Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 20 (1938)

Artikel: Le courant résiduel : dans les multiplicateurs d'électrons électrostatiques

Autor: Rajchman, Jan

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742942

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 12.07.2025

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

LE COURANT RÉSIDUEL

DANS LES MULTIPLICATEURS D'ÉLECTRONS ÉLECTROSTATIQUES

PAR

Jan RAJCHMAN

(Avec 28 fig.)

I. INTRODUCTION

Lorsque la surface d'un solide est bombardée par des électrons, c'est-à-dire par des rayons cathodiques, elle est en général capable d'émettre d'autres électrons. Ce phénomène, connu sous le nom d'« émission secondaire », a été étudié par maint auteur [1] * tant au point de vue théorique que pratique. Il a été découvert que le courant secondaire émis est proportionnel au courant primaire. Le coefficient de proportionnalité dépend de la vitesse des électrons bombardeurs et de la nature de la surface émissive. Il peut atteindre 15 dans certains cas.

Un multiplicateur d'électrons est un appareil qui utilise le phénomène d'émission secondaire pour amplifier un courant d'émission électronique. Cela est réalisé par le moyen suivant: Les électrons originels bombardent une cible dont la surface est particulièrement apte à l'émission secondaire, puis les électrons secondaires obtenus deviennent à leur tour les projectiles d'une cible nouvelle. Ce procédé qui peut être répété à volonté multiplie chaque fois le courant par le coefficient

* Les chiffres renvoient aux indications bibliographiques groupées à la fin de ce mémoire.

d'émission secondaire. Le quotient du courant final au courant initial, le gain, peut ainsi atteindre d'énormes valeurs, même lorsque le coefficient d'émission secondaire n'est que de 4 ou 5. Le processus de multiplication peut être réalisé en contrôlant le mouvement des électrons par un champ électromagnétique soit constant [2], soit variable [3]. A cause de sa plus grande stabilité, seul le type statique sera considéré ici.

En principe, un multiplicateur statique consiste en une série d'électrodes maintenues à des potentiels positifs croissants et dont la surface est susceptible d'émission secondaire. Un courant initial d'électrons produit par son choc sur la première cible un courant secondaire qui est dirigé sur la cible suivante et engendre à son tour de nouveaux électrons. Ce processus est répété autant de fois qu'il y a d'électrodes multiplicatrices. Les électrons acquièrent l'énergie cinétique nécessaire à l'émission secondaire, par la perte de leur énergie potentielle dans le champ électrostatique. Le phénomène de l'émission secondaire n'est effectif que si les électrons primaires se meuvent dans une direction opposée au champ dans le voisinage immédiat des cibles puisqu'un tel champ y est nécessaire pour libérer les électrons secondaires émis à la surface de l'électrode. Le champ électromagnétique existant dans le multiplicateur doit donc tendre à extraire les électrons des régions effectives des électrodes. De plus, en dépit de cette condition adverse, il faut qu'il soit capable de diriger l'émission d'une électrode à la suivante sans perte d'électrons. Ce champ dépend de la configuration et des potentiels des électrodes ainsi que d'un système extérieur éventuel tel qu'un aimant.

Dans le type magnétique [4] le processus de multiplication est réalisé grâce à une combinaison de champs électro- et magnétostatiques. Le fonctionnement de cet appareil ne laisse rien à désirer. Cependant, il nécessite l'usage d'un aimant extérieur au tube, dont le champ doit être minutieusement ajusté en intensité et en direction, ce qui est un inconvénient pratique considérable dans la plupart des cas. L'aimant devient un obstacle dans le cas où le champ magnétique, qui est difficile à localiser, est d'un effet néfaste par ailleurs. Ceci a lieu, par exemple, dans les multiplicateurs dans lesquels l'émission

thermique des électrons initiaux est contrôlée par une grille, ou dans le cas de l'application du multiplicateur à l'iconoscope. Le mouvement des électrons lents compris dans l'espace cathode-grille dans le premier cas ou de ceux dans le voisinage de la surface de la mosaïque de l'iconoscope dans le second cas, est considérablement altéré par le champ magnétique.

Les multiplicateurs purement électrostatiques des types L et T [4] développés antérieurement ne nécessitent pas d'aimant. Ils ont cependant l'inconvénient de ne pouvoir opérer qu'avec des courants de sortie assez faibles à cause des effets des charges spatiales. De plus, ils sont difficiles à construire et le traitement dans le vide de leurs surfaces émettrices est délicat.

La première partie de cette dissertation décrit le développement d'un multiplicateur purement électrostatique qui ne possède ni les inconvénients du type magnétique ni ceux des types L et T. Elle traite plus particulièrement des méthodes utilisées pour la solution des problèmes de trajectoires d'électrons dans le champ électrostatique, c'est-à-dire des méthodes de l'optique électronique qui, quoique développées pour les multiplicateurs, ont un intérêt plus général pour la construction de toutes sortes de tubes à vide. La majeure partie du sujet de cette première partie est commune avec un mémoire en publication [5] et est présentée ici parce qu'elle est une introduction indispensable à la thèse proprement dite.

Le multiplicateur peut multiplier le nombre des électrons émis par photo-émission ou par émission thermique ou par tout autre procédé. Le multiplicateur photo-électrique, le seul qui sera décrit ici, peut avoir une sensibilité énorme en comparaison de celle des cellules photo-électriques ordinaires. Le nombre des photo-électrons qui n'est pas amplifié du tout dans les cellules à vide et qui n'est amplifié que de 20 fois au maximum dans les cellules à gaz, peut être multiplié dans cet appareil par un facteur qui est pratiquement aussi grand que l'on veut. Des gains de 10^8 à 10^9 ont été observés. De plus, le courant de sortie est strictement proportionnel à l'intensité de la lumière excitatrice, grâce à la linéarité de l'émission photo-électrique et à la dépendance linéaire des courants primaires et secondaires. La grande sensibilité et la linéarité parfaite du multi-

plicateur le rendent un instrument idéal pour la mesure d'intensités de lumière très faibles.

Le multiplicateur est capable de suivre des variations d'intensité de lumière très rapides, comme il a déjà été montré [4]. La limite fondamentale à la fréquence qu'il peut suivre est déterminée uniquement par l'étendue de la bande des temps de transit des électrons d'électrode à électrode, puisque le processus de l'émission secondaire lui-même est pratiquement instantané. Dans les conditions habituelles, cette fréquence de variation limite est de l'ordre de 10^9 par seconde. On voit ainsi que le multiplicateur est susceptible de multiplier directement tout signal électronique, qu'il soit faible, constant ou variant très rapidement. Il est très difficile, sinon impossible, de réaliser ces mêmes propriétés au moyen d'un autre dispositif tel qu'une cellule photo-électrique suivie d'un amplificateur à tubes. Il a été démontré [4] que du point de vue du « souffle » ou bruit dû aux fluctuations du courant électronique (shot effect) le multiplicateur est fondamentalement supérieur à tout autre dispositif, puisque le bruit provient uniquement des fluctuations du courant photo-électrique lui-même. Un article intéressant vient d'être publié [6] qui développe une théorie du « shot effect » dans les multiplicateurs d'électrons.

Les propriétés remarquables du multiplicateur qui viennent d'être décrites ouvrent d'énormes champs d'applications à cet appareil. Malheureusement il se présente un sérieux obstacle. Dans tout multiplicateur photo-électrique il existe, en général, un courant de sortie lorsque le tube est dans l'obscurité la plus totale, c'est-à-dire lorsqu'il est complètement à l'abri de toute radiation, visible aussi bien qu'invisible (de l'infra-rouge à l'ultra-violet). Ce courant de sortie qui est présent en l'absence de toute lumière excitatrice, sera appelé dans la suite le « courant résiduel » (the dark current, der Dunkelstrom).

Suivant son ordre de grandeur et sa stabilité, le courant résiduel est nuisible pour les raisons suivantes:

Lorsque le courant résiduel est suffisamment grand pour être comparable au courant de sortie maximum dont le tube est capable, il restreint le courant de sortie effectif, c'est-à-dire le courant de sortie dépendant de l'intensité de la lumière

excitatrice. Dans ce cas, évidemment, il est impossible de mesurer des intensités de lumière très faibles, puisqu'elles ne causent qu'un courant de sortie négligeable en face du grand courant résiduel existant en permanence.

Lorsque le courant résiduel est plus petit, il devient nuisible à cause de son instabilité. Si les irrégularités sont grandes comparativement à celles provenant du « shot effect », on dira que le courant résiduel est « erratique ». Dans ce cas, la plus petite intensité de lumière mesurable devra être considérablement plus grande que la plus grande variation du courant résiduel. C'est ainsi que le pouvoir du multiplicateur de mesurer de faibles intensités de lumière sera déterminé par les fluctuations de son courant résiduel plutôt que par son gain qui, pratiquement, peut être augmenté à volonté.

Enfin, lorsqu'on est parvenu à établir un état dans lequel le courant résiduel est très faible et que ses variations sont dues exclusivement au « shot effect », celui-ci devient beaucoup moins gênant. Pour la mesure d'intensités constantes, il est presque inoffensif, puisqu'il peut être neutralisé par un circuit de compensation approprié. Cependant, pour un signal lumineux modulé, le rapport du signal aux fluctuations dues au « shot effect » est diminué à cause des fluctuations additionnelles du courant résiduel. Cet apport devient gênant surtout pour des signaux faibles, dont les fréquences sont réparties sur une large bande.

Ainsi, il est clair que le courant résiduel est tout à fait indésirable. L'objet principal du présent travail consiste à découvrir et analyser les causes du courant résiduel et à préconiser les moyens de le réduire. La seconde partie de cette dissertation est consacrée à la description des principaux phénomènes qui causent le courant résiduel et à celle des moyens utilisés dans la construction de multiplicateurs dont le courant résiduel est réellement très faible. Lorsque toutes les autres causes sont éliminées, l'émission thermique des électrodes émettrices elle-même reste la cause ultime du courant résiduel et constitue ainsi une limite fondamentale au-dessous de laquelle celui-ci ne peut plus être réduit. Dans ces conditions, le multiplicateur est un appareil idéal pour la détermination des constantes ther-

miques des surfaces émettrices. Ces constantes sont déterminées en observant le courant résiduel en fonction de la température du tube, qui est variée par rapport à celle du laboratoire. Les constantes thermiques de la surface photo-émettrice conventionnelle de l'oxyde d'argent traité au caesium ont été déterminées par ce procédé.

L'étude du courant résiduel fut commencée avec des multiplicateurs magnétiques. Cependant, pour conserver la clarté de l'exposé, nous n'avons pas mentionné spécifiquement les résultats obtenus qui sont inclus *ipso facto* dans la présente étude.

Les multiplicateurs photo-électriques dont le courant résiduel est très faible ont un vaste champ d'application. Ils ont été spécialement développés en vue d'obtenir un appareil susceptible de mesurer directement des intensités de lumière très faibles. Un instrument de cette sorte peut être particulièrement utile à des applications scientifiques. En spectroscopie [7], par exemple, l'énergie de radiation dans une bande étroite du spectre peut devenir très faible, particulièrement lors de l'examen de la luminescence ou de l'absorption des matériaux. Un autre champ d'application est l'astronomie [8]. Le multiplicateur permet, en effet, de mesurer avec précision l'intensité de la lumière d'étoiles de grande magnitude et d'obtenir aisément un enregistrement continu de la variation de cette intensité.

II. LES TRAJECTOIRES ÉLECTRONIQUES DANS LE CHAMP ÉLECTROSTATIQUE

1. Considérations analytiques.

Considérons un certain nombre d'électrodes maintenues à des potentiels constants donnés et la trajectoire que décrit une particule chargée sous l'unique influence de leur champ électrostatique. En particulier, nous ne considérerons pas l'influence d'un champ magnétique ou celle du champ électrostatique

créé par d'autres particules chargées, c'est-à-dire que nous négligerons les charges spatiales.

Les lois du champ électrique et du mouvement d'un point-charge sont classiques. Le potentiel V satisfait à l'équation de Laplace

$$\Delta V = 0 \tag{1}$$

pour tous les points du champ, et il est assujetti aux conditions limites, c'est-à-dire qu'il doit prendre les valeurs données à la surface des électrodes.

Considérons maintenant, dans ce champ, une particule de masse m et de charge e. Nous admettrons que cette particule de nature subatomique se comporte comme une sphère de rayon infiniment petit. Son mouvement, dû aux forces d'un système potentiel, obéira à l'équation de Newton:

$$m \frac{d^2 \overline{R}}{dt^2} = | e \operatorname{grad.} V | \tag{2}$$

dans laquelle $\overline{R}$ est le rayon vecteur de la particule. Il devra, en plus, respecter les conditions initiales.

Pour obtenir l'équation de la trajectoire il suffit, en principe, d'intégrer l'équation de Laplace (1), d'introduire la valeur trouvée du potentiel V dans l'équation (2) et d'éliminer le temps. Au lieu de cela, il est souvent plus facile de se servir du principe de la moindre action qui fournit des équations dans lesquelles le temps est éliminé de lui-même. D'après ce principe, la trajectoire entre deux points A et B dans un champ de forces potentielles est telle que l'intégrale S

$$S = \int_A^B 2 W dt = \int_A^B m v \, ds \tag{3}$$

devienne extrémale. Dans cette intégrale, W est l'énergie cinétique, v la vitesse de la particule, ds un élément de sa trajectoire et dt un élément de temps.

Si l'on choisit l'origine du potentiel V de telle sorte que

l'énergie totale de la particule soit toujours nulle, par conséquent $|eV| = W$, l'intégrale devient:

$$S = \int_A^B \sqrt{V}\, ds \tag{4}$$

en négligeant toutes les constantes. Nous supposons que la particule se meut suffisamment lentement pour qu'une correction relativistique soit négligeable. Si l'on considère un problème à deux dimensions dans un système de coordonnées cartésiennes (x, y), l'intégrale

$$S = \int_A^B \sqrt{V}\, \sqrt{1 + y'^2}\, dx \tag{5}$$

devient stationnaire si l'équation différentielle d'Euler est satisfaite:

$$\frac{d}{dx} F_{y'} - F_y = 0 \tag{6}$$

dans laquelle

$$F(x, y, y') = \sqrt{V(x, y)}\, \sqrt{1 + y'^2} \tag{7}$$

Cette équation (6) se réduit ici à l'équation appelée l'« équation du rayon »

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{1}{2V}\left[\frac{\partial V}{\partial y} - \frac{dy}{dx}\frac{\partial V}{\partial x}\right]\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right] \tag{8}$$

Une inspection de cette équation (8) montre que la trajectoire d'une particule chargée dans un système d'électrodes donné est indépendante de sa masse et charge, et qu'elle est invariante par rapport à une variation proportionnelle des potentiels de toutes les électrodes. L'équation du mouvement (2) dans laquelle on remplace R par $s\bar{R}$ montre aussi que la trajectoire dans un modèle agrandi linéairement est simplement agrandie à la même échelle. Ces observations seront importantes dans la suite.

En général, l'intégration analytique des équations ci-dessus est impossible même lorsque l'arrangement des électrodes paraît très simple. La principale difficulté est de satisfaire aux conditions limites. Une intégration numérique approchée,

utilisant, par exemple, un développement en série pour le potentiel et remplaçant la trajectoire cherchée par des segments de courbes algébriques, peut toujours être effectuée à condition que le calculateur possède une patience à toute épreuve. Toutefois, une telle intégration numérique est dénuée de toute généralité et fournit seulement une solution à un problème spécifique donné. Par conséquent, la conception d'un appareil électronique que l'on développerait par ce procédé, doit consister en l'examen successif de beaucoup de cas particuliers dans l'espoir d'arriver à une vue d'ensemble du problème, susceptible d'inspirer un dessin optimum.

La longue et laborieuse intégration numérique peut être remplacée avec avantage par des procédés expérimentaux. Certains d'entre eux sont très expéditifs et en même temps suffisamment exacts pour les besoins de la pratique. Une des méthodes décrite plus bas fournit une vue d'ensemble sur un problème, en un temps qui suffirait à peine pour une seule intégration numérique des équations différentielles.

2. Le bain électrolytique et les méthodes graphiques.

La difficile détermination du champ potentiel par l'intégration de l'équation de Laplace peut être évitée si l'on se sert de la méthode bien connue du bain électrolytique. On place dans un électrolyte des électrodes homothétiques aux électrodes considérées, puis on applique à celles-ci des tensions proportionnelles aux potentiels correspondants des électrodes du tube. Le potentiel en chaque point de l'électrolyte est alors proportionnel à celui qui règne au point correspondant dans le champ examiné; il est alors facile d'obtenir les surfaces équipotentielles. La distribution du potentiel à la surface de l'électrolyte, facilement déterminée, est celle d'un plan central d'une structure d'électrodes qui serait composée de la partie immergée des électrodes et de son image réfléchie par rapport à la surface du liquide. Il se trouve précisément qu'un tel plan central existe dans les deux structures les plus usitées, qui sont celles possé-

dant une symétrie axiale et celle composée de cylindres à génératrices parallèles. La théorie complète de cette méthode, et des réalisations pratiques diverses ont été décrites dans bien des ouvrages [9] et ne seront pas discutées ici.

Le problème de la détermination des trajectoires des électrons, une fois le champ potentiel connu, peut être résolu par une intégration numérique comme il a été indiqué plus haut. Cependant, il est plus expéditif de se servir d'une méthode graphique qui consiste à remplacer la trajectoire cherchée par des segments de courbes algébriques, telles que lignes droites, cercles, paraboles, etc. L'une d'entre elles, appelée la « méthode du cercle », est basée sur une relation très simple entre le rayon de courbure R de la trajectoire en un point P, le potentiel V en P et la composante E_R du champ normal à la trajectoire en P.

En appliquant le principe de la conservation de l'énergie à une particule, dont l'énergie initiale est eV_0, on peut écrire

$$\frac{1}{2} mv^2 = e(V + V_0) \ . \tag{9}$$

La force centrifuge étant égale à la force radiale, nous avons

$$\frac{mv^2}{R} = eE_R \ . \tag{10}$$

En éliminant la vitesse v entre les équations (9) et (10) on trouve:

$$R = \frac{2(V + V_0)}{E_R} \ . \tag{11}$$

Cette relation (11) sert de base à la méthode graphique.

