



HAL
open science

Le fonctionnement des compteurs de Geiger-Muller à autocopure

Daniel Blanc

► **To cite this version:**

Daniel Blanc. Le fonctionnement des compteurs de Geiger-Muller à autocopure. Journal de Physique et le Radium, 1953, 14 (4), pp.260-269. 10.1051/jphysrad:01953001404026000 . jpa-00234728

HAL Id: jpa-00234728

<https://hal.science/jpa-00234728>

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.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

LE FONCTIONNEMENT DES COMPTEURS DE GEIGER-MULLER A AUTOCOUPURE

Par DANIEL BLANC,

Laboratoire de Physique atomique et moléculaire du Collège de France.

Sommaire. — On analyse la théorie du fonctionnement des compteurs à constituant polyatomique, puis des compteurs à halogène. Ces considérations permettent de définir avec précision les caractéristiques fondamentales du tube : temps de latence, propagation de la décharge le long du fil, temps mort, forme des impulsions, courbe du « plateau », variables dont dépend le plateau.

Sans traiter les techniques de construction et de remplissage des tubes, on passe ensuite rapidement en revue les compteurs de types particuliers, en indiquant leurs applications.

Cet exposé se termine par une revue détaillée des propriétés des compteurs du type Maze dits « à cathode externe ».

L'efficacité aux divers rayonnements, les circuits électroniques associés, les systèmes de coïncidences et d'anticoïncidences ne sont pas étudiés.

Rutherford et Geiger [1], en 1908, imaginèrent un appareil où l'ionisation produite dans un gaz par des particules α était, sous l'action d'un champ électrique, amplifiée par collisions contre les molécules de ce gaz; l'impulsion électrique en résultant était recueillie sur un électromètre. Il s'agissait du premier compteur à pointe.

Ce n'est qu'en 1928 que Geiger et Müller [2] donnèrent à ce type de détecteur sa forme actuelle : cylindre et fil anode coaxial (*fig. 1*).

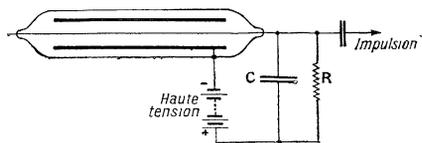


Fig. 1. — Circuit fondamental lié au compteur.

Les gaz de remplissage étaient mono- ou diatomiques (argon, azote, hydrogène, air). L'arrivée de l'impulsion sur le fil provoque dans la résistance R une chute de tension qui diminue fortement le champ électrique près du fil, arrête ainsi la décharge.

Trost [3] (1937), constata que l'addition au gaz permanent d'alcool et, de façon plus générale, de molécules polyatomiques (quatre atomes ou plus par molécule), permettait de diminuer la résistance R dans de grandes proportions : il existait donc un mécanisme intérieur au compteur responsable de l'arrêt de la décharge, et l'ensemble revenait ainsi plus rapidement à son état initial. Ceci conduisit à appeler « rapides » ces nouveaux compteurs, par opposition aux précédents dits « lents ». Les termes de

« autocoupeur » et « non-autocoupeur », introduits par S. A. Korff [4], sont préférables.

On trouvera une étude historique très complète dans [5].

Nous ne traiterons pas le fonctionnement du compteur dans les régions de proportionnalité totale ou limitée, se reporter à [6]. Nous n'aborderons pas non plus le calcul et la mesure de l'efficacité, les systèmes de coïncidences et d'anticoïncidences, les techniques de fabrication, les circuits électroniques associés. Nous renvoyons le lecteur aux Ouvrages de S. A. Korff [4], S. C. Curran et J. D. Craggs [7], D. H. Wilkinson [8]. Pour les compteurs à cathode photosensible associés à des scintillateurs, voir [9].

On trouvera une série complète de définitions concernant les caractéristiques des compteurs dans [10] (normalisation récente de l'Institute of Radio Engineers, U. S. A.).

Théorie du fonctionnement.

Compteurs à constituant polyatomique. — C. G. et D. D. Montgomery [11] (1940), s'inspirant des travaux antérieurs de Geiger, Werner, Von Hippel, etc. [5], établirent la théorie des compteurs non-autocoupeurs. Une partie de leurs explications s'applique aux compteurs autocoupeurs.

S. A. Korff et R. D. Present [12] (1944), s'appuyant sur le travail de P. Weisz [13] et leurs propres expériences, donnèrent une explication très complète du rôle du constituant polyatomique.

Pour eux, le fait fondamental provient de ce que la molécule polyatomique possède une grande probabilité de prédissociation à partir d'états électroniques excités (elle présente, en effet, un spectre d'absorp-

tion diffus dans l'ultraviolet, région intéressant le fonctionnement du compteur).

La particule ionisante, pénétrant dans le volume sensible du compteur, y produit un certain nombre de paires d'ions. L'avalanche de Townsend se déclenche dans le voisinage immédiat du fil. Ont lieu successivement les processus de coupure suivants :

1° COUPURE DE L'AVALANCHE INITIALE (en un temps de l'ordre de 10^{-6} s après la formation des ions primaires). — Les ions positifs formés sont supposés immobiles : leur vitesse de déplacement est en effet plusieurs milliers de fois plus faible que celle des électrons.

A. *Coupure des photons, émis par le gaz rare.* — Ils sont absorbés par les molécules polyatomiques, qui se décomposent sans rayonner. Il semble que ceci évite l'émission de photoélectrons sur le cylindre, très importante au contraire dans le cas des non-autocoupeurs. Ces photons sont responsables de la propagation de la décharge tout le long du fil, de proche en proche. Nous y reviendrons plus loin.

Signalons que les expériences de S. H. Liebson [14], [15], sur des mélanges bromure de méthylène-argon et alcool-argon contredisent ce mécanisme. Les chocs des électrons sur les molécules polyatomiques seraient prépondérants : la vapeur organique empêcherait les photons de se former, l'énergie qu'elle reçoit servant à la décomposer, et elle n'absorberait que très peu les photons produits.

B. *Coupure électrostatique.* — Comme dans le cas des non-autocoupeurs [11], la gaine d'ions positifs formée autour du fil abaisse l'intensité du champ près du fil à une valeur insuffisante pour maintenir des avalanches de Townsend. Pour une différence de potentiel donnée entre le fil et le cylindre, le nombre d'ions nécessaire par décharge pour produire cette coupure, a une valeur donnée; le nombre total de molécules polyatomiques et d'atomes du gaz rare présents dans la gaine positive est alors constant (de l'ordre de 10^9 à 10^{10} ions pour un compteur de dimensions courantes).

2° COUPURE DE L'ÉMISSION SECONDAIRE. — La gaine positive, soumise au champ électrique, se déplace vers la cathode et y parvient en un temps de l'ordre de 10^{-4} s. Tous les calculs supposent qu'elle est infiniment mince, mais, en réalité, son épaisseur augmente à mesure qu'elle se rapproche du cylindre. Elle arriverait à occuper plus de la moitié du volume total du compteur [16].

A. Dans le gaz, se produit le *transfert d'électrons*. Le potentiel d'ionisation du constituant polyatomique étant plus faible que celui du gaz rare, un électron peut être transféré par choc d'une molécule polyatomique à un ion du gaz rare. L'excès d'énergie se traduit par l'émission d'un photon, absorbé par le constituant polyatomique [17]. Ce transfert est total, et il n'arrive sur le cylindre que des ions polyatomiques. Le nombre minimum de chocs nécessaire pour opérer un transfert complet dépend d'ailleurs beaucoup de la nature des gaz en présence [18].

Si le potentiel d'ionisation du gaz rare était le

plus faible, le transfert se produirait en sens inverse : aucun ion polyatomique n'atteindrait la cathode, l'émission secondaire ne serait pas arrêtée, comme nous allons le voir, et le compteur ne serait plus autocoupeur. C'est, par exemple, le cas des mélanges méthane-xénon [12].

B. Lorsque les ions organiques arrivent à environ 10 \AA de la surface du cylindre, il y a *neutralisation* par des électrons extraits du métal. Désignons par I le potentiel d'ionisation du constituant polyatomique, par Φ le travail d'extraction du cylindre : la molécule neutralisée possède l'énergie d'excitation $I - \Phi$.

Élimination de cette énergie d'excitation. — Elle peut s'opérer par les processus suivants :

a. *Décomposition de la molécule.* — La vie moyenne de la molécule pour ce processus est de l'ordre de 10^{-13} s. Le temps qu'elle met pour atteindre la surface du cylindre étant de l'ordre de 10^{-12} s [19], la probabilité de décomposition est pratiquement égale à l'unité : une molécule sur 10^9 pourrait atteindre le cylindre avant de se décomposer. Dans le cas, défavorable, où $I - \Phi$ est supérieur à Φ , ceci rend insignifiant le processus d'éjection d'électrons secondaires sur le cylindre, car, même si la molécule a atteint la cathode, c'est-à-dire se trouve dans le domaine des forces de Van der Waals, l'éjection d'un électron (ou l'émission d'un photon), sont encore moins probables que la décomposition.

b. *Émission d'un photon.* — La vie moyenne de la molécule pour ce processus étant de l'ordre de 10^{-7} s, une molécule sur 10^6 rayonnera au lieu de se décomposer. L'efficacité photoélectrique des cathodes usuelles étant de l'ordre de 10^{-4} électron par photon, l'émission secondaire qui résulte de ce processus est de 1 électron pour 10^{10} ions incidents. On peut adopter cette valeur pour représenter l'émission secondaire totale.

La recombinaison de certains de ces électrons secondaires avec des ions arrivant sur le cylindre [16] réduira encore la probabilité d'une nouvelle avalanche.

Compteurs à halogène. — La théorie de leur fonctionnement est due à R. D. Present [20].

Le potentiel d'ionisation I du chlore est de 13,2 V, celui du brome 12,8 V, celui de l'iode 9,7 V, alors qu'il est de 15,68 V pour l'argon, 24,46 V pour l'hélium, 21,74 V pour le néon. Le xénon ne peut convenir avec le chlore et le brome. Son potentiel d'ionisation étant de 12,08 V. Pour une cathode dont le travail d'extraction Φ est de 5 V, $I - \Phi$ correspond à 1500 Å pour le chlore, et 1600 Å pour le brome. Dans cette région du spectre, ces deux halogènes présentent un spectre d'absorption continu; il n'y aura donc pas émission secondaire à la cathode. Entre 2760 et 1750 Å, le spectre d'absorption de l'iode montre plusieurs bandes [21], [22], [23], mais certaines sont fines et accompagnées de fluorescence, ce qui indique l'absence de prédissociation, sauf sous l'action de collisions; or, une prédissociation par collision ne peut arrêter l'émission secondaire sur la cathode

conduisant à l'émission d'un électron secondaire, puisqu'une molécule neutralisée heurtera la paroi bien avant de pouvoir entrer en collision avec une autre molécule. Cependant, si le travail d'extraction de la cathode est de l'ordre de 5 V, I (pour l'iode) est inférieur à 2Φ ce qui rend impossible l'éjection d'un nouvel électron de la paroi; l'émission secondaire est arrêtée par la collision de la molécule neutralisée avec une autre molécule. L'iode peut donc convenir aussi bien que le chlore ou le brome; le fluor, trop actif au point de vue chimique, n'est pas utilisé.

D'autre part, la tendance des halogènes à former des ions négatifs est très forte. Pour que le compteur puisse fonctionner, il est nécessaire que les ions négatifs formés soient neutralisés avant que la gaine positive n'atteigne la distance critique, qui correspond à la fin du temps mort (*voir plus loin*). Ceci se réalise de la façon suivante :

1° Immédiatement après l'attachement d'un électron, la molécule d'halogène se dissocie en un ion et un atome neutre. Cet ion atomique, beaucoup plus léger qu'un ion positif moléculaire, se déplace rapidement vers les champs intenses et se trouve neutralisé avant que les ions positifs n'aient atteint la distance critique.

2° Les affinités électroniques des atomes d'halogènes étant inférieures aux potentiels d'ionisation des gaz du compteur, ces ions négatifs peuvent se neutraliser quand ils rencontrent la gaine positive, en transférant par choc leur électron à un ion positif.

La concentration en halogène, qui doit être faible, ne doit pas cependant être trop réduite, les états métastables du gaz rare ne pouvant alors plus être éliminés par collisions. Les pourcentages optima d'halogène correspondent aux concentrations optima — obtenues par F. M. Penning [24] — qui conviennent pour couper les états métastables du gaz rare [25].

Caractéristiques fondamentales.

Dans la suite, nous désignerons par a le diamètre du fil, par b le diamètre du cylindre et par L la longueur efficace du compteur.

Temps de latence. — Il est la somme du temps mis par les électrons initiaux pour se déplacer de leur point origine à la région de champ élevé entourant le fil, et du temps nécessaire pour que la gaine d'ions positifs se propage latéralement le long du fil et transversalement assez loin du fil pour produire une impulsion électrique détectable dans le circuit associé [26], [27], [28].

Il constitue l'une des imperfections du compteur de Geiger vis-à-vis des scintillateurs.

C'est en 1942 que furent faites les premières déterminations du temps de latence : Rossi et Nereson [29], reprenant le principe d'expériences antérieures relatives à des compteurs à coupure externe [30], [31], déterminèrent le temps de latence de compteurs argon-alcool ($L = 20$ cm, $a = 0,017$ cm, $b = 2,5$ cm) par une méthode de coïncidences retardées. Ils trouvèrent une distribution de Gauss autour d'un retard moyen de $0,1 \mu$ s, pour une surtension de 120 V (surtension = tension de fonctionnement — tension

du seuil de Geiger [10]). Des dispositifs de coïncidences retardées furent, dans la suite, très souvent utilisés pour mesurer le temps de latence [26], [27], [32], [33], [34]. Sherwin, pour $9,2$ cm d'argon et $0,8$ cm d'acétate d'éthyle ($a = 0,012$ cm, $b = 2,2$ cm) obtient une contribution due au mouvement des électrons de $1,1 \cdot 10^{-7}$ s, valeur très supérieure à celle indiquée par le calcul [35]. Pour ce même compteur, le retard dû à la gaine d'ions diminue de $2 \cdot 10^{-7}$ à 10^{-7} s lorsque la surtension augmente de 0 à 250 V.

Les mesures absolues sont peu nombreuses [28], [36], cette dernière référence concernant d'ailleurs des compteurs argon-oxygène, non-autocoupeurs.

Récemment, A. Stevenson a mesuré la vitesse des électrons soumis à un champ électrique dans des mélanges argon-butane et argon-éther [37]. En appliquant ces résultats au temps de latence, on obtient pour des mélanges argon-éther ($a = 0,0075$ cm, $b = 1,5$ cm) une valeur de l'ordre de $0,4 \cdot 10^{-7}$ s [38], [39], qui s'accorde assez bien avec le calcul [40]. Il en résulte que, dans des conditions convenables, des compteurs argon-éther de diamètre suffisamment faible pourraient permettre, par coïncidences, de discriminer des intervalles de temps de l'ordre de 10^{-8} s [41].

Les compteurs à halogène, dont les tensions de fonctionnement sont peu élevées, ne présentent cependant pas l'inconvénient de longs temps de latence, car les ions ont des masses faibles. Loosemore et Sharpe [42], pour un compteur de 20 cm de néon, 0,2 mm d'argon, 0,16 mm de brome ($a = 0,012$ cm, $b = 2,5$ cm, $L = 19,5$ cm) indiquent des temps de latence allant de $3,5$ à $9,3 \mu$ s, avec une probabilité maximum de $5,3 \mu$ s.

Propagation de la décharge le long du fil. — C'est la caractéristique fondamentale du fonctionnement dans la région de Geiger. Le temps de propagation est faible vis-à-vis de la durée de l'impulsion, mais il peut devenir gênant dans des mesures de coïncidences nécessitant des temps de résolution de l'ordre de 10^{-7} s [31].

VITESSE DE PROPAGATION. — Les premières mesures datent de 1942 [43] : elles indiquent une vitesse de l'ordre de 10 cm/ μ s. Hill et Dunworth [44], irradiant une extrémité d'un compteur long de 1 m, mesurèrent le retard entre les deux impulsions obtenues aux deux extrémités sur deux cathodes coupées; les vitesses sont comprises entre 3 et 20 cm/ μ s (alcool : 0,5 cm de mercure, avec argon ou hélium, $a = 0,02$ cm, $b = 1,9$ cm). Leurs résultats furent confirmés par Knowles et all. [45]. Alder et all. [46], par une méthode très ingénieuse, obtinrent 8,35 cm/ μ s à 1100 V pour un remplissage de 1,6 cm d'alcool et 6,4 cm d'argon ($a = 0,015$ cm, $b = 1,8$ cm).

Par contre, Wantuch [47] a obtenu des valeurs plus faibles (50 pour 100) que celles des auteurs précédents.

Wilkinson [48], supposant que la décharge est propagée par des photons, a établi la formule théorique donnant la vitesse de cette propagation :

$$v = \frac{1}{\tau} \left[1 - \frac{1}{2} e^{-n} \right] \left[\frac{e^m - 1}{\text{Log}_e \left[\frac{Q_0 \varepsilon}{e'} \right] [1 - e^{-n}]^2} \right]^{\frac{1}{2}} v_e,$$

où $m = \frac{Q}{Q_0}$, Q , charge développée par la décharge Q_0 , charge initiale portée par le fil; e' , charge de l'électron; v_e , vitesse moyenne de l'électron dans le

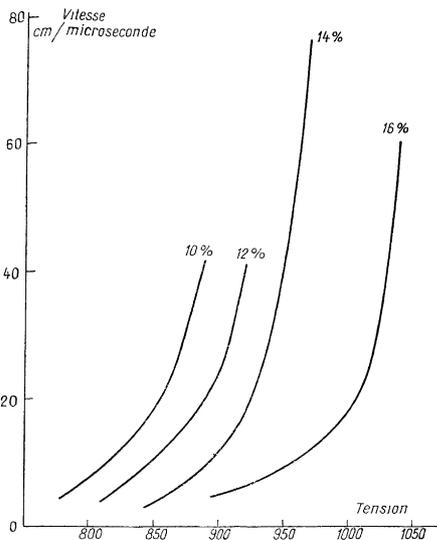


Fig. 2. — Vitesse de la décharge en fonction de la tension pour différents pourcentages d'alcool. La pression totale est maintenue égale à 10 cm de mercure [49].

voisinage immédiat du fil; ϵ , probabilité par ion pour que l'avalanche donne naissance à une nouvelle avalanche.

Ce résultat a été vérifié expérimentalement [49] sur un compteur argon-alcool ($a = 0,0075$ cm, $b = 1$ cm). La formule semble exacte, sauf pour des vitesses très élevées, où les valeurs prévues par Wilkinson seraient beaucoup trop faibles.

MÉCANISME DE LA PROPAGATION. — On admet, en général, que la propagation est due aux photons de l'avalanche initiale qui, photoionisant le gaz au voisinage de cette avalanche, produisent ainsi une série de cascades, de proche en proche, le long du fil [48].

On a cherché à déterminer jusqu'à quelle distance du fil avait lieu cette photoionisation. Stever [50], [51], a montré qu'une perle de verre placée sur le fil arrête la propagation de la décharge. Une perle de 0,5 mm de diamètre, placée sur un fil de 0,2 mm de diamètre, arrête totalement la décharge (9 cm d'argon et 1 cm de xylol) : la région active serait localisée au voisinage du fil. Signalons que Stever utilisait des cathodes de cuivre traitées à NO_2 , qui ont un travail d'extraction élevé. Wilkening et Kanne [52], puis Nawijn [53], confirmèrent ces résultats et étudièrent systématiquement les diverses formes de barrières pour la décharge. Weisz [13], d'autre part, considère que l'absorption des photons est totale à une distance appréciable du fil.

Par contre, les expériences de Craggs et Jaffe sur des compteurs argon-alcool [54], [55], celles de Craggs, Jaffe et Balakrishnan sur des compteurs méthane et méthane-argon [56] contredisent tota-

lement ce schéma : l'absorption des photons serait au contraire très faible et la propagation de la décharge serait due en majeure partie à un effet sur la cathode et non dans le gaz; le mécanisme serait analogue à celui des non-autocoupeurs, où la décharge se propage par émission de photoélectrons sur le cylindre [57], [58].

Le travail d'extraction des cathodes dépend beaucoup du traitement chimique qu'on leur fait subir [59]. Craggs et all. estiment que les potentiels d'ionisation élevés des cathodes utilisées dans les expériences antérieures n'auraient pas permis l'effet à la cathode, alors que les cathodes de leurs compteurs auraient un travail d'extraction beaucoup plus faible.

TEMPS MORT. — C'est le temps après le seuil de l'impulsion durant lequel le compteur reste totalement insensible. Il ne faut pas le confondre avec le temps de résolution qui correspond au seuil de sensibilité du circuit associé (fig. 3).

Dans les compteurs à coupure externe, le temps mort est inférieur à la durée de la chute de tension dans la résistance R (fig. 1). Il en résulte un temps de résolution total important, d'où est venue l'appellation incorrecte de compteurs « lents ». Les compteurs autocoupeurs fonctionnent au contraire avec des circuits de grande résolution, et leur temps mort est facile à mesurer.

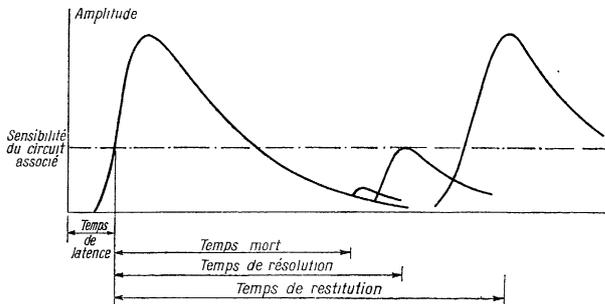


Fig. 3. — Représentation graphique de la succession des impulsions (origine des temps = ionisation initiale). Échelle non respectée.

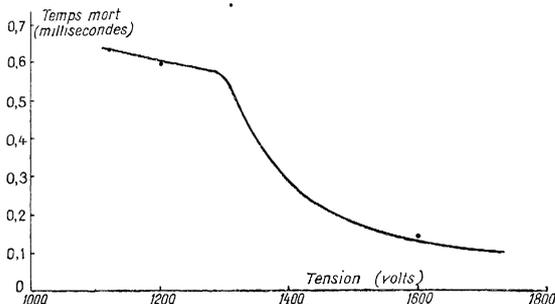


Fig. 4. — Temps mort en fonction de la tension pour $L = 37,5$ cm, $a = 0,005$ cm, $b = 2,9$ cm (9 cm d'argon, 1 cm d'alcool éthylique).

Les premières expériences furent faites par Stever [51]. Il montra que le temps mort est celui que prend la gaine positive pour arriver à une certaine distance du fil, « distance critique », pour laquelle

le champ près du fil revient à une valeur suffisante pour que puisse se déclencher une nouvelle avalanche de Townsend. Une théorie très voisine a été présentée en même temps par Van Gemert et all. [60]. Elle a été précisée, depuis, pour le cas de taux de comptage élevés [61]. L'expérience s'accorde bien avec le calcul. Le temps mort est de plusieurs centaines de microsecondes [62].

Le temps mort a pour effet que le nombre de coups enregistré est inférieur au nombre réel de phénomènes ionisants. Les corrections de temps mort sont pénibles et parfois incertaines [63], [64], [65], [66].

De plus, le temps mort dépend du taux de comptage; il en résulte une difficulté supplémentaire [67].

Ces imperfections ont conduit à imaginer des dispositifs ingénieux. On peut maintenir constant le temps mort, quel que soit le taux de comptage, en abaissant le potentiel du fil au-dessous du seuil de Geiger pendant plusieurs microsecondes après chaque impulsion [68].

J. A. Simpson [69] propose un circuit permettant de porter le fil à une tension négative immédiatement après formation de la décharge : les ions positifs sont éliminés sur le fil en un temps de l'ordre de $10 \mu s$; le temps mort s'en trouve notablement amélioré. On a, dans la suite, simplifié ce type de circuit [27], [70].

Collinge [71], [72], par des expériences basées sur le principe de celles de Simpson [69], a montré que l'impulsion négative rapide envoyée sur le fil arrête la propagation de la décharge : il y a localisation de la gaine d'ions, et certaines régions du compteur, non touchées par la décharge, peuvent donner de nouvelles impulsions. Cette conclusion est en accord avec les travaux de Smith [73], Hodson (voir [73]) et Elliot [74].

De tels circuits ont été simplifiés par Forter et Ramsey [75] : on peut limiter à une longueur de 1 cm la décharge dans un compteur de 20 cm. Ce dispositif limite à $1 \mu s$ le temps mort pour la région du fil non touchée par la décharge.

Forme de l'impulsion sur le fil. — Le temps de latence, le temps mort et l'impulsion sont liés, puisqu'ils sont fonction de la collection des électrons sur le fil et du mouvement de la gaine positive.

Dans la région de Geiger, les impulsions sont de taille constante, quelle que soit l'ionisation initiale : le seuil de Geiger V_0 correspond à une égalisation totale.

Ramsey et Hudspeth [59] montrèrent que la hauteur d'impulsion est proportionnelle à la longueur du compteur, alors que, dans les non-autocoupeurs, l'impulsion reste de taille constante pour une longueur inférieure à une certaine valeur, fonction du type de compteur et de la capacité liée au fil [76].

Wilkinson [48] a calculé Q et $m = \frac{Q}{Q_0}$ (voir plus haut) en fonction de la surtension. La courbe donnant Q est constituée par deux droites se coupant pour $m = 1$ (fig. 5).

Pour $m = 1$, le champ sur le fil est réduit de façon telle que des avalanches ultérieures ne peuvent plus survenir. Le rapport des deux droites représentant m en fonction de la surtension est d'environ 0,5, ce

qui s'accorde bien avec l'expérience [43], [55], [60].

La contribution des électrons à l'impulsion semble très faible [28]. Wilkinson l'évalue à 3 pour 100 [48].

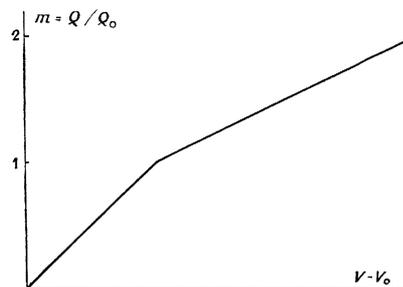


Fig. 5. — Courbe donnant $m = \frac{Q}{Q_0}$ en fonction de la surtension [48].

Par contre, Kelley, Jordan et Bell estiment que les électrons contribuent pour 50 pour 100 à l'énergie totale de l'impulsion. La gaine positive pourrait avoir un rayon moyen égal à 10 à 15 fois le rayon du fil [77].

Lorsque la constante de temps du circuit associé au compteur n'est pas négligeable devant le temps de transit des ions, elle modifie la forme de décroissance de l'impulsion : voir C. D. Thomas [78], [79].

Ramsey a étudié la relation existant entre le courant et le temps lorsque l'impulsion provient de un ou de plusieurs centres initiaux [80].

Signalons enfin que le front de l'impulsion est d'autant plus raide que la trajectoire de la particule ionisante, si elle est pénétrante, forme un angle plus faible avec l'axe du compteur (ceci étant dû à la propagation de la décharge). Un circuit sélectionnant les impulsions ayant le front le plus raide, permettra d'enregistrer uniquement des particules se propageant dans l'axe du compteur; on obtient un effet directif intéressant [81].

Courbe du plateau. — Elle caractérise les performances du compteur. Le comptage débute à une tension V_d de démarrage, située dans la région de

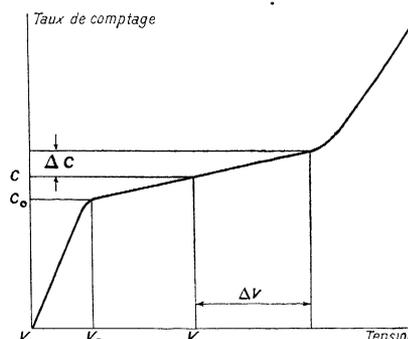


Fig. 6. — Courbe du plateau.

proportionnalité limitée qui correspond au seuil de sensibilité du circuit associé, puis augmente rapidement jusqu'au seuil V_0 de Geiger. Le plateau est

construit pour une irradiation déterminée et un circuit de comptage donné (fig. 6).

On appelle pente relative P , ou pente, pour la tension V , l'augmentation en pourcentage du taux de comptage pour une augmentation de 100 V de la tension à partir de V :

$$P = 100 \frac{\frac{\Delta C}{C}}{\Delta V}$$

La pente normalisée P_n est le coefficient angulaire $\frac{\Delta C}{\Delta V}$ du plateau divisé par le rapport $\frac{C_0}{V_0}$ du taux de comptage à la tension pour le seuil de Geiger :

$$P_n = \frac{\frac{\Delta C}{\Delta V}}{\frac{C_0}{V_0}} = \frac{\Delta C}{\Delta V} \cdot \frac{V_0}{C_0}$$

Influence du mélange gazeux. — Le seuil V_0 dépend fortement de la nature du remplissage et de la concentration en constituant polyatomique. La question a été étudiée en détail pour les carbures saturés par P. Weisz [82]. Brown et Maroni [83] ont montré que la pente, due à des impulsions parasites, est liée au nombre d'ions négatifs produits par la dissociation moléculaire du gaz de coupure à la cathode, et à l'attachement électronique à l'intérieur du gaz. Ils classent en trois groupes les constituants de coupure :

1° Ceux où il n'y a pratiquement pas formation d'ions négatifs. Les plateaux, de pente faible, ont une pente indépendante à la fois des concentrations en gaz rare et en constituant polyatomique (benzène, alcool, éthylique, alcool méthylique, acétone, acétate d'isoamyle, etc.).

2° Ceux formant des ions négatifs par dissociation des ions positifs à la cathode (méthane, ammoniac, tétrachlorure de carbone). Les pentes sont indépendantes de la concentration en constituant polyatomique, mais dépendent de la nature du gaz rare.

3° Ceux formant des ions négatifs par attachement électronique dans le gaz (halogènes). La pente augmente avec la concentration du constituant de coupure et dépend de la nature du gaz rare.

Cette conception de l'origine des impulsions parasites est partiellement vérifiée dans les études de la répartition dans le temps du nombre d'impulsions parasites consécutives à l'impulsion initiale. On a observé une série de maxima [68]; il semble, d'après un travail récent de Willard et C. G. Montgomery, qu'il n'y ait que deux maxima [84], ce qui a été confirmé depuis par une méthode différente [85]. Le premier maximum serait dû aux ions négatifs formés dans le volume du compteur, et le second aux ions négatifs formés sur le cylindre à l'arrivée de la gaine positive.

Les composés organiques les plus utilisés sont l'éthanol, le méthanol, le méthylal, l'éther [86], le formiate d'éthyle [87], mais toute vapeur possédant une tension de vapeur suffisante peut convenir [88]. Parmi les gaz organiques, signalons l'éthylène [89],

donnant des compteurs stables vis-à-vis de la température.

Le tétraméthylplomb permet d'obtenir des compteurs de bonne efficacité, résistant à des taux de comptage élevés [90], mais les halogènes les ont totalement détrônés. Pour les caractéristiques des compteurs à halogène, voir [91], [92].

L'addition de très faibles quantités de gaz susceptibles de former des ions négatifs a une forte influence sur le plateau. Spatz [93], constatant que la pente de compteurs argon-alcool augmentait avec la concentration en alcool, attribuait cet effet à l'air dissous dans l'alcool. La contamination de compteurs argon-alcool par l'air et surtout l'oxyde de carbone est très marquée [94] : une pression d'air de 1 cm de mercure fait disparaître le plateau; 0,5 mm de mercure d'oxyde de carbone équivaut à 6 mm d'air.

Influence de la température. — Les premières études concernent des remplissages argon-alcool et méthane [93], [95]. L'alcool ne donne de plateaux acceptables qu'entre 0 et 50° environ. L'éther et le méthylal donnent, à ce point de vue, des résultats beaucoup plus satisfaisants [96], [97].

La détérioration du compteur à basse température serait due à une condensation partielle du constituant polyatomique. Sa détérioration à température élevée ne proviendrait pas d'une diminution du potentiel d'extraction de la cathode [98]. Certains auteurs estiment qu'elle est due à la destruction par élévation de la température, d'un film de composé polyatomique formé sur le cylindre [99], d'autres l'attribuent à l'effet parasite, croissant avec la température, des quelques atomes de mercure contenus dans le mélange gazeux et provenant du banc de remplissage [100].

Les halogènes, non condensables aux pressions où on les utilise, donnent des compteurs de grande stabilité (entre -70 et +70° par exemple).

Influence du nombre de coups subis. — La théorie de Korff et Présent [12] prévoit qu'au bout de 10^9 à 10^{10} coups, le nombre de molécules polyatomiques contenues dans le mélange deviendra insuffisant pour permettre l'autocoupure. On a vérifié ces prévisions sur un grand nombre de vapeurs (alcools, aldéhydes, éther, acétate d'éthyle). Citons les travaux de Spatz [93] sur des mélanges argon-alcool, Friedland sur des remplissages argon-acétate d'éthyle [101], [102], Brown, Harris et Klein [103] sur l'éthylène, l'acétate d'amyle, le butène-1. Friedland a déterminé avec une certaine précision, au spectrographe de masse, la nature et la concentration des produits de décomposition.

Le méthane fait exception, avec un « temps de vie » de 10^7 à 10^8 coups. L'arrêt du fonctionnement serait dû à un dépôt d'hydrocarbures lourds sur le cylindre, sans modification sensible de la pression à l'intérieur du compteur [104], [105].

Les circuits, déjà signalés, de Putman [68], Elliot [74], Porter et Ramsey [75], etc. permettent d'augmenter la vie du compteur, puisqu'ils limitent le nombre de molécules détruites par décharge.

Pour éliminer le vieillissement, on a cherché des gaz ou vapeurs de coupure susceptibles de se régé-

nérer à mesure de leur destruction. On a préconisé l'ammoniac, seul (10 cm de mercure) ou mélangé à l'argon (15 cm de mercure, avec 80 pour 100 d'ammoniac). Il n'y a pas d'altération après $3 \cdot 10^{10}$ coups [106]. Ces compteurs ont hélas des caractéristiques médiocres. Il y aurait dépôt sur le cylindre d'un film photosensible, mais ce phénomène serait freiné par la réaction de synthèse entre l'azote et l'hydrogène; il y aurait finalement un équilibre [107].

La meilleure solution consiste à utiliser des gaz permanents électronégatifs, donnant le fonctionnement prévu par Present [20]. D'après L. G. Shore [108], des mélanges en proportions convenables d'argon-xénon-oxygène-azote seraient autocoupeurs. Ces résultats sont extrêmement sujets à caution [109]. Les halogènes apportent la solution, le seul danger de vieillissement provenant d'une action chimique possible sur les électrodes. On a constaté [103] un excellent fonctionnement après $3,5 \cdot 10^{10}$ coups. La stabilité dans le temps des compteurs à brome a été confirmée par Gimenez et Labeyrie [92].

