous adopterons $T_a = -7 \cdot 10^{-8}$ s.

5. Interprétation et discussion des résultats.

— Rappelons que, conformément à la relation (3), le temps T directement mesuré est la résultante des temps partiels suivants : 1° le temps de latence T_1 proprement dit; 2° le temps T_q qui dépend de la pente initiale de l'impulsion ainsi que de la sensibilité du circuit associé au compteur B, et 3° le retard absolu T_a de l'impulsion C_1C_2 par rapport au temps de passage de la particule cosmique.

A. *Expression de T_1 .* — Le temps T_1 peut être exprimé en fonction de la tension V appliquée au compteur, si l'on admet que la vitesse de migration w d'un électron libéré au sein du compteur à une distance r de son axe ⁽¹⁾ est de la forme

$$w = \frac{dr}{dt} = kE^\gamma, \quad (5)$$

où $E = \frac{V}{rL \frac{b}{a}}$ représente le champ électrique à la

distance r , k la mobilité électronique à la pression considérée et γ une constante dont la valeur varie suivant les auteurs [2], [6], [7] de 0,5 à 1. On obtient T_1 par intégration de (5) entre les limites r et a :

$$T_1 = \frac{1}{k} \frac{r^{\gamma+1}}{\gamma+1} \left(\frac{L \frac{b}{a}}{V} \right)^\gamma. \quad (6)$$

B. *Expression de T_q .* — En ce qui concerne le temps T_q qui est évidemment indépendant de r , il est déterminé, pour une sensibilité v_m donnée

du circuit, par la surtension $V_s = V - V_0$ au-dessus du seuil V_0 du compteur.

Dans le cas actuel, la sensibilité v_m est égale à 0,4 V, de sorte qu'elle représente une faible fraction de l'amplitude totale de l'impulsion du compteur. On peut admettre dans ces conditions que cette portion de l'impulsion varie, en première approximation, linéairement avec le temps et que la pente correspondante est proportionnelle à la surtension V_s . On a alors

$$T_q = \frac{Q}{V_s}, \quad (7)$$

où Q est une constante qui dépend du compteur et de la sensibilité v_m . Dans le cas où $d = 0$, on peut négliger T_1 par rapport à T_q , de sorte que la courbe

Fig. 9. — Influence de la surtension V_s sur la valeur du retard $\bar{T}_q$.

Dans le cas où $d = 0$, on a $\bar{T}(r_0, V) = \bar{T}_q(V) - 7 \cdot 10^{-8}$ s.

La courbe montre $\bar{T}_q$ en fonction de $\frac{1}{V_s}$. La pente de la région linéaire de la courbe donne la valeur de la constante Q de l'équation (6). L'existence de cette région linéaire confirme l'hypothèse faite sur la forme de l'impulsion de Geiger. On constate une courbure pour les valeurs de $\frac{1}{V_s}$ correspondant à de faibles surtensions. Dans cette région, le coefficient Q ne peut être considéré comme constant; la pente du front de l'impulsion de Geiger n'est pas proportionnelle à la surtension.

de T tracée en fonction de $\frac{1}{V_s}$ devient une droite (fig. 9), qui permet la détermination de la constante Q .

C. *Signification de T_a .* — Le temps T_a est la somme des temps de latence du compteur C_1 ou C_2 et du temps de montée de l'impulsion de coïncidence C_1C_2 . Si l'on tient compte des valeurs de la mobilité k des électrons indiquée plus loin, on trouve que le temps de latence correspondant à des particules sélectionnées par le télescope, c'est-à-dire passant à moins de 3 mm de l'axe des compteurs C_1C_2 , est seulement de l'ordre de 10^{-8} s. Cette valeur est obtenue dans l'hypothèse la moins favorable de $\gamma = 0$, valable dans la région considérée des compteurs. Il en résulte que la valeur indiquée de $T_a = 7 \cdot 10^{-8}$ s

⁽¹⁾ On suppose que l'électron est libéré en dehors de la région du compteur où a lieu la multiplication et qui intéresse une très faible portion du volume du compteur.

est due presque entièrement à la valeur du seuil du circuit associé. On peut affirmer, par conséquent, qu'en diminuant la valeur de ce seuil, on pourrait réduire T_a jusqu'à une valeur voisine de 10^{-8} s.