Supposons que les lignes équipotentielles soient dessinées et que la particule soit arrivée en un point P, situé sur la ligne équipotentielle $V - \Delta V$, à une vitesse v (voir fig. 1). Le centre C de l'arc de cercle remplaçant le segment de trajectoire entre les lignes équipotentielles $V - \Delta V$ et V, se trouve sur une normale PTC à la trajectoire en P. La distance $y = \overline{PQ}$ étant

la plus courte distance entre les lignes V — ΔV et V, il en résulte que le champ E en P est approximativement:

$$E = \frac{\Delta V}{y} \cdot \tag{12}$$

La composante E_R du champ E le long de PC est donnée par:

$$E_R = E \cos \alpha \tag{13}$$

expression dans laquelle $\alpha = \widehat{QPC}$. Si l'on construit QT perpendiculaire à QP et si l'on appelle $z = \overline{PT}$, l'on obtient:

$$\cos \alpha = \frac{y}{z} \cdot \tag{14}$$

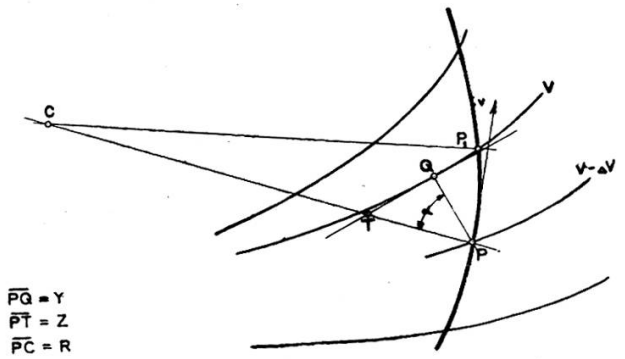

Fig. 1.

Méthode du cercle.

La combinaison des équations (11) à (14) fournit simplement:

$$R = 2 \frac{V + V_0}{\Delta V} z \ . \tag{15}$$

Le coefficient $\frac{2(V + V_0)}{\Delta V}$ et la distance z qui sont tous deux connus déterminent ainsi le rayon R et la position de C sur la droite PTC. L'arc PP_1 de centre C et de rayon R est l'approximation de la trajectoire cherchée entre les lignes équipotentielles V — ΔV et V. La répétition de ce procédé permet d'obtenir toute la trajectoire. Il n'est pas nécessaire de construire la vitesse v chaque fois, en raison du fait que les segments

de trajectoire doivent se rejoindre sans discontinuité, et que par conséquent le point C_1 doit être sur la ligne P_1C. Les seuls éléments qui doivent être construits sont le point Q, la tangente QT et l'arc de cercle PP_1.

Plusieurs sources d'erreurs sont inhérentes à ce procédé. Tout d'abord, la trajectoire réelle est remplacée par une série d'arcs de cercle dont le rayon est seulement une approximation du rayon de courbure moyen du segment de la trajectoire considéré. De plus, chacun de ces arcs est construit d'après son précédent de sorte que l'on introduit des erreurs systématiques aussi bien que des erreurs accidentelles. Si l'on choisit de petites différences de potentiel entre les lignes équipotentielles, on augmente le nombre d'opérations successives et bien que l'on réduise l'erreur systématique on augmente les erreurs accidentelles. Une solution pratique à ce dilemme consiste à choisir de grands « pas » de potentiel lorsque la particule se meut rapidement et de petits lorsqu'elle se meut lentement. Il est assez difficile de donner une analyse quantitative exacte des approximations que cette méthode introduit. Son importance consiste en la rapidité avec laquelle les trajectoires électroniques peuvent être obtenues, et non pas en une précision garantie à tel ou tel degré.

On a construit [10,11] des machines traçant automatiquement les trajectoires électroniques dont le principe est basé sur la relation (11). Cette même relation est aussi utilisée indépendamment dans une méthode graphique ressemblant à celle décrite ci-dessus [12].

3. Une propriété générale.

Une propriété générale des trajectoires des particules chargées a été découverte en relation avec une difficulté rencontrée dans l'application de la méthode des cercles à la trajectoire d'une particule sans vitesse initiale. En effet, il résulte des considérations précédentes que cette méthode donne un résultat d'autant plus précis que la particule a une vitesse initiale plus grande. Pour une particule sans vitesse initiale, on se trouve embarrassé

pour commencer la construction de la trajectoire. Ce cas est régi par le théorème qui suit:

Le rayon de courbure de la trajectoire d'une particule chargée dont la vitesse est nulle en un point P *d'un champ électrostatique, est égal à trois fois le rayon de courbure de la ligne de force passant par* P.

Ce théorème peut être démontré comme suit:

Choisissons un système de coordonnées cartésiennes ayant son origine en P et son axe des x normal à la ligne équipotentielle passant par P (voir fig. 2). Nous supposerons que le potentiel est nul au point P. Cette hypothèse, faite déjà lors de la dérivation de l'équation du rayon (8), n'enlève rien à la généralité de la démonstration.

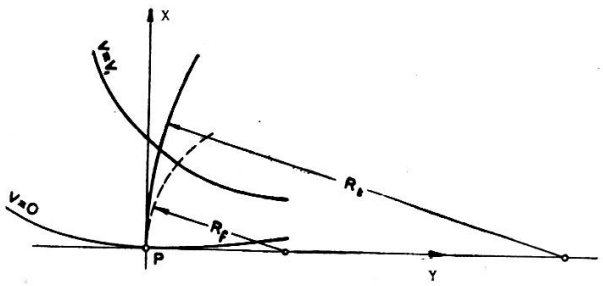

Fig. 2.

La courbure de la trajectoire d'une particule de vitesse nulle.

Le rayon de courbure est donné, en coordonnées cartésiennes, par la relation:

$$R = \frac{(1 + y'^2)^{3/2}}{y''} . \tag{16}$$

Soit $y = y_t(x)$ l'équation de la trajectoire et $y = y_f(x)$ l'équation de la ligne de force passant par P. Puisque les deux courbes sont tangentes à l'axe des x, c'est-à-dire que $y_t' = y_f' = 0$, les rayons de courbure R_t et R_f seront respectivement égaux à $\frac{1}{y_t''}$ et $\frac{1}{y_f''}$.

Calculons y''_t à l'aide de l'équation du rayon (8):

$$y''_t = \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{1}{2\,\mathrm{V}}\left[\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial y} - \frac{\partial \mathrm{V}}{\partial x}\cdot\frac{dy}{dx}\right]\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]. \tag{17}$$

Pour $x = y = dy/dx = \mathrm{V} = 0$, cette expression est indéterminée. Sa limite peut cependant être facilement calculée au moyen du théorème de L'Hospital. Ce calcul fournit:

$$\left|y''_t\right|_{x=0} = \frac{1}{3}\left|\frac{\dfrac{\partial^2 \mathrm{V}}{\partial x\,\partial y}}{\dfrac{\partial \mathrm{V}}{\partial x}}\right|_{x=0}. \tag{18}$$

Calculons maintenant y''_f. Soit $\mathrm{U}(x, y) =$ constante, l'équation de la ligne de force passant par P. On peut écrire successivement:

$$\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial x}dx + \frac{\partial \mathrm{U}}{\partial y}dy = 0 \tag{19}$$

et

$$\frac{d^2y_f}{dt^2} = \frac{\dfrac{\partial \mathrm{U}}{\partial x}\dfrac{\partial \mathrm{U}^2}{\partial x\,\partial y} - \dfrac{\partial \mathrm{U}}{\partial y}\dfrac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial x^2}}{\left(\dfrac{\partial \mathrm{U}}{\partial x}\right)^2}. \tag{20}$$

Soient $\mathrm{V}(x, y) =$ const., les équations des lignes équipotentielles et $\mathrm{U}(x, y) =$ const., celles des lignes de force. Les conditions de Riemann-Cauchy peuvent s'écrire alors:

$$\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial x} = \frac{\partial \mathrm{U}}{\partial y} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathrm{V}}{\partial y} = -\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial x}. \tag{21}$$

En se servant de ces conditions pour éliminer U de l'équation (20), et en remarquant que $\dfrac{\partial \mathrm{U}}{\partial x} = 0$ grâce au choix du système de coordonnées, on obtient pour y''_f au point P:

$$\left|y''_f\right|_{x=0} = \left|\frac{\dfrac{\partial^2 \mathrm{V}}{\partial x\,\partial y}}{\dfrac{\partial \mathrm{V}}{\partial x}}\right|_{x=0}. \tag{22}$$

La comparaison des équations (18) et (22) prouve le théorème.

4. Le modèle mécanique et les vérifications électroniques.

Une méthode expérimentale très expéditive, résolvant simultanément le problème du champ potentiel et celui de la trajectoire, est basée sur l'analogie qui existe entre la trajectoire d'une balle sphérique roulant sur une membrane de caoutchouc convenablement tendue et celle d'une particule chargée se mouvant dans un champ électrostatique. Bien des auteurs [9,13] se sont servi de cette analogie, connue depuis fort longtemps, pour démontrer le fonctionnement de divers systèmes d'optique électronique. Une analyse détaillée montre que si certains soins sont pris, cette analogie peut servir de base à une méthode expérimentale extrêmement utile dans les recherches électroniques. La méthode s'applique au cas d'une particule chargée, qui se meut dans un plan normal aux génératrices d'un système d'électrodes cylindriques supposées infiniment longues ou en tout cas suffisamment longues pour que l'effet des extrémités soit négligeable.