On peut rattacher à ce mécanisme les effets sur le plateau d'une décharge continue prolongée. Le nombre de coups, très élevé immédiatement après la décharge, diminue progressivement et le plateau revient lentement à la normale [105], [110].

Influence des électrodes. — Leurs diamètres. — Le diamètre a du fil joue un rôle très important. Avec $b = 2,5$ cm, une augmentation de a de 0,3 à 0,5 mm diminue considérablement la longueur du plateau (1 cm d'alcool, 10 cm d'argon) [111]. Pour une valeur de b donnée, il existe une valeur de a optimum [110]. Cette question a été étudiée théoriquement par Wilkinson [48].

Signalons que la valeur de b influe beaucoup sur la quantité minimum de constituant polyatomique nécessaire pour arrêter l'émission secondaire [18].

La nature du cylindre. — Une couche d'oxyde sur le cylindre a pour effet une émission électronique retardée [112]; il en résulte des décharges parasites qui augmentent la pente du plateau. C'est particulièrement le cas de l'aluminium, qu'il est nécessaire de couvrir d'une mince couche de cuivre [111]. D'une façon générale, il est nécessaire que les électrodes soient propres et sans aspérités. La nature superficielle du cylindre est capitale en présence d'halogènes : il doit résister non seulement à l'action chimique des atomes mais aussi à celle des ions halogènes [113], [114].

Compteurs de types particuliers.

Nous n'aborderons pas les techniques de construction et de remplissage : voir [7]. Il faut cependant insister sur l'importance qu'il y a à éviter les distorsions du champ aux extrémités du compteur, de façon à bien définir le volume efficace; on utilise habituellement des électrodes de garde. Un dispositif excellent consiste à entourer l'électrode de garde d'un tube métallique coaxial, placé à un potentiel convenable, intermédiaire entre ceux du cylindre et du fil. Les effets d'extrémité sont ainsi totalement

éliminés [115]. La longueur de ce tube peut ne pas dépasser le rayon du cylindre. Les tubes de garde en verre sont à éviter [116].

Nous dirons quelques mots des compteurs de types particuliers, sans décrire les compteurs à pointe, maintenant peu utilisés, et les compteurs à fenêtre terminale (du type « cloche ») dont le fonctionnement est identique à celui des tubes usuels.

Compteurs à fil perlé. — Ils ont été étudiés systématiquement par Curran et Rae [117]. Les perles ont pour effet de réduire le champ dans leur voisinage, ce qui entraîne la localisation de la décharge.

De tels compteurs, à cathodes coupées, ont un effet directif pour des particules pénétrantes les traversant parallèlement à l'axe, si l'on utilise un circuit discriminant les impulsions dues à toutes les sections de celles dues à un nombre incomplet de sections [50], [118].

Dans le cas où l'ionisation primaire ne s'étend pas sur une grande longueur d'anode, ces compteurs peuvent être supérieurs aux compteurs classiques. C'est particulièrement le cas des rayons X [119].

Compteurs à grille. — Ils comportent une grille cylindrique intermédiaire entre le cylindre et le fil et coaxiale. Ils sont dus à Korff et Ramsey [120], [121] et à W. F. Libby [122]. La grille est portée à un potentiel supérieur de quelques dizaines de volts à celui du cylindre. On obtient une tension de fonctionnement très réduite, un temps de résolution plus faible, sans diminuer le volume efficace. Par exemple, un compteur contenant 1,5 cm d'alcool et 7 cm d'argon ($L = 31$ cm, $a = 0,0075$ cm, $b = 7,5$ cm) fonctionne à 550 V avec une tension de 20 V entre la grille et le cylindre (sans grille : 1450V).

Ces compteurs, de construction difficile et coûteuse, sont maintenant totalement supplantés par les compteurs à halogène, qui présentent les mêmes avantages.

Ce type de compteurs est à rapprocher de ceux où l'on introduit, entre le fil et le cylindre, une série d'anneaux métalliques concentriques, portés à une tension convenable; l'efficacité aux γ serait ainsi augmentée [123].

Les grilles ne sont plus utilisées que comme cathodes, de façon à favoriser l'accès dans le volume efficace des particules ionisantes [9], [124], [125].

Cathodes de formes particulières. — On utilise parfois des compteurs cylindriques à section droite carrée ou rectangulaire. Ils sont dus à Curran et Reid [126] qui étudièrent en particulier les effets obtenus en désaxant le fil et en introduisant plusieurs fils. On les utilise comme compteurs d'efficacité élevée pour γ [127], [128]. Le temps de latence d'un compteur alcool (1 cm); argon (9 cm), long de 20 cm et dont la section droite mesure 10 cm sur 1,25 cm ($a = 0,02$ cm) est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ s [129]. Sur de tels compteurs, il est facile de construire des fenêtres latérales perméables aux β de faible énergie [130].

On a également construit des compteurs de forme sphérique dont l'anode est une boucle. Ils trouvent

une application dans certaines expériences de coïncidences [131], [132].

Pour des mesures d'intensité de sources radioactives, les compteurs usuels ont l'inconvénient d'un angle solide limité; les dispositifs permettant d'introduire la source à l'intérieur du compteur sont incommodes [133]; on obtient une augmentation d'angle solide avec des compteurs de forme circulaire dont la source occupe le centre [134]. On peut aussi utiliser un système de compteurs en parallèle, placés entre deux cylindres coaxiaux, la source étant placée sur l'axe [135].

Signalons enfin un compteur en forme d'anneau cylindrique [136] remplaçant le système classique d'anticoïncidence hexagonal à six compteurs [137] destiné à réduire le fond d'un compteur placé sur l'axe de cet hexagone.

Compteurs dits « à cathode externe ».

Leur facilité de construction, leur faible prix de revient, leur stabilité, rendent ces compteurs très intéressants dans de nombreuses applications.

R. Maze [138] a introduit ce nouveau type de compteur dont la cathode est un tube de verre blanc (relativement conducteur), épais de 0,6 à 1 mm et recouvert extérieurement d'une couche conductrice de graphite. C'est la surface interne du verre qui joue le rôle de cathode : elle se charge aussi uniformément que s'il existait une couche conductrice. Tout se passe comme s'il existait entre l'intérieur et la masse un système résistance R -capacité C en parallèle (fig. 7).

Si l'on désigne par e l'épaisseur du verre (cm)

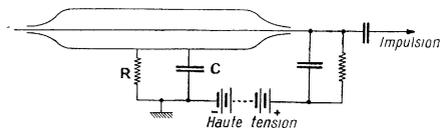


Fig. 7. — Circuit équivalent au compteur du type Maze.

par A la surface graphitée (cm²), par ρ la résistivité du verre (Ω /cm²), par ε sa constante diélectrique (u. e. s.) :

$$R = \frac{\rho e}{A} \Omega, \quad C = \frac{0,088 \varepsilon A}{e} \text{ u. e. s.}$$

La constante de temps du compteur est

$$\theta = RC = 0,088 \varepsilon \rho \cdot 10^{-12} \text{ s.}$$

Elle est indépendante de ses dimensions.

Pour un compteur de dimensions moyennes ($e = 1,5$ mm, $A = 500$ cm²) [139] :

	ρ (Ω /cm ²).	ε (u. e. s.).	θ .	R (Ω).	C (u. e. s.).
Verre blanc.	$5 \cdot 10^{11}$	6	0,25 s	$1,5 \cdot 10^8$	1500
Pyrex.....	10^{17}	4	10 h	$3 \cdot 10^{13}$	1000

Ces compteurs supportent sans dommages des décharges continues à des tensions très élevées.

On a, depuis, simplifié la construction de ces compteurs [140], qui deviennent extrêmement peu coûteux (fig. 8).

La longueur efficace peut être définie avec préci-

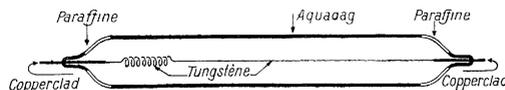


Fig. 8. — Compteur du type Mac Knight et Chasson [140].

sion [141]. Ces compteurs peuvent porter une fenêtre terminale en verre soufflé [142], permettant la détection des α .

Leur mécanisme est le même que celui des compteurs à cathode interne métallique, comme l'ont montré en particulier des études sur la propagation de la décharge [143] et sur la vie des compteurs à méthane [105].

Le méthylal donne un excellent fonctionnement à basse température (— 20°) [96], [97], bien que l'on puisse craindre alors la diminution de conductibilité du verre [144], qui donnerait des effets analogues à ceux obtenus à la température ambiante avec des compteurs du type Maze en pyrex [145], [146]. Ils ont, à température élevée, le même comportement que les compteurs classiques [100], [147], [148].

Labeyrie [149] a construit un compteur de ce type, d'efficacité élevée aux γ , avec un dépôt interne de ferronickel (seuil à 3 600 Å réponse maximum à 2 500 Å, avec une impulsion pour 1000 photons).

On peut adapter ces compteurs au dosage de gaz radioactifs, et particulièrement du tritium [150], [151].

Ces compteurs sont utilisables sans difficulté particulière, en comptage proportionnel [139], [152].

Je remercie M. l'Ingénieur principal Viennet, chef du Service de Documentation de la S. E. F. T., dont la grande amabilité m'a permis de grouper une importante partie des articles cités dans cet exposé.

Manuscrit reçu le 30 décembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] RUTHERFORD E. et GEIGER H. — *Proc. Phys. Soc.*, 1908, **81**, 141.
 [2] GEIGER H. et MULLER W. — *Physik Z.*, 1928, **29**, 839.
 [3] TROST A. — *Z. Physik*, 1937, **105**, 399.
 [4] KORFF S. A. — *Electron and nuclear counters, theory and use*, D. Van Nostrand, 1946.
 [5] BOTHE W. — *Naturwiss.*, 1942, **40**, 593.
 [6] ROSSI B. et STAUB H. — *Ionisation chambers and*

- counters, Mc Graw-Hill Book Company, New-York, 1949.
- [7] CURRAN S. C. et CRAGGS J. D. — Counting tubes, theory and applications, Butterworths Scientific Publications, Londres, 1949.
- [8] WILKINSON D. H. — Cambridge Monographs on Physics : Ionisation chambers and counters, Cambridge University Press, 1950.
- [9] BLANC D., DETOEUF J. F. et MAIGNAN P. — *J. Physique Rad.*, 1952, **11**, 571.
- [10] COLLECTIF. — *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 1952, **40**, 924.
- [11] MONTGOMERY C. G. et MONTGOMERY D. D. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 1034.
- [12] KORFF S. A. et PRESENT R. D. — *Phys. Rev.*, 1944, **65**, 274.
- [13] WEISZ P. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 477.
- [14] LIEBSON S. H. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 187.
- [15] LIEBSON S. H. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 602.
- [16] WILKINSON D. H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 463.
- [17] KALLMAN H. et ROSEN B. — *Z. Physik*, 1930, **61**, 61.
- [18] KRUMBEIN A. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 821.
- [19] OLIPHANT M. L. E. et MOON P. B. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1930, **127**, 388.
- [20] PRESENT R. D. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 243.
- [21] OLDENBERG O. — *Z. Physik*, 1924, **25**, 136.
- [22] PRINGSHEIM P. et ROSEN B. — *Z. Physik*, 1928, **50**, 1.
- [23] WARREN D. T. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 1.
- [24] PENNING F. M. — *Z. Physik*, 1927, **46**, 335.
- [25] LIEBSON S. H. et FRIEDMAN H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 303.
- [26] SHERWIN C. W. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 749.
- [27] SHERWIN C. W. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 111.
- [28] LAUFER A. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 252.
- [29] ROSSI B. et NERESON N. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 417.
- [30] MONTGOMERY C. G., RAMSEY W. E., COWIE D. B. et MONTGOMERY D. D. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 635.
- [31] DUNWORTH J. V. — *Nature*, 1939, **144**, 152.
- [32] BITTENCOURT P. T. et GOLDHABER M. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 780.
- [33] TICHO H. K. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 271.
- [34] DEN HARTOG M., MULLER F. et VERSTER. — *Physica*, 1947, **13**, 281.
- [35] KORFF S. A. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 477.
- [36] MONTGOMERY C. G. et MONTGOMERY D. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 411.
- [37] STEVENSON A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 93.
- [38] STEVENSON A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 94.
- [39] PORTER W. C. et RAMSEY W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 95.
- [40] RAMSEY W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 95.
- [41] MANDEVILLE C. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 94.
- [42] LOOSEMORE W. R. et SHARPE J. — *Nature*, 1951, **167**, 600.
- [43] VAN GEMERT A. G. M., DEN HARTOG M. et MULLER F. — *Physica*, 1942, **9**, 556.
- [44] HILL J. M. et DUNWORTH J. V. — *Nature*, 1946, **158**, 833.
- [45] KNOWLES A. J., BALAKRISHNAN C. et CRAGGS J. D. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 627.
- [46] ALDER F., BALDINGER E., HUBER P. et METZGER F. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 73.
- [47] WANTUCH E. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 646.
- [48] WILKINSON D. H. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1417.
- [49] SALZMANN H. et MONTGOMERY C. G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 548.
- [50] STEVER H. G. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 765.
- [51] STEVER H. G. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 38.
- [52] WILKENING M. H. et KANNE W. R. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 534.
- [53] NAWIJN A. — Het Gasontladings Mechanisme van den G. M. Teller, Drukkerij-Hoogland, Delft, 1943, p. 52.
- [54] CRAGGS J. D. et JAFFE A. A. — *Nature*, 1947, **159**, 369.
- [55] CRAGGS J. D. et JAFFE A. A. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 784.
- [56] BALAKRISHNAN C., CRAGGS J. D. et JAFFE A. A. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 410.
- [57] COLLI L., FACCHINI U. et GATTI E. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 92.
- [58] COLLI L., FACCHINI U. et GATTI E. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 606.
- [59] RAMSEY W. E. et HUDSPETH E. L. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 95.
- [60] VAN GEMERT A. G. M., DEN HARTOG M. et MULLER F. A. — *Physica*, 1942, **9**, 658.
- [61] DEN HARTOG M. et MULLER F. A. — *Physica*, 1950, **16**, 17.
- [62] CURRAN S. C. et RAE E. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 871.
- [63] BLACKMAN M. et MICHIELS J. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60**, 549.
- [64] CLARCK C. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 51.
- [65] ANDREWS H. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 191.
- [66] LASLETT L. J. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 144.
- [67] KOHMAN T. P. — Atomic Energy Declassified Report, 1945, M. D. D. C. 905.
- [68] PUTMAN J. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 312.
- [69] SIMPSON J. A. — *Phys. Rev.*, 1944, **66**, 39.
- [70] HODSON A. L. — *J. Sc. Instr.*, 1948, **25**, 11.
- [71] COLLINGE B. — *Nature*, 1948, **162**, 853.
- [72] COLLINGE B. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63-B**, 15.
- [73] SMITH P. B. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 453.
- [74] ELLIOT H. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62-A**, 369.
- [75] PORTER W. C. et RAMSEY W. E. — *J. Frank. Inst.*, 1952, **254**, 153.
- [76] RAMSEY W. E. et LEES W. L. — *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 411.
- [77] KELLEY G. G., JORDAN W. H. et BELL P. R. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 330.
- [78] THOMAS C. D. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1227.
- [79] THOMAS C. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 147.
- [80] RAMSEY W. E. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 242.
- [81] ROGOZINSKI A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 426.
- [82] WEISZ P. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1807.
- [83] BROWN S. C. et MARONI C. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 241.
- [84] WILLARD D. et MONTGOMERY C. G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 520.
- [85] KUPPERIAN J. E. JR, MURRAY P. C. et FEENY H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 60.
- [86] ROBINSON C. V. et PETERSON R. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 911.
- [87] JENKINS R. O. et TAYLOR R. W. — *J. Sc. Instr.*, 1950, **27**, 254.
- [88] DER MATEOSIAN E. et FRIEDMAN H. — *Phys. Rev.*, 1946, **69**, 689.
- [89] MORGANSTERN K. H., COWAN C. L. et HUGHES A. L. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 499.
- [90] MEAKER C. L., WU C. S. et RAINWATER L. J. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1240.
- [91] LE CROISSETTE D. H. et YARWOOD J. — *J. Sc. Instr.*, 1951, **28**, 225.
- [92] GIMENEZ C. et LABEYRIE J. — *Nuovo Cimento*, 1952, **9**, n° 2, 1.
- [93] SPATZ W. D. B. — *Phys. Rev.*, 1943, **64**, 236.
- [94] NEVIN T. E., MAC MUSKER C. B. A. et PORTER N. A. — *Nature*, 1952, **170**, 4325, 501.
- [95] KORFF S. A., SPATZ W. D. B. et HILBERRY N. — *Rev. Sc. Instr.*, 1942, **13**, 127.
- [96] DAUDIN A. et DAUDIN J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 564.
- [97] FAUNY G., FAUNY M. et SCHERER M. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 954.
- [98] KIMURA M. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 761.
- [99] TANYEL B. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 843.
- [100] PARKASH O. M. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 303.
- [101] FRIEDLAND S. S. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 898.
- [102] FRIEDLAND S. S. et KATSENSTEIN H. S. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 591.