D. *Evaluation de γ et de k .* — En tenant compte des expressions précédentes de T_1 et de T_0 , on trouve

$$T(r, V) = \frac{1}{k} \frac{r^{\gamma+1} - a^{\gamma+1}}{\gamma + 1} \left(\frac{L}{V} \frac{b}{a} \right)^{\gamma} + \frac{Q}{V} - 7 \cdot 10^{-8} \quad (\text{en s}). \quad (8)$$

Désignons par r_0 , r_1 et r_2 les valeurs moyennes de r dans les cas où l'on a respectivement $d = 0$, $d = 1$ cm et $d = 1,9$ cm. Un calcul approché montre que $r_0 = \frac{r_{\max}}{\sqrt{3}} = 0,17$ cm, $r_1 = 1$ cm et $r_2 = 1,9$ cm.

Fig. 10. — Courbes de $\log T(r_i, V) - T(r_0, V)$ en fonction de $\log r$, avec V comme paramètre.

Ces valeurs ne sont valables que si l'ionisation spécifique des particules cosmiques sélectionnées est supérieure à environ cinq paires d'ions par centimètre de parcours dans le compteur, c'est-à-dire si la distance moyenne entre deux électrons est inférieure à 2 mm.

En formant la différence $T(r_i, V) - T(r_0, V)$, où $i = 1$ ou 2 , on obtient

$$\Delta T_i(V) = T(r_i, V) - T(r_0, V) = \frac{A}{V^{\gamma}} r_i^{\gamma+1} \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_i} \right)^{\gamma+1} \right], \quad (9)$$

où

$$A = \frac{1}{k(\gamma + 1)} \left(L \frac{b}{a} \right)^{\gamma}.$$

En négligeant $\left(\frac{r_0}{r_i} \right)^{\gamma+1}$ devant 1, il vient

$$\Delta T_i(V) = \frac{A}{V^{\gamma}} r_i^{\gamma+1}. \quad (9')$$

On peut rapprocher cette expression de ΔT_i de la relation (6) donnant l'expression de T_1 ; on cons-

tate que l'on a sensiblement $\Delta T_i = T_1$, ce qui permet, à partir des courbes de la figure 6, de connaître le temps de latence correspondant à $d = 1$ cm et $d = 1,9$ cm.

Si l'on trace $L(\Delta T_i)$ en fonction de Lr_i , on trouve pour différentes valeurs de V le réseau de droites de la figure 10, valables pour $V = 1100, 1150, 1200, 1250$ V et dont la pente est égale à $\gamma + 1$. Les quatre valeurs de γ ainsi déterminées sont égales respectivement à 0,6, 0,9, 1 et 1. En raison de la dispersion de ces résultats, il est impossible de dire si γ est une constante indépendante de E . On peut cependant affirmer que l'ensemble des résultats obtenus est compatible avec une valeur unique de $\gamma = 1$, valable dans le domaine du compteur ($d > 1$ cm) pour lequel $0,9 < \frac{E}{p} < 2$, où E est exprimé en $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ et p en mm Hg. En portant la valeur de γ dans la relation (9), on obtient, pour $r = 1$ cm et $r = 1,9$ cm, les valeurs de k rassemblées dans le tableau II. La valeur moyenne de k ainsi déterminée est égale à $21\,600 \pm 2\,100$, en assez bon accord avec Den Hartog et al. qui trouvent $k = 15\,700 \pm 800$ [6]. Les valeurs de γ sont en accord avec les résultats récents des auteurs cités.

TABLEAU II.

Valeur de la mobilité k
(exprimée en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$
pour la pression totale de 10 cm Hg).

Les différentes valeurs sont obtenues à partir des courbes de la figure 6 à l'aide de la relation (9). La valeur moyenne est indiquée.

V_s (V)	$d = 1,9$ cm	$d = 1$ cm
200.....	23 200	28 100
150.....	19 200	21 100
100.....	19 000	18 900
Valeur moyenne de k	$21\,600 \pm 2\,100$	

E. *Retards anormaux.* — Il résulte de l'examen des courbes de la figure 5 que les fluctuations du retard global sont d'autant plus accusées que la surtension V_s est plus réduite et que la trajectoire de la particule ionisante passe à une distance plus grande de l'axe des compteurs.