Sur une table horizontale on dispose des portions de cylindres rigides dont les directrices sont une image à l'échelle des traces des électrodes dans le plan de la trajectoire de la structure électrique analogue et dont la hauteur verticale des génératrices des divers cylindres est proportionnelle au potentiel des électrodes correspondantes. Si l'on considère la trajectoire d'une particule négative, telle qu'un électron, à l'électrode la plus négative correspondra le cylindre le plus haut. Pour un ion positif l'inverse serait vrai.

Une membrane de caoutchouc qui a été préalablement tendue sur un cadre, est alors appliquée sur l'ensemble de ces cylindres de telle sorte que la membrane soit en contact avec le bord supérieur tout entier de tous les cylindres. Cela exige des moyens auxiliaires pour presser le caoutchouc contre les cylindres aux endroits où le contact ne se serait pas établi autrement.

Il se trouve alors que la projection horizontale de la trajectoire du centre d'une sphère solide roulant sur la surface de cette

membrane sous l'influence de la pesanteur est similaire à la trajectoire d'une particule chargée se mouvant dans le système électrique correspondant, pourvu que les conditions initiales soient analogues dans les deux cas. Nous allons démontrer que cette assertion est approximativement vraie, en considérant successivement plusieurs problèmes dans lesquels les conditions réelles seront quelque peu idéalisées.

Tout d'abord considérons la forme que la membrane prendra dans les conditions décrites ci-dessus. Nous admettrons que la membrane a été tendue sur son cadre de telle sorte que la tension soit partout uniforme et grande par rapport aux tensions supplémentaires qui résulteront des déformations dues aux cylindres. Le problème peut être posé quantitativement de la façon suivante: La membrane, initialement plane et horizontale, a été élevée le long de certaines lignes à une hauteur $z(x, y)$ par rapport à un plan horizontal contenant les axes x et y d'un système de coordonnées rectangulaires. Nous supposons que la membrane est un corps à deux dimensions idéal qui ne présente aucune résistance au fléchissement et dont l'énergie potentielle de tension est proportionnelle à l'accroissement de l'aire. La membrane assumera une forme qui rend son énergie potentielle de tension superficielle minimum, c'est-à-dire telle que l'aire de sa surface soit un minimum. L'aire S d'une surface $z(x, y)$ est donnée par l'intégrale

$$S = \iint_A \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2}\, dx\, dy \,. \tag{23}$$

Dans cette expression, A est la projection horizontale de l'aire. La fonction $z(x, y)$ cherchée, rendant cette intégrale extrémale, satisfera à l'équation d'Euler:

$$\frac{\partial}{\partial x} F_{z_x} + \frac{\partial}{\partial y} F_{z_y} - F_z = 0 \tag{24}$$

dans laquelle

$$F(x, y, z, z_x, z_y) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2} \,. \tag{25}$$

Tous les calculs faits, cette équation (24) devient

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2}\left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2\right] + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2}\left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2\right] - 2\frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y}\frac{\partial z}{\partial x}\frac{\partial z}{\partial y} = 0 \,. \quad (26)$$

Si $\frac{\partial z}{\partial x}$ et $\frac{\partial z}{\partial y}$ sont petits, l'équation (26) se réduit à:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial z^2}{\partial y^2} = 0 \quad (27)$$

qui est précisément l'équation de Laplace (1) dans laquelle V aurait été remplacé par z. En d'autres termes, lorsque les pentes de la membrane sont *faibles*, et que par ailleurs les conditions aux limites sont les mêmes, l'altitude d'un point quelconque de la membrane est proportionnelle au potentiel électrostatique du point correspondant du système électrique.

Il est intéressant d'observer ici, en passant, que l'expression (26) est un facteur de celle de la courbure moyenne de Gauss (somme des courbures principales). Ainsi, en tout point de la membrane, les rayons de courbure principaux sont égaux et de signe contraire. En d'autres termes, chaque point de la surface est un point de selle.

Considérons maintenant une balle sphérique de rayon R, roulant sur cette surface $z\,(x, y)$ sous l'influence de la pesanteur. Les déplacements élémentaires du centre de la sphère et de son point de contact avec la surface peuvent être considérés égaux si le rayon de la sphère est suffisamment petit en comparaison de ceux de la surface de la membrane. Par conséquent, si le centre de la sphère se déplace d'une distance ds, la sphère aura tourné d'un angle $d\alpha$ tel que

$$d\alpha = \frac{ds}{\mathrm{R}} \,. \quad (28)$$

L'énergie cinétique totale W de la balle sera donc:

$$\mathrm{W} = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} \mathrm{I}\,\omega^2 = \frac{1}{2} v^2 \left(m + \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{R}^2}\right) \,. \quad (29)$$

Dans cette expression, v est la vitesse du centre de la sphère, ω sa vitesse angulaire et I son moment d'inertie diamétral.

Nous avons implicitement admis l'existence du frottement, car la balle glisserait mais ne roulerait pas en son absence. Cependant nous admettrons seulement l'existence du frottement statique qui assure le roulement et nous négligerons les frottements dynamiques tels que ceux dus au glissement partiel, au couple de frottement, à la déformation du caoutchouc, etc. Nous aurons ainsi « un roulement parfait » où toutes les forces dissipatives sont négligées. Il en résulte que la balle se meut dans le système potentiel des forces dues à la pesanteur et que le principe de la moindre action est applicable. Ce principe exige que la trajectoire du centre de la sphère entre deux points A et B soit telle que l'intégrale S devienne extrémale.

$$S = \int_A^B 2W dt = \int_A^B v^2 \left(m + \frac{I}{R^2}\right) dt = \int_A^B v \left(m + \frac{I}{R^2}\right) ds \,. \quad (30)$$

Avec un choix approprié de l'origine des z on pourra écrire, grâce au principe de la conservation de l'énergie:

$$\frac{1}{2} v^2 \left(m + \frac{I}{R^2}\right) = | mgz | \,. \quad (31)$$

En substituant dans l'intégrale (30) le deuxième membre de l'équation (31) et en négligeant toutes les constantes, l'intégrale S devient

$$S = \int_A^B \sqrt{z} ds = \int_A^B \sqrt{z} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2} dx \,. \quad (32)$$

La fonction caractéristique F qui est sous le signe d'intégration:

$$F(x, y, y') = \sqrt{z(x, y)} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2} \quad (33)$$

peut être considérée comme une fonction de x, y et y' seulement, puisque z est une fonction connue de x et y.

Comparons maintenant cette fonction caractéristique (33) avec la fonction analogue (7) relative au mouvement d'une particule chargée dans un champ électrostatique. Nous avons vu (voir éq. 27) que z peut être considéré comme proportionnel

à V. Les fonctions (7) et (33) seront donc approximativement proportionnelles dès que $\left(\frac{dz}{dx}\right)^2$ sera négligeable par rapport à 1, ce qui revient de nouveau à admettre de *petites pentes* à la membrane de caoutchouc. Les fonctions caractéristiques étant proportionnelles, les équations d'Euler seront identiques et par conséquent les trajectoires dans les cas mécanique et électrique seront homothétiques, pourvu que les conditions initiales et aux limites soient les mêmes dans les deux cas. Cela prouve

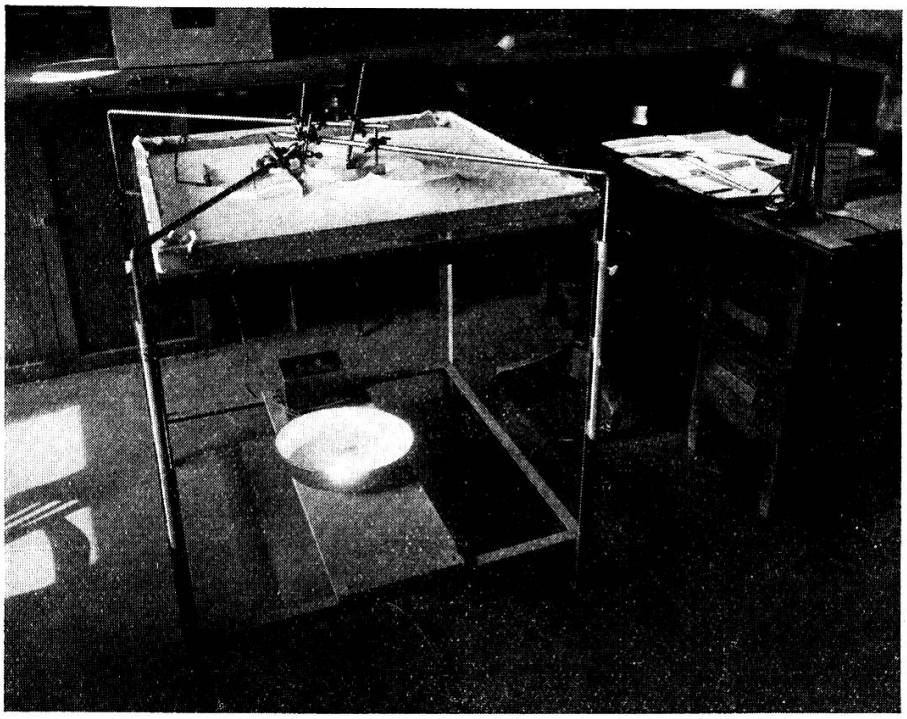

Fig. 3.

Le modèle mécanique.

l'assertion énoncée plus haut. Dans toutes ces déductions, nous nous sommes tacitement servi de l'invariance de la trajectoire par rapport à la masse ou à la charge de la particule, aux changements proportionnels de l'énergie potentielle, et de son homothétie par rapport à un changement d'échelle, qui sont toutes des propriétés établies auparavant.

Dans l'appareil de notre laboratoire [14] (voir fig. 3), une table d'acier, dont les pieds sont montés sur des vis calantes, supporte une plaque de verre de 86 × 86 cm. Les électrodes cylindriques

sont faites de bandes d'aluminium de 1,5 mm d'épaisseur qui ont été coupées au préalable à la hauteur convenable. Pour permettre une adaptation facile aux contours les plus compliqués, l'aluminium peut être rendu suffisamment malléable par un recuit à 300° ou 400° C. Les cylindres, une fois formés, sont disposés sur la plaque de verre sur laquelle il a été facile de dessiner les contours désirés et ils sont fixés au verre par une bande gommée (Decorator's Scotch Tape). Le caoutchouc doit être lisse et très élastique et cependant il doit pouvoir résister à un déchirement éventuel dû aux cylindres et à une déformation due au poids des balles. Nous avons trouvé que le caoutchouc « Latex chirurgical » n° 29 ou 32 était parfaitement satisfaisant. La membrane est tendue sur son cadre en bois auquel elle tient par de simples punaises. On peut s'assurer, en pratique, d'une tension uniforme en dessinant d'abord sur la membrane une figure similaire à celle du cadre, mais plus petite, puis en tirant le caoutchouc de tous les côtés, jusqu'à ce que la figure dessinée coïncide avec les bords du cadre. Une fois que la membrane est posée sur l'ensemble des cylindres fixés au verre, on la presse vers le bas contre la partie des cylindres avec laquelle elle ne serait pas en contact autrement, au moyen de cylindres auxiliaires qui sont maintenus par des tiges verticales tenues elles-mêmes par des pinces de laboratoire. Ces pinces sont fixées à des barres horizontales montées sur la table d'acier de l'appareil. L'« électron » est simplement une bille d'acier pour roulement à billes. L'expérience a montré que des billes de 1,5 à 7 mm de diamètre sont également satisfaisantes, de sorte que l'on a adopté dans la suite des billes de 5 mm. Pour des trajectoires parcourues sans vitesse initiale, la bille est posée à l'endroit voulu où elle est maintenue par un électro-aimant. Pour assurer un départ certain de la bille, le courant de l'aimant, une fois interrompu, s'amortit dans une oscillation qui supprime toute magnétisation rémanente. Les trajectoires sont simplement observées. En général, de toute la trajectoire, on s'intéresse seulement aux points de départ et d'arrivée qui peuvent être facilement enregistrés, si l'on marque des échelles convenables sur les électrodes terminales. Ces échelles peuvent être dessinées, par exemple, sur la plaque

de verre et projetées sur le caoutchouc au moyen d'une lumière placée en dessous (visible sur la fig. 3).

En pratique les conditions idéales admises pour les déductions mathématiques du fonctionnement du modèle mécanique ne sont pas réalisées, à cause des forces dissipatives du frottement, de la déformation de la membrane due au poids de la balle, des irrégularités dans l'épaisseur et la rugosité du caoutchouc, du fait que de trop faibles pentes ne sont pas pratiques, etc. La valeur pratique de la méthode doit donc être vérifiée par l'expérience. Pour cela, plusieurs épreuves électroniques ont été faites. Un modèle à l'échelle de la structure des électrodes sous investigation est mis dans le vide. La cathode, c'est-à-dire l'électrode d'origine des électrons, est rendue photo-sensible, permettant ainsi d'émettre des électrons au point voulu en illuminant au moyen d'un petit projecteur le point ou la ligne convenable sur la cathode. Le collecteur, c'est-à-dire l'électrode que les électrons bombardent, est pourvu d'une électrode-sonde unique et mobile ou bien d'une série de sondes fixes. L'aire illuminée sur la cathode ou la sonde mobile du collecteur est déplacée jusqu'à ce que la sonde ou une sonde donnée collecte un courant maximum. La figure 4 montre schématiquement un tel tube, dont le collecteur porte une série de sondes fixes et qui fut construit pour vérifier l'opération d'un des types de multiplicateur d'électrons adopté dans la suite (type C). Les courbes de la figure 5, déterminées l'une par le modèle mécanique et l'autre par le tube vérificateur, montrent la coordonnée d'arrivée (bombardement) y, en fonction de la coordonnée de départ (émission) x, ces coordonnées étant définies sur la figure 8. La conformité des deux courbes qui est très apparente dans ce cas et qui fut trouvée aussi dans tous les autres cas examinés, justifie amplement l'usage du modèle mécanique et inspire de la confiance pour son usage dans un champ d'application très vaste.

On ne peut pas se servir du modèle mécanique pour des configurations d'électrodes possédant une symétrie axiale parce que la forme de la membrane est définie par l'équation (27) au lieu de:

$$\Delta z = \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} + \frac{1}{y}\frac{\partial z}{\partial y} = 0 \qquad (34)$$

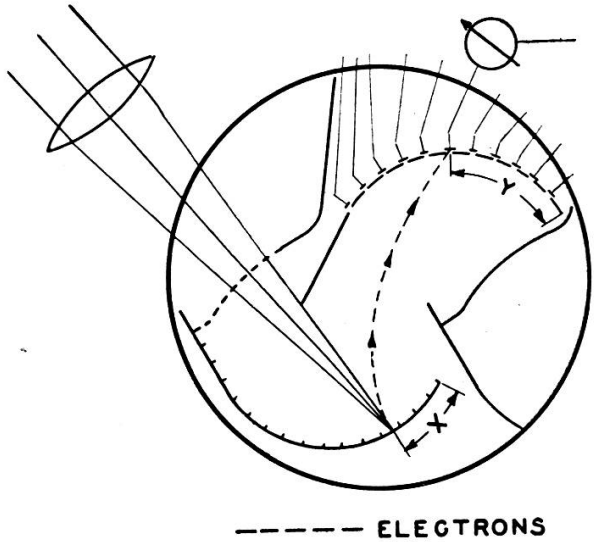

Fig. 4.

Tube vérificateur des trajectoires électroniques.

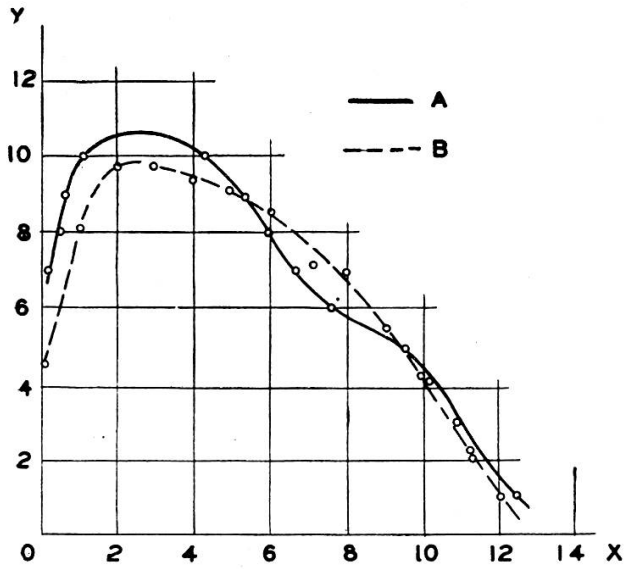

Fig. 5.

Comparaison des résultats.

A Tube vérificateur.
B Modèle mécanique.

qui régit le potentiel électrostatique dans un plan axial. D'autre part, le modèle ne tient pas compte des charges spatiales qui sont importantes dans bien des cas. En dépit de ces restrictions, le modèle mécanique est une aide presque indispensable qui permet d'estimer rapidement et assez exactement la trajectoire des électrons dans les appareils électroniques. Si l'on désire une très grande précision, il vaut mieux s'en servir concurremment avec d'autres méthodes.

III. LE DÉVELOPPEMENT D'UN MULTIPLICATEUR ÉLECTROSTATIQUE

1. Conditions a remplir.

Le processus de multiplication d'électrons décrit brièvement dans l'introduction sera réalisé avec succès si certaines conditions sont remplies. Ces conditions peuvent être analysées comme suit:

Appelons, par définition, « rayon électronique », la ligne géométrique formée en reliant successivement les trajectoires — d'un électron originel qui se meut d'une première électrode jusqu'à la deuxième — d'un électron secondaire libéré en son point d'impact qui se meut de cette deuxième électrode jusqu'à une troisième — d'un des nouveaux électrons libérés au point d'impact nouveau, etc. jusqu'à ce que le dernier impact ne produise plus d'émission. Nous appellerons « faisceau électronique » l'ensemble des rayons électroniques. On dit qu'un multiplicateur d'électrons statique possède des propriétés de « concentration » adéquates (is properly focussed) lorsque tout rayon électronique ayant un départ convenable connecte successivement toutes les électrodes multiplicatrices dans l'ordre des potentiels croissants. Les termes « rayons » et « faisceau » sont empruntés à l'optique géométrique.

Nous avons déjà vu que l'émission secondaire d'une électrode n'est effective que si le champ électrostatique dans son voisi-

nage immédiat s'oppose au mouvement des électrons primaires bombardeurs. L'intensité de ce champ doit être suffisamment grande, pour que le courant secondaire soit saturé, pour réduire au minimum l'effet des vitesses initiales sur le trajet ultérieur des électrons secondaires et réduire l'effet des charges spatiales qui produit une « déconcentration » (defocusing) qui est spécialement accentuée aux fortes densités de courant présentes surtout dans les derniers étages de multiplication.

Les électrodes sont généralement traitées dans le vide afin de leur donner leurs propriétés d'émissions secondaire et photo-électrique. Pour cela, le libre accès du métal activateur à leur surface est essentiel, particulièrement pour l'activation habituelle de l'oxyde d'argent par le caesium. On dira dans ce cas que la construction est « ouverte ».

Pour compléter la liste des conditions à remplir, nous anticipons ici sur les résultats relatifs à la suppression du courant résiduel. Ces conditions sont:

L'arrangement des électrodes du multiplicateur doit être tel qu'une particule chargée positivement, telle qu'un ion, qui se trouve dans l'espace compris entre les électrodes des derniers étages de multiplication, décrive une trajectoire qui se termine à ces étages mêmes. Une des conséquences est qu'il doit être impossible de relier par une droite un point quelconque compris dans l'espace des derniers étages à un point quelconque compris dans l'espace des premiers sans intercepter une électrode quelconque. Comme il sera expliqué, ceci est indispensable pour supprimer la « réaction ionique ».

Les interstices entre les électrodes doivent être grands. Ceci est particulièrement important à cause des arêtes des électrodes, à la surface desquelles la direction du champ tend à extraire des électrons. Ces arêtes peuvent être une source d'émission froide qui est nuisible à la réduction du courant résiduel.

Finalement, non seulement la construction doit posséder des propriétés de concentration adéquates et d'intenses champs collecteurs, être « ouverte » et être « étanche aux ions » et posséder de larges interstices entre les électrodes, mais encore elle doit être conçue de façon qu'elle soit simple et aisée et admette des tolérances suffisantes.

2. L'évolution du développement.

Un multiplicateur remplissant les conditions esquissées ci-dessus fut finalement obtenu grâce à l'évolution d'un prototype. L'idée fondamentale consiste à se servir du type appelé « linéaire à électrodes alternées ». Ce type de multiplicateur comprend deux rangées parallèles d'électrodes cylindriques équidistantes, toutes identiques, dont les génératrices sont toutes normales à un plan dans lequel leurs directrices sont alternées, c'est-à-dire que les directrices d'une rangée sont décalées par rapport à celles de l'autre, d'un intervalle égal à la moitié du pas. La recherche d'une structure d'électrodes remplissant les conditions voulues est réduite ici à celle de la forme des directrices et de leur position relative donnant les résultats les plus favorables. Un système d'électrodes cylindriques fut choisi de préférence à un système à symétrie axiale, principalement parce que les champs collecteurs à la surface des électrodes peuvent être rendus plus intenses dans le premier cas que dans le second. La figure 6, A, B, C, D, illustre les arrangements des directrices de divers multiplicateurs de ce type [15] dans l'ordre chronologique de leur conception. De toute l'évolution, seuls les quatre types A, B, C, D sont mentionnés à titre d'échelons logiques du développement. Les électrodes numérotées dans l'ordre de propagation du faisceau, sont maintenues à des potentiels proportionnels à leur numéro d'ordre, la différence de potentiel entre deux électrodes consécutives variant entre 30 et 300 volts. La première électrode (n° 0) est la photocathode, qui est l'origine des électrons émis par la lumière excitatrice, la dernière (n° 11) est le collecteur qui reçoit le courant multiplié.

Le champ potentiel de la structure n'est pas altéré si un conducteur métallique remplace la surface équipotentielle ayant le potentiel d'une électrode, l'électrode numéro n par exemple, qui s'étend entre l'électrode n et l'interstice compris entre les électrodes $(n - 1)$ et $(n + 1)$. Il en résulte que, si la structure est terminée par un tel conducteur, appelé dorénavant le « terminateur », les rayons électroniques de tous les

étages multiplicateurs seront identiques et le fonctionnement d'un seul étage ou « cellule élémentaire » décrira celui du multiplicateur tout entier. C'est ainsi que le problème de la

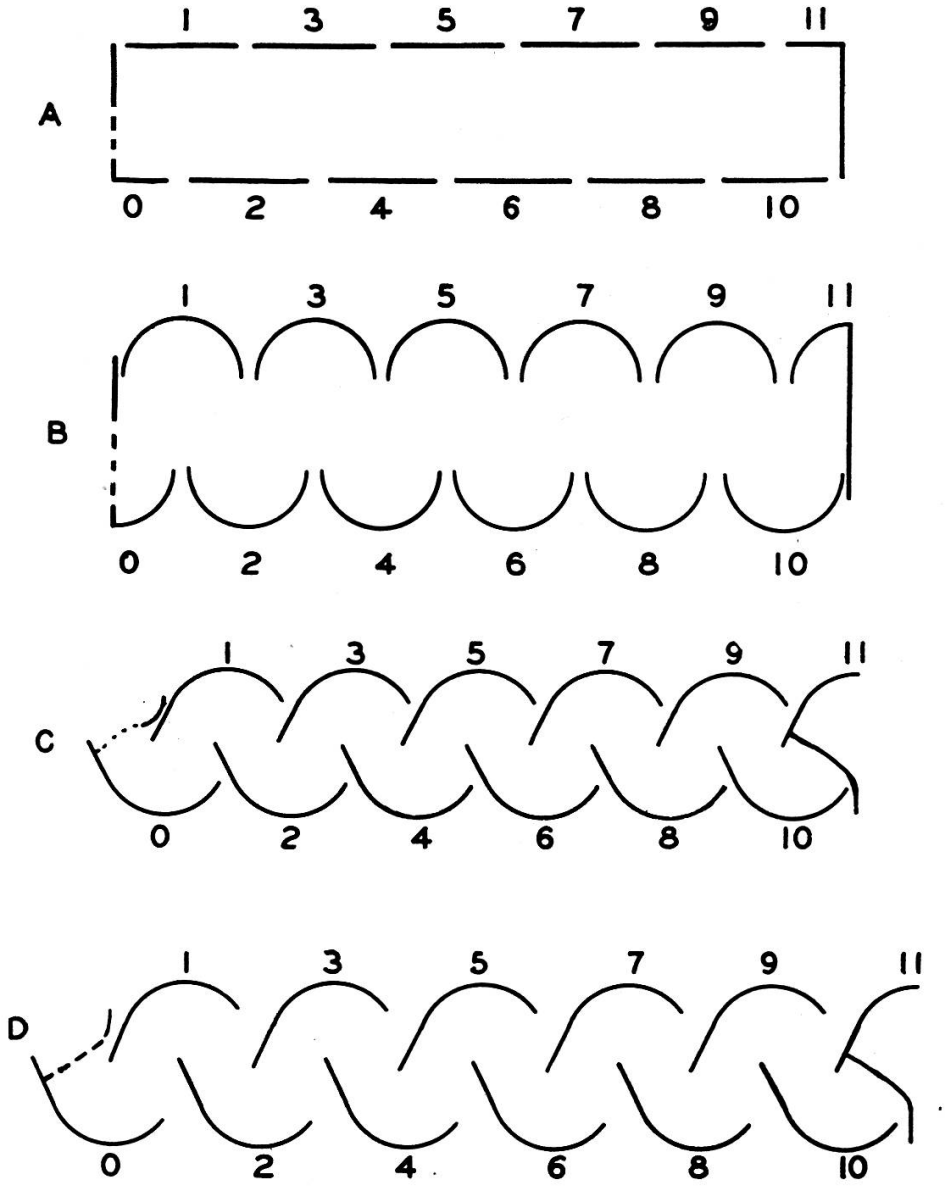

Fig. 6.

Types de multiplicateurs électrostatiques.

recherche d'un type satisfaisant toutes les conditions voulues est réduit à celle des directrices d'une cellule élémentaire unique.