- [103] BROWN F. W. III, HARRIS P. J. et KLEIN A. L. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1949, **24**, 2-9.
- [104] FARMER E. C. et BROWN S. C. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 902.
- [105] BLANC D. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 411.
- [106] KORFF S. A. et KRUMBEIN A. D. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1412.
- [107] NEUBERT H. et GEERK J. — *Ann. Physik*, 1950, **8**, 93.
- [108] SHORE L. G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 956.
- [109] RIEDEL O. — *Z. Naturforsch.*, 1950, **5 a**, 331.
- [110] CHAUDHRI M. et FENTON A. G. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60**, 338.
- [111] CRAGGS J. D., BOSLEY W. et JAFFE A. A. — *J. Sc. Instr.*, 1948, **25**, 67.
- [112] JONES L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62 B**, 366.
- [113] WILLOUGHBY A. B. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1461.
- [114] LIEBSON S. H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **7**, 483.
- [115] COCKROFT A. L. et CURRAN S. C. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 37.
- [116] CARLBOM L. et TAYLOR C. — *J. Sc. Instr.*, 1952, **29**, 296.
- [117] CURRAN S. C. et RAE E. R. — *J. Sc. Instr.*, 1947, **24**, 233.
- [118] RAMSEY W. E. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 96.
- [119] PARRATT L. G., HEMPSTEAD C. F. et JOSSEM E. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 1.
- [120] KORFF S. A. et RAMSEY W. E. — *Rev. Sc. Instr.*, 1940, **11**, 264.
- [121] KORFF S. A. — *Phys. Rev.*, 1945, **68**, 53.
- [122] LIBBY W. F. — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 245.
- [123] SLATIS H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 353.
- [124] BROWN S. C. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 954.
- [125] SENFTLE F. E., HAVERCROFT W. et HERNANDEZ P. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 370.
- [126] CURRAN S. C. et REID J. M. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 67.
- [127] DUMONT J. W. M. — *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 626.
- [128] BEYSTER J. R. et WIEDENBECK M. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 819.
- [129] BRADLEY G. E. et WIEDENBECK M. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 841.
- [130] SILVER L. M. et WARREN J. B. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 95.
- [131] SALVINI G. — *Ricerca Sc.*, 1947, **17**, 914.
- [132] SALVINI G. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 494.
- [133] LABAW L. W. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 187.
- [134] ENSELL G. et CHATTERJEE S. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 700.
- [135] GRAF T. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 285.
- [136] RAETH C. H., SEYOLD B. J. et PEDERSON C. N. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 461.
- [137] PUTMAN J. L. — *J. Sc. Instr.*, 1949, **26**, 198.
- [138] MAZE R. — *J. Physique Rad.*, 1946, **7**, 164.
- [139] COCKROFT A. L. et VALENTINE J. M. — *J. Sc. Instr.*, 1950, **27**, 262.
- [140] MAC KNIGHT M. L. et CHASSON R. L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 700.
- [141] BLANC D. et SCHERER M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 2018.
- [142] LLOYD J. T. — *J. Sc. Instr.*, 1949, **26**, 126.
- [143] SCHERER M. et VIEILLE E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 964.
- [144] LOOSEMORE W. R. et TAYLOR D. — *Proc. Phys. Soc.* 1950, **63-B**, 728.
- [145] YASIN M., AHMED R. et GILL P. S. — *Nature*, 1951, **167**, 647.
- [146] YASIN M., AHMED R. et GILL P. S. — *Indian J. Phys.*, 1951, **25**, 182.
- [147] PARKASH O. M. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 568.
- [148] PARKASH O. M. et KAPUR P. L. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63-A**, 457.
- [149] LABEYRIE J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 569.
- [150] GRENON M. et VIALLARD R. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 310.; *J. C. Phys.* 1952, **49**, 623.
- [151] BLANC D. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 588.
- [152] ROTHWELL P. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64-B**, 911