

456

Phy.

ORSAY
Série A,
N° d'ordre :

186

THÈSES

PRESENTÉES

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE titre DE DOCTEUR d'Université.

PAR

EVRARD Robert

EVR/456

1^{ere} THÈSE: Optiques électroniques continues par distribution ohmique du potentiel sur des surfaces semiconductrices à résistance profilée. Application à de nouveaux tubes électroniques convertisseurs ou intensificateurs d'images.

2^{eme} THÈSE: Propositions données

Soutenues le 6-10-1975 devant la Commission d'examen

MM. **GRIVET** Président.

..... **SEPTIER**
..... **LEBON** } Examineurs.

A mon père, Willy Evrard
Ingenieur Civil.

A la mémoire de ma femme
Jacqueline Evrard.

J'ai le grand plaisir de remercier le Professeur P. GRIVET qui m'a fait l'honneur d'accepter cette thèse.

Je suis particulièrement reconnaissant au Professeur A. SEPTIER qui a bien voulu se charger de l'examen de ce travail et M. LEBON qui a accepté de participer aux travaux du Jury.

Que le Professeur G.A. BOUTRY, membre invité, et qui a guidé mes premiers pas dans la recherche appliquée, trouve ici l'expression de ma gratitude.

Il m'est très agréable de remercier le "National Physics Research Laboratory" de Prétoria, Afrique du Sud, qui m'a fourni les moyens de mener à bien cette thèse.

Je remercie chaleureusement le docteur G. RITTER, chef de la division "Optics and Spectroscopy" et mes collègues pour l'aide qu'ils m'ont apportée, plus particulièrement Messieurs W. DE BEER, F.VAN HUUSTEEN et G. DU TOIT.

S O M M A I R E

I	- Introduction.	page	1
II	- Etude des technologies.		4
	1 - Verres semi-conducteurs.		4
	2 - Couches minces d'oxyde d'étain sur verre.		7
	a) réaction en phase gazeuse.		9
	b) réaction avec un aérosol.		9
	3 - Profilage de la résistance des couches.		10
III	- Tubes intensificateurs d'images, avec optique électronique continue.		13
	1 - Description générale d'un tube intensificateur d'images.		13
	2 - Etude des caractéristiques d'une optique électronique adaptée au problème.		16
	a) Propriétés électro-optiques des distributions sphