



Construction d'un chronotron pour la mesure du temps de vol des neutrons rapides

J. Duclos

► To cite this version:

J. Duclos. Construction d'un chronotron pour la mesure du temps de vol des neutrons rapides. J. Phys. Phys. Appl., 1960, 21 (S3), pp.19-23. 10.1051/jphysap:0196000210301900 . jpa-00212769

HAL Id: jpa-00212769

<https://hal.science/jpa-00212769>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CONSTRUCTION D'UN CHRONOTRON POUR LA MESURE DU TEMPS DE VOL DES NEUTRONS RAPIDES

Par J. DUCLOS,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Université de Grenoble.

Résumé. — Un chronotron utilisant les circuits d'enregistrement d'un sélecteur d'amplitude 100 canaux est décrit. Une dilatation du temps est obtenue à l'aide d'une distribution de 20 lampes « 6BN6 ». La largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution est $7 \cdot 10^{-10}$ s pour les coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$ du ^{60}Co et $2 \cdot 10^{-9}$ s pour les coïncidences $n\text{-}\alpha$ de la réaction (d, t) .

Abstract. — A chronotron using the storage circuits of a 100 channel amplitude analyser is described. A time expansion is obtained by an arrangement of « 6BN6 » tubes. The width at half maximum of prompt coincidences curve is 7×10^{-10} s for $\gamma\text{-}\gamma$ coincidences from ^{60}Co and 2×10^{-9} s for $n\text{-}\alpha$ coincidences from the (d, t) reaction.

I. Introduction. — L'appareil qui est décrit ici a été construit dans le cadre de l'étude des réactions (n, n') $(n, 2n)$... entreprise au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Grenoble et du Centre d'Études Nucléaires de Grenoble. La source de neutrons est obtenue en bombardant une cible de tritium par un faisceau de deutons issus d'un accélérateur électrostatique de 300 kV. Les neutrons de 14 MeV donnés par la réaction (d, t) bombardent à leur tour une cible d'étude et le problème est d'analyser le spectre d'énergie des neutrons secondaires obtenus.

Parmi les appareils susceptibles d'effectuer cette étude, les spectromètres à protons de recul ont une bonne résolution mais une efficacité faible (Cochran, 1955 ; Johnson, 1956). La méthode du temps de vol permet d'augmenter cette efficacité par un facteur 10^3 à 10^4 , mais elle nécessite des circuits à coïncidences ayant un temps de résolution de l'ordre de 10^{-9} s. Par ailleurs, pour les expériences envisagées, il est nécessaire d'admettre un nombre élevé d'impulsions dans l'une des voies au moins. En effet, l'instant initial du temps de vol est déterminé par la détection de la particule α de la réaction (d, t) et le nombre d'impulsions par seconde dans cette voie peut atteindre 10^5 à 10^6 . Enfin, étant donnés les faibles taux de comptage auxquels on doit s'attendre, il est utile de disposer d'un système multicanaux analysant simultanément toute l'échelle des temps.

Parmi les sélecteurs de temps du domaine de la nanoseconde, les systèmes à transformation directe du temps en amplitude repèrent les impulsions de commande par leur front de montée ; ce sont des circuits à seuils qui introduisent systématiquement une imprécision sur l'instant de déclenchement, dans le cas d'une distribution d'amplitude des impulsions. Toutefois plusieurs circuits ont été décrits permettant d'obtenir des temps de résolution physique de l'ordre de la nanoseconde. Dans

le dispositif de Neilsen (1955) une capacité se charge par un courant constant pendant la durée de superposition des deux impulsions de com-