Un fait particulier mérite d'être relevé ici : lorsque la surtension V_s est inférieure à une centaine de volts, on constate qu'une fraction — d'ailleurs faible — des impulsions présente des retards dépassant plusieurs fois l'écart quadratique moyen, donc des retards tout à fait anormaux. Ceux-ci disparaissent complètement pour des surtensions de $V_s > 100$ V. Certains d'entre eux peuvent s'expliquer par des impulsions tombant dans le temps mort d'une impulsion précédente [10] et présentant de ce fait une amplitude et une pente initiale réduites; mais le phénomène demeure, jusqu'ici, inexpliqué dans

son ensemble. Ces retards aberrants pourraient aussi provenir des fluctuations exceptionnelles du temps de montée de l'impulsion, plutôt que de celles du temps de latence, car ils se manifestent aussi bien pour $d = 0$ que pour $d = 1,9$ cm.

Quelle que soit leur origine, l'existence même de ces retards impose une vigilance toute particulière quant au choix des compteurs et quant aux conditions de leur utilisation dans toutes les expériences destinées à mettre en évidence, entre différents phénomènes, des retards du même ordre que les retards anormaux en question.

6. Conclusion. — Pour qu'un compteur Geiger-Müller donne une réponse avec un retard, dont, non seulement la valeur absolue, mais aussi les fluctuations soient réduites au minimum et, dans une large mesure, indépendantes de la sensibilité de l'amplificateur associé au compteur, il convient d'avoir recours à un compteur de faible diamètre aux bornes duquel on appliquera une surtension aussi élevée que possible.

Les courbes obtenues permettent, en particulier, de tirer quelques conclusions quant au temps de résolution pouvant être utilisé, sans perte appréciable d'efficacité, dans des expériences impliquant des compteurs en coïncidence. C'est ainsi que l'on

pourrait atteindre un temps de résolution $\tau < 10^{-6}$ s, même avec des compteurs de 50 mm de diamètre, à condition que $V_s > 100$ V. Pour avoir $\tau \simeq 3 \cdot 10^{-7}$ s, le diamètre du compteur devrait être inférieur à 20 mm et $V_s > 150$ V. Pour utiliser des temps de résolution plus faibles, il faudrait avoir recours à des diamètres très réduits et, surtout, à des circuits de coïncidence ayant un seuil de sensibilité bien inférieur à 0,4 V. Certes, une forte surtension entraîne l'inconvénient d'exposer le compteur à une détérioration rapide de ses qualités (seuil, longueur et pente du plateau, etc.). Cette évolution peut cependant être sensiblement atténuée par l'emploi d'un circuit de limitation de la décharge [9], grâce auquel le développement de cette décharge s'arrête, dès que l'amplitude de l'impulsion atteint le seuil de sensibilité du circuit. Par ailleurs, une réduction du diamètre du compteur entraîne, dans certains cas, l'obligation d'utiliser plusieurs compteurs en parallèle, dont il sera nécessaire de réduire par des circuits appropriés la capacité accrue qui en résulte.

Nous tenons à remercier M. J. Andréjol pour son active participation à la mise au point du dispositif et pour le dépouillement systématique des enregistrements.

Manuscrit reçu le 6 mars 1954.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] SHERWIN C. W. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 111.
- [2] STEVENSON A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 93.
RAMSEY W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 95.
PORTER W. C. et RAMSEY W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 95.
- [3] LAUFER A. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 244.
- [4] HEIRTZLER J. R. — New-York University, 1953, Project n° 141, Report n° 141.05.
- [5] TICHO H. K. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 271.
- [6] DEN HARTOG H., MULLER F. A. et VERSTER N. F. — *Physica*, 1947, **13**, 251.
- DEN HARTOG H., MULLER F. A. et VAN ROODEN C. S. W. — *Physica*, 1949, **15**, 581.
- [7] ALBERIGI QUARANTA A., MEZZETTI L. et PANCINI E. — *Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 618.
- [8] ROGOZINSKI A. et VOISIN A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 409.
- [9] PICARD E. et ROGOZINSKI A. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 304.
- [10] PICARD E. et ROGOZINSKI A. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 445.