Le type A de la figure 6 comporte simplement des électrodes planes. Des calculs préliminaires [16] démontrèrent que les pro-

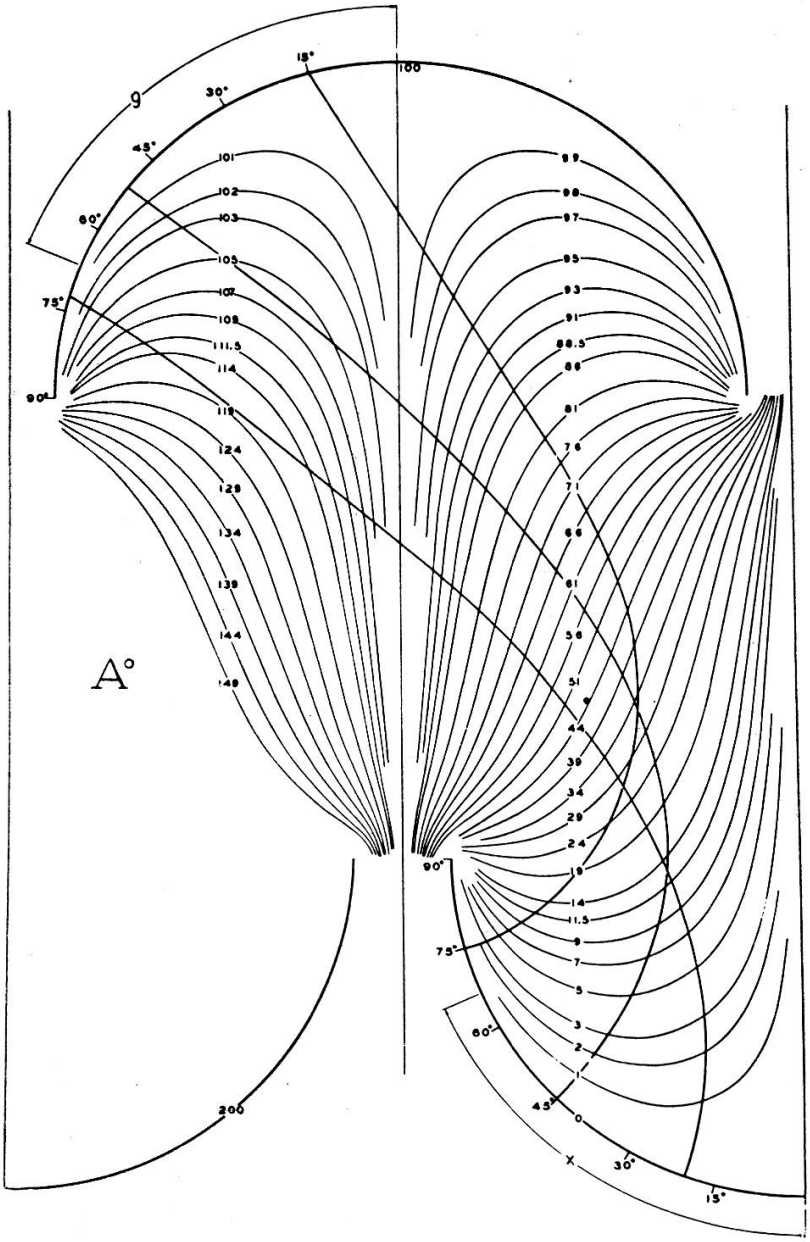

Fig. 7.

Cellule élémentaire du type B.

priétés de concentration de ce type étaient insuffisantes mais indiquèrent, cependant, la possibilité de les perfectionner.

L'étude systématique des trajectoires électroniques dans les

cellules élémentaires, faite d'après les méthodes d'optique électronique décrites plus haut, fournit le type B (fig. 6) qui est capable d'une parfaite concentration. Les directrices sont des demi-cercles et les terminateurs des plans. La figure 7 représente une cellule élémentaire dans laquelle les lignes équipotentielles furent obtenues dans le bain électrolytique et les trois trajectoires dessinées par la méthode des cercles. Les propriétés de concentration de ce type sont excellentes et des tubes à étages multiples eurent réellement de très grands gains.

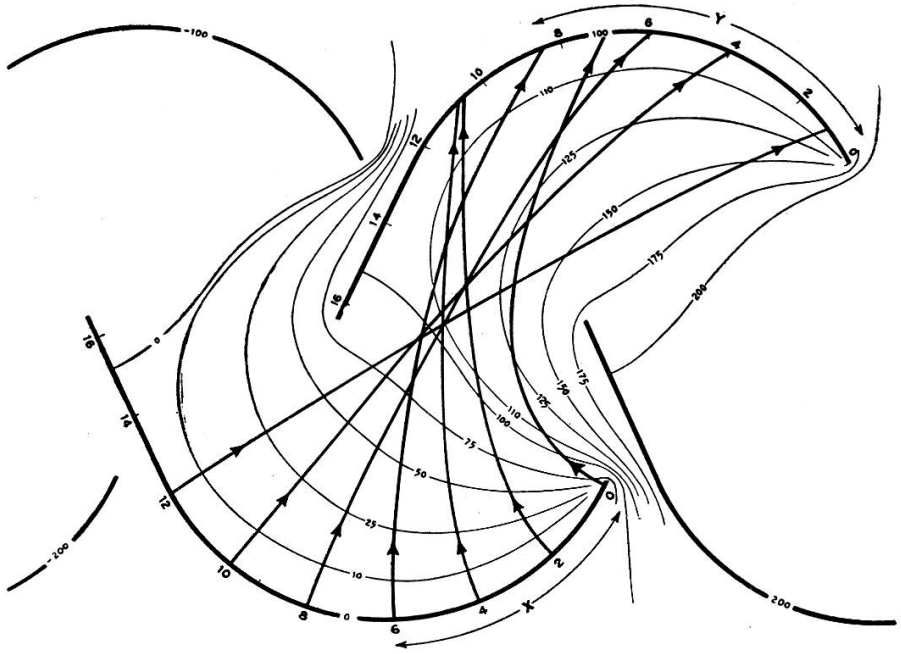

Fig. 8.

Cellule élémentaire du type C.

Cependant, ce type fut abandonné pour des raisons qui seront données plus tard en relation avec la réaction ionique, de sorte que la discussion détaillée de la concentration est réservée aux types adoptés ultérieurement.

Le type C (fig. 6) fut conçu dans le but de prévenir la réaction ionique ainsi qu'il sera expliqué. La figure 8 représente une cellule élémentaire. Une inspection des lignes équipotentielles montre l'uniformité, la forte intensité et la grandeur de l'aire

effective du champ collecteur. Les lignes grasses montrent les trajectoires approximatives que suivent les électrons d'une électrode à l'autre. Ces trajectoires furent déterminées par le modèle mécanique et le résultat obtenu fut confirmé par le tube vérificateur.

Le type D (fig. 6) est une légère modification du type C qui fut élaborée dans le but d'accroître l'interstice entre les électrodes et diminuer ainsi l'émission froide. Ceci sera discuté en

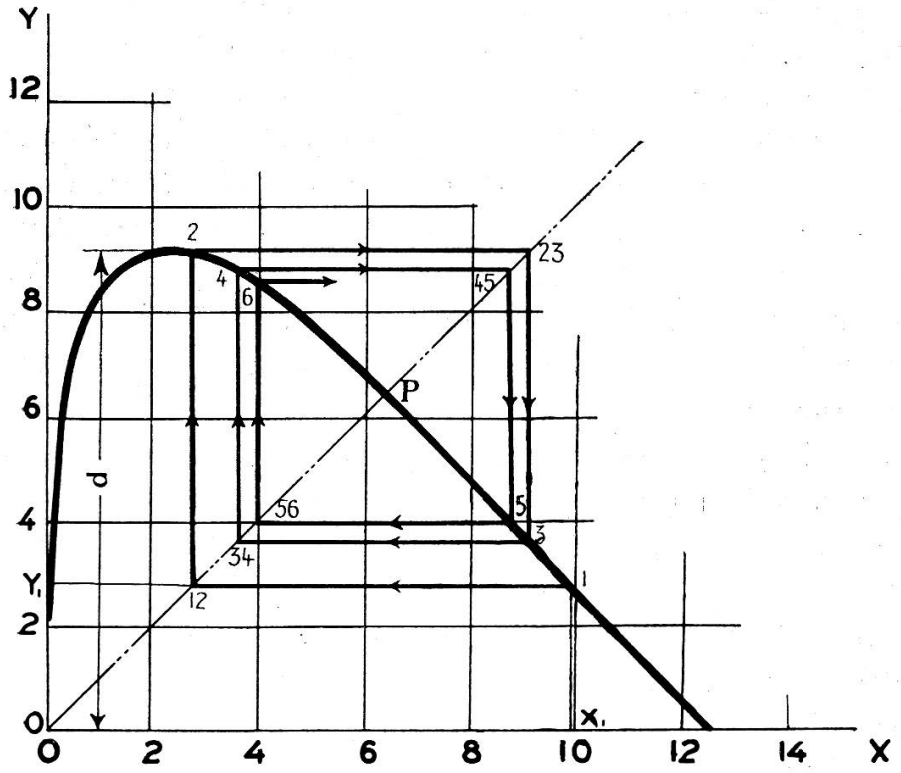

Fig. 9.

Courbe de concentration du type D.

détail plus bas. Les propriétés de concentration des types C et D sont presque identiques.

L'excellence des propriétés de concentration du type D peut être démontrée à l'aide d'une courbe montrant les coordonnées terminales x et y d'un rayon électronique dans une cellule élémentaire. Ces coordonnées sont définies sur la figure 8. Considérons une telle courbe, donnée sur la figure 9, et suivons la marche du rayon électronique à travers le tube. Un rayon

dont l'origine est à l'abcisse x_1 d'une électrode quelconque, numéro 1 par exemple, atteindra l'électrode 2 de la même cellule élémentaire en l'ordonnée y_1 qui sera à son tour la nouvelle abcisse pour la cellule suivante. En se servant de la bissectrice du quadrant formé par les axes x et y, il est facile d'obtenir l'abcisse x_2 du point 2 qui n'est autre que celle de l'intersection 12 de la dite bissectrice et d'une parallèle à l'axe des x par le point 1. La marche du rayon à travers le multiplicateur est ainsi illustrée par la ligne brisée 1, 12, 2, 23, 3, 34, etc., qui forme une sorte de « spirale rectangulaire ». Puisque cette spirale converge sur un point P, quelle que soit l'origine du rayon, il est évident que, quel que soit le nombre des électrodes multiplicatrices, le faisceau ne peut jamais s'étendre sur une électrode quelconque en dehors de l'aire de largeur d. Les propriétés de concentration de toutes les structures d'électrodes examinées furent analysées par un tel diagramme et le type fut jugé par la largeur de la région des électrodes qui peut contenir l'origine d'un rayon correspondant à une spirale convergente.