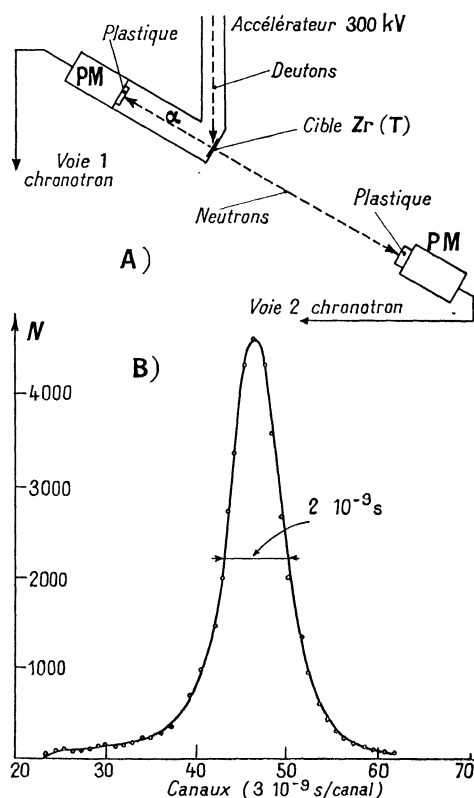


FIG. 1. — Spectromètre à neutrons rapides par temps de vol.
A : Dispositif expérimental. — B : Courbe de résolution.
En abscisses, lire : $3 \cdot 10^{-10}$ s/canal.

mande précédemment calibrées. Cette charge s'effectue par l'intermédiaire d'une lampe 6BN6 qui réalise, en outre, la coïncidence. Rémy (1957) a perfectionné ce dispositif en utilisant comme cir-

cuit de coïncidences rapides une simple diode suivant la technique développée par Bell (1952). Green (1958) a présenté un circuit analogue équipé, à nouveau, d'une lampe 6BN6, qui permet d'obtenir des temps de résolution inférieurs à 10^{-9} s.

Les systèmes généralement appelés chronotrons qui repèrent les impulsions de commande par leur centre de gravité ne font pas intervenir l'erreur citée plus haut. Mais cet avantage est acquis au prix d'une complication notable des circuits électroniques, spécialement lorsque le chronotron dispose de ses propres circuits d'enregistrement (Neddermeyer, 1947; Keuffel, 1949; O'Neill, 1955; Meunier, 1957). La méthode qui consiste à effectuer une transformation du temps en amplitude après dilatation du temps (Cottini, 1956) est certes plus avantageuse car elle permet à la fois de repérer les impulsions par leur centre de gravité et d'utiliser les circuits d'enregistrement d'un sélecteur d'amplitude multicanaux, appareil existant déjà dans la plupart des laboratoires. Une solution analogue a été adoptée en partant d'un chronotron décrit par O'Neill (1955). Dans ce type de chronotron, les impulsions de commande se propagent en sens inverse dans deux lignes à faible retard parallèles construites sur les grilles de commande de lampes 6BN6 suivant la technique des amplificateurs distribués. Les impulsions de courant plaque résultant de coïncidences sont enregistrées dans une ligne à grand retard. On recherche dans cette ligne la position de l'impulsion de coïncidence maximum traduisant la superposition du centre de gravité des deux impulsions de commande. On en déduit alors le retard primitif de l'une des impulsions sur l'autre. Dans le chronotron O'Neill, la position de l'impulsion de coïncidence maximum n' est donnée que par valeurs discrètes. Il en résulte

une largeur de canal minimum de $4 \cdot 10^{-9}$ s. On a cherché alors à obtenir dans la ligne à grand retard, l'enveloppe de l'amplitude des impulsions de coïncidence. On effectue ainsi une interpolation continue entre les valeurs discrètes ci-dessus et la largeur du canal peut être aussi petite qu'on le désire.

L'avantage des lampes 6BN6 dans ce type de montage est de deux sortes. En premier lieu, seule une coïncidence peut donner naissance à une impulsion de courant plaque et par suite influencer les circuits d'analyse, dont le temps mort est généralement important. Ainsi on peut admettre, dans l'une des voies un nombre élevé d'impulsions, tant que le taux de coïncidences reste faible. Par ailleurs, les parties négatives d'impulsions sont sans action sur les grilles de commande, celles-ci étant polarisées légèrement au-dessous du « cut-off ». Or on sait que le temps de résolution diminue lorsqu'on « coupe » l'impulsion à l'aide d'un câble court-circuité, de longueur déterminée, n'utilisant ainsi qu'une fraction de l'impulsion correspondant aux premiers photo-électrons produits. Mais cette opération fait intervenir une partie inverse importante de l'impulsion. Dans beaucoup de chronotrons à diodes cette partie inverse ne peut être admise et on perd un moyen efficace de diminuer le temps de résolution.