Si la longueur des électrodes, qui doit être nécessairement finie, est deux fois plus grande que leur largeur totale on peut constater au moyen du bain électrolytique que le champ potentiel dans le plan central ne s'écarte pas d'une façon appréciable de celui qui existerait si la structure était infiniment longue. D'autre part, des mesures effectuées dans des tubes dont les électrodes étaient sectionnées transversalement pour créer des sondes latérales, ont montré que, grâce aux champs accélérateurs intenses qui réduisent les effets de dispersion des vitesses initiales etc., le faisceau électronique ne s'étend latéralement que d'une façon à peine mesurable aussi longtemps que la densité du courant reste assez faible. Aux fortes densités de courant les charges spatiales provoquent un élargissement latéral du faisceau dont il peut résulter un débordement des électrodes causant à son tour une diminution du facteur de multiplication. Ceci est un inconvénient sérieux parce que la dépendance linéaire du courant de sortie et du courant originel est une qualité primordiale du multiplicateur. L'élargissement latéral du faisceau peut être considérablement

réduit si l'on ferme les extrémités des électrodes par des parois métalliques pleines ou en forme de bande, ainsi qu'il est montré sur la figure 10 A et B. Les plaques latérales de montage en mica que l'on peut observer sur les figures 26 et 27 produisent un effet de concentration qui fut découvert déjà dans les multiplicateurs magnétiques [4]. Lorsqu'un de ces moyens de concentration est employé, les mesures limitées par des densités de courant admissibles (les densités supérieures à 7-10 mA par cm^2

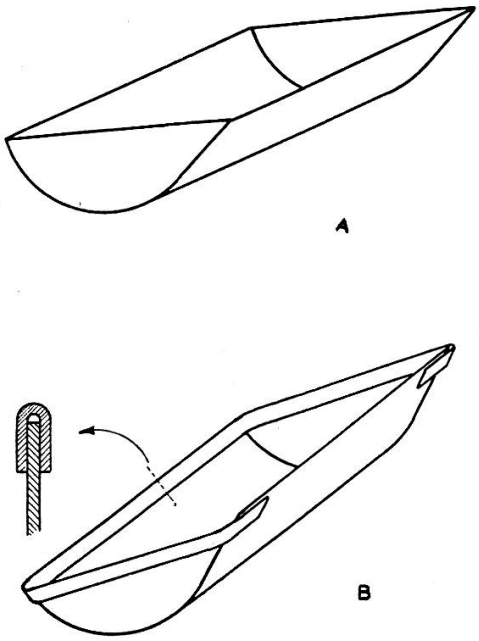

Fig. 10.

Terminaisons des électrodes.

endommagent la surface habituelle de l'oxyde d'argent traîté au caesium) ne révèlent aucun écart de la linéarité.

Les propriétés de concentration des types C et D étant presque parfaites, il est possible de construire un multiplicateur avec autant d'étages de multiplication que l'on le désire. Des multiplicateurs à 16 étages fonctionnèrent parfaitement. On doit prendre un soin suffisant dans la concentration pour respecter les tolérances admissibles dans la forme et la position relative des électrodes. Les électrodes sont faites d'un

métal malléable de 0,10 à 0,30 mm d'épaisseur et portant des nervures de renforcement. Elles peuvent être formées par une presse à emboutir dont le flan [17] en acier peut être facilement usiné grâce à sa simple forme cylindrique. L'ensemble des électrodes est monté sur des supports isolants qui peuvent être en mica, en « lavite » ou en verre, suivant les applications auxquelles on destine le multiplicateur. Des guides d'assemblage appropriés doivent être utilisés durant le montage des électrodes sauf si les supports isolants eux-mêmes sont convenablement conçus.

La construction et le fonctionnement des divers tubes construits seront décrits par la suite en relation avec les nombreux problèmes spécifiques que la réduction du courant résiduel a posés.

3. L'appareillage pour les essais.

La figure 11 est un schéma de l'appareillage utilisé pour les essais des multiplicateurs.

Le convertisseur de puissance S peut fournir 250 watts sous 4000 volts. Puisque le coefficient de l'émission secondaire varie aux tensions utilisées à peu près linéairement avec le potentiel, le gain total du multiplicateur suivra une loi de puissance par rapport au potentiel. Par conséquent, pour des mesures stables, il sera essentiel que la tension reste parfaitement constante. Le régulateur R, basé sur un principe à réaction inverse [18] a été prévu dans ce but.

Les potentiels nécessaires aux diverses électrodes du multiplicateur sont obtenus au moyen du potentiomètre P dont la résistance totale de 64.000 ohms est divisée en 16 parties égales. Cette faible résistance a été choisie de façon que le courant des électrodes elles-mêmes soit négligeable par rapport à celui du potentiomètre, ce qui rend les potentiels indépendants du courant de sortie auquel on opère. Sauf indication contraire, les différences de potentiel entre étages ont été maintenues égales pendant toutes les expériences pour préserver la nature cyclique du potentiel que l'on avait admise pour toutes les considérations relatives aux propriétés de concentration. Il faut ajouter, cependant, qu'une certaine déviation d'une telle

distribution uniforme des potentiels ne cause pas, en fait, de déconcentration appréciable.

Les conducteurs de toutes les électrodes du multiplicateur passent indépendamment par les parois de verre de l'enveloppe du tube, de sorte que le courant de chaque étage peut être mesuré. Pour faciliter l'insertion d'un instrument de mesure dans les circuits, des fiches spéciales J ont été insérées en série

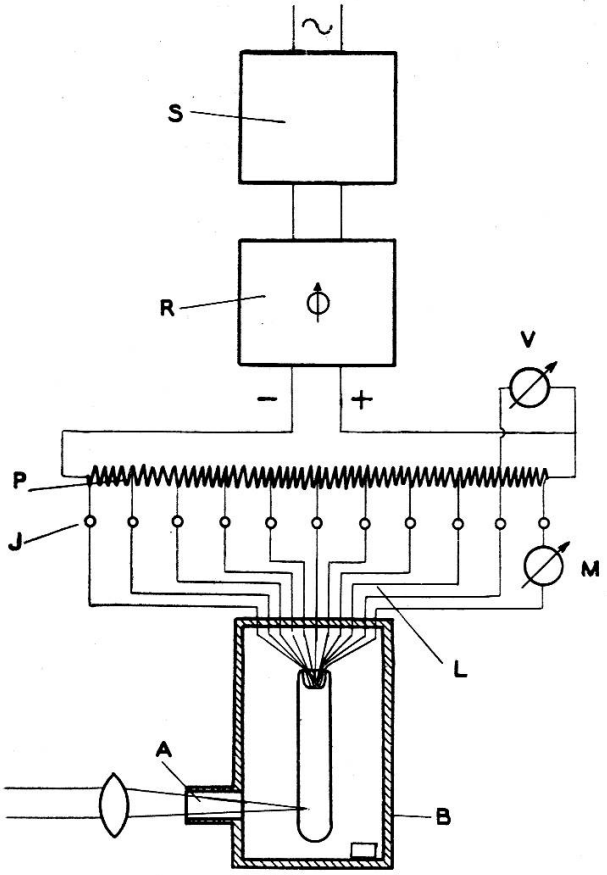

Fig. 11.

Schéma de l'appareillage pour les essais.

avec ces conducteurs. On peut se servir d'un potentiomètre monté à l'intérieur du tube pour réduire le nombre des conducteurs à sceller par le verre [4]. Cependant, ces potentiomètres internes n'ont pas été utilisés dans le présent travail pour éviter les complications qu'ils ne manqueraient pas d'apporter au problème de la réduction du courant résiduel.

Le multiplicateur M est placé dans une boîte B qui le protège contre toute radiation lumineuse. On peut mettre à l'épreuve l'efficacité de cette protection en observant qu'une forte illumination extérieure à la boîte ne produit aucun changement dans le courant résiduel. Une lumière peut être projetée sur la photocathode à travers l'ouverture A qui peut être fermée à volonté.

Les courants mesurés au cours de ce travail varient de 10^{-11} à 10^{-2} ampères. Les mesures furent rendues particulièrement commodes grâce à un microampèremètre à lampes développé dans notre laboratoire [19] et qui est maintenant fabriqué par la R.C.A. Manufacturing Co. Il est basé sur le principe de la contre-réaction. La déviation totale de l'échelle de l'instrument utilisé au cours de ce travail varie entre 10^{-9} et 10^{-1} ampères par multiples de 10. L'instrument est capable de mesurer des courants de l'ordre de 10^{-11} ampères. L'erreur relative est inférieure à 0,5% pour des courants supérieurs à 10^{-8} ampères.

(à suivre)