II. Description du chronotron. — Le chronotron est schématisé par la figure 2. Les impulsions de commande arrivent aux instants t_1 et t_2 aux deux extrémités opposées E_1 et E_2 des lignes à faible retard. La ligne des grilles g_1 est caractérisée par une impédance de 200Ω et un retard par cellule de $1,2 \cdot 10^{-9}$ s, alors que les grandeurs correspondantes sont 100Ω et $6 \cdot 10^{-9}$ s pour la ligne des grilles g_3 . Primitivement les deux lignes étant

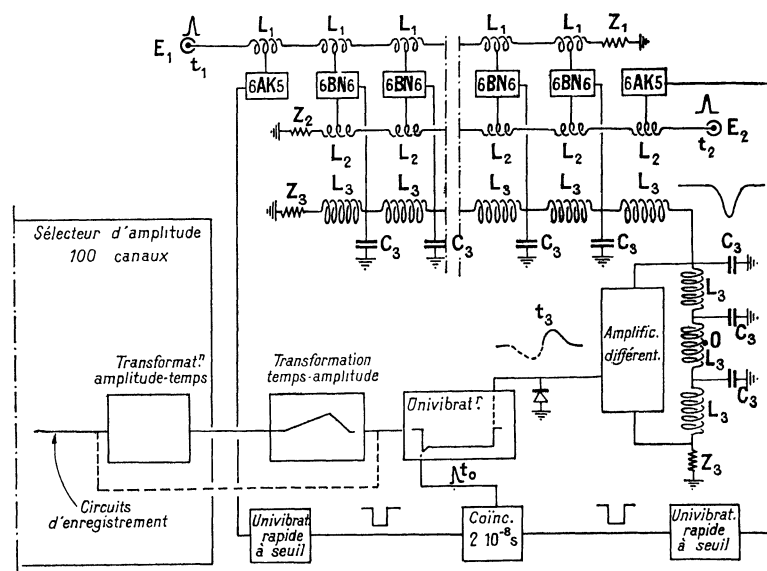


FIG. 2. — Schéma de principe du chronotron.

identiques mais lorsqu'on appliquait une impulsion sur les grilles g_1 , il apparaissait par influence sur les grilles g_3 un résidu parasite qui augmentait d'une lampe à l'autre suivant le processus des amplificateurs distribués et finissait par perturber le fonctionnement de l'appareil.

En introduisant une différence appréciable entre les vitesses de propagation des deux lignes, l'effet d'amplificateur distribué est beaucoup moins important et le phénomène parasite fortement atténué.

Les impulsions de courant plaque, résultant d'une coïncidence servent à charger les capacités C_3 de 35 pF d'une ligne à grand retard dont les selfs L_3 ont une valeur de 2 mH et une capacité répartie de 2 pF. Pendant la durée relativement brève. ($\simeq 10^{-8}$ s) des impulsions de coïncidence, les selfs L_3 jouent le rôle de « selfs d'arrêt » et isolent les différents circuits plaques. Chaque capacité C_3 se trouve ainsi chargée sous une tension proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion de coïncidence correspondante, et une impulsion très large ($\simeq 2 \cdot 10^{-6}$ s) représentant l'enveloppe de ces différentes amplitudes, se trouve inscrite dans la ligne à grand retard. Elle se propage vers une extré-

mité 0, où l'instant d'arrivée t_3 de son maximum est déterminé avec précision, par un amplificateur différentiel. L'instant t_3 dépend de l'endroit de formation du maximum de l'impulsion-enveloppe et par suite du temps $t_2 - t_1$. Une variation de $1,8 \cdot 10^{-9}$ s de $t_2 - t_1$ (passage de la coïncidence d'une lampe à la suivante) correspond à une variation de l'instant t_3 de $2,7 \cdot 10^{-7}$ s (temps de parcours d'une cellule de la ligne à grand retard). On a donc réalisé une dilatation du temps dans un rapport 150.

On compare alors l'instant t_3 à l'instant t_0 défini de la façon suivante : à l'entrée de chaque ligne à faible retard, une lampe 6AK5 montée en cathode suivieuse envoie l'impulsion de commande vers un univibrateur rapide à seuil réglable. Les deux impulsions qui en résultent agissent sur un circuit de coïncidences dont le temps de résolution est $2 \cdot 10^{-8}$ s. L'instant t_0 est déterminé par le front de montée de l'impulsion de coïncidence qui en résulte. Un univibrateur bascule à l'instant t_0 et revient à sa position de repos à l'instant t_3 . On obtient alors une impulsion rectangulaire de durée $t_3 - t_0 = 150 (t_2 - t_1)$.

Un circuit très simple de transformation temps-amplitude permet d'exploiter les résultats à l'aide

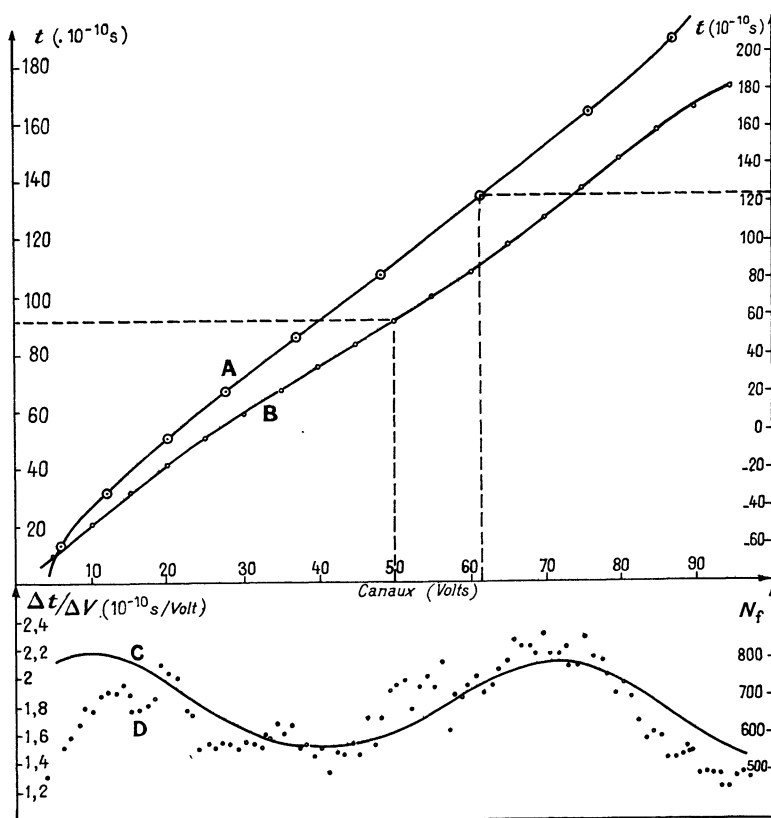


FIG. 3.

- A : Courbe d'étalonnage pour une pente moyenne de $3 \cdot 10^{-10}$ s/volt.
 B : Courbe d'étalonnage pour une pente moyenne de $1,8 \cdot 10^{-10}$ s/volt.
 C : Variations de la pente de la courbe B.
 D : Spectre de coïncidences fortuites,

d'un sélecteur d'amplitude multicanaux. Néanmoins, ce type de sélecteur comportant ordinairement à l'entrée un circuit de transformation amplitude-temps, il est possible de simplifier le montage en adaptant directement le chronotron aux circuits d'enregistrement du sélecteur d'amplitude. Pour cela, il suffit de modifier les caractéristiques de la ligne à grand retard, de telle sorte que la gamme de temps des circuits d'analyse du chronotron corresponde à celle du sélecteur d'amplitude.

III. Étalonnage et performances du chronotron.

— L'étude du montage ci-dessus a fait apparaître un certain nombre d'anomalies dans le fonctionnement des lampes 6BN6 qui limitent les performances du chronotron. Nous avons signalé plus haut l'apparition d'un signal parasite sur les grilles g_3 lorsqu'on applique une impulsion sur les grilles g_1 . La dissymétrie des lignes à faible retard limite l'amplification de ce signal dans le sens de parcours de la voie g_1 . Néanmoins pour les grandes impulsions de cette voie le phénomène est suffisamment important pour libérer un courant plaque dans quelques lampes. Par suite il apparaît des signaux parasites dans les circuits lents et compte tenu du temps mort de ces circuits, le nombre d'impulsions dans la voie g_1 doit être limité à 10^4 par seconde environ. Les impulsions de la voie g_3 , au contraire n'influencent que très faiblement les circuits lents et leur nombre peut dépasser 10^5 par seconde.

Par ailleurs, les lampes 6BN6 ne répondent pas de façon identique aux impulsions d'amplitude différente. Les courbes de coïncidences se déplacent de $5 \cdot 10^{-10}$ s sur l'échelle des temps lorsque l'amplitude des impulsions de commande varie de 3 à 7 volts. Ce fait peut s'expliquer notamment par une variation de temps de transit entre les deux grilles de commande. Pour éviter une augmentation du temps de résolution par ce phénomène, on a limité l'amplitude des impulsions entre 3,5 et 7 volts.

Dans ces conditions, en effectuant des coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$ à partir d'une source de ^{60}Co , on a relevé une courbe de résolution dont la largeur à mi-hauteur est $7 \cdot 10^{-10}$ s ; on a utilisé pour cela des photomultiplicateurs « Radiotechnique 56 AVP » sans amplificateurs, équipés de scintillateurs organiques (P. terphenyl + Popop dans polystyrène).

On a relevé la courbe d'étalonnage en utilisant un générateur d'impulsions brèves et une ligne à retard variable. En choisissant une largeur de canal de $3 \cdot 10^{-10}$ s, la courbe est sensiblement linéaire entre les canaux 20 et 80. Les défauts de linéarité apparaissent plus nettement lorsqu'on diminue la largeur de canal à $1,8 \cdot 10^{-10}$ s en ne conservant que la partie centrale de la courbe précédente. La largeur de canal se modifie en agissant sur le facteur de transformation temps-amplitude. En outre un seuil variable placé avant l'étage de

sortie permet de déplacer l'échelle des amplitudes par rapport à l'échelle des temps. On a relevé également le spectre horizontal des coïncidences fortuites, en alimentant chacune des deux voies du chronotron par des impulsions aléatoires sans corrélation de temps. La courbe obtenue reproduit assez bien les variations de pente de la courbe d'étalonnage.

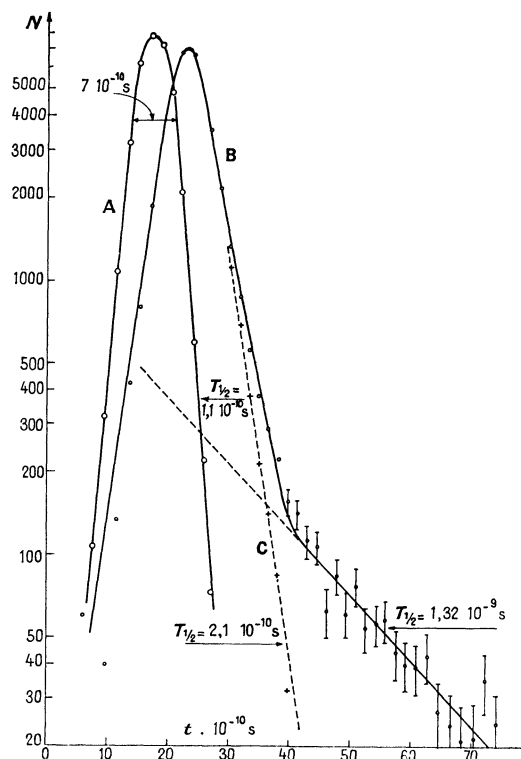


FIG. 4.

A : Courbe de coïncidences simultanées $\gamma\text{-}\gamma$ obtenue à partir d'une source de ^{60}Co .

B : Courbe de coïncidences retardées entre les photons γ de 1,28 MeV de ^{22}Na et les photons γ de 0,511 MeV résultant de l'annihilation dans le téflon des positrons correspondants.

C : Courbe déduite de B en retranchant la période longue. La position relative des courbes A et B sur la figure est arbitraire.

Il paraît difficile d'obtenir une très bonne linéarité. Celle-ci supposerait notamment pour les lampes 6BN6 des caractéristiques identiques. Or la présence de deux grilles de commande fait intervenir deux groupes de caractéristiques qui nécessitent une sélection minutieuse à partir d'un nombre élevé de tubes. Les 20 lampes utilisées pour tracer les courbes ci-dessus, ont été choisies dans un lot de 100. Malgré cela les caractéristiques varient dans des limites supérieures à $\pm 10\%$.

Une courbe de coïncidences simultanées entre les photons γ de 1,28 MeV et les photons γ de 0,511 MeV obtenus par annihilation dans le téflon

des positrons correspondants, fait apparaître une période longue $T_{1/2} = (1,32 \pm 0,15) 10^{-9}$ s et une période courte $T_{1/2} = (2,1 \pm 0,5) 10^{-10}$ s. Pour établir cette courbe on a relevé d'abord le spectre complet des coïncidences N_c , puis le spectre des coïncidences fortuites, N_f , seules, en rejetant les coïncidences réelles en dehors de la gamme de temps étudiée par l'addition d'un retard supplémentaire dans l'une des voies. On a porté en abscisse pour chaque canal une valeur proportionnelle à

$$(N_c - N_f)/N_f.$$

En outre la position des canaux sur l'échelle des temps a été déterminée en tenant compte de la courbe d'étalonnage.

On a enfin effectué des coïncidences (n, α) à partir de la réaction (d, t) (fig. 1). La largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution est de $2 \cdot 10^{-9}$ s. L'augmentation du temps de résolution est due principalement à des fluctuations de parcours des α et des neutrons de la cible aux détecteurs. Néanmoins, dans ces conditions, il est possible de mesurer l'énergie de neutrons de 14 MeV avec une résolution de 10 % en prenant un parcours de deux mètres, l'efficacité restant suffisante.

IV. Conclusion. — Le chronotron ainsi réalisé remplit les conditions imposées au début de cette

étude. Cependant sa mise au point serait facilitée et ses performances améliorées par l'emploi d'une lampe à coïncidences plus perfectionnée. Il serait souhaitable en particulier de réaliser, pour celle-ci, deux électrodes de commande parfaitement symétriques et n'ayant entre elles aucune interaction. Le but recherché est d'obtenir de cette façon un rejet total des signaux en l'absence de coïncidences et de réponses identiques aux signaux d'amplitude différente. En outre, afin de réaliser le repérage des impulsions par leur centre de gravité, il est nécessaire que le courant plaque soit proportionnel au produit des amplitudes instantanées des signaux appliqués sur les deux électrodes de commande, et cela dans une gamme aussi étendue que possible. Une telle lampe rendrait de grands services pour la mesure des temps de l'ordre de 10^{-10} s.

Je suis reconnaissant au C. N. R. S. de m'avoir permis d'effectuer cette étude qui a fait l'objet d'une thèse d'Ingénieur-Docteur (Duclos, 1958). Je remercie tout particulièrement M. le Pr Bouchez qui m'a sans relâche prodigué ses conseils. Je remercie également MM. Fleury et Van Zurk du C. E. N. G. pour les nombreuses suggestions qu'ils ont bien voulu m'apporter au cours de nos fréquentes discussions.

Manuscrit reçu le 16 novembre 1959.

RÉFÉRENCES

- COCHRAN (B.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 757.
 COTTINI (C.) et GATTI (E.), *Nuovo Cimento*, 1956, **4**, 1550.
 DUCLOS (J.), *Thèse*, Grenoble, 1958, **101**.
 GREEN (R. E.) et BELL (R. E.), *Canad. J. Phys.*, 1958, **36**, 1684.
 JOHNSON (G. K.), *Rev. Sc. Instr.*, 1956, **27**, 468.
 JONES (G.) et WARREN (J. B.), *J. Sc. Instr.*, 1956, **33**, 429.
 KEUFFEL (J. W.), *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 197.
 LEPRI (F.), MEZZETTI (L.) et STOPPINI (G.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 936.
 MEUNIER (R.) et DAVIDSON (G.), *Rev. Sc. Instr.*, 1957, **28**, 1010.
 NEDDERMEYER (S. H.), ALTHANS (E. J.), ALLISON (W.) et SCHATZ (E. R.), *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 488.
 NEILSON (G. C.) et JAMES (D. B.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 1018.
 O'NEILL (G. K.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 285.
 RÉMY (E.) et WINTER (K.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 112 A ; *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 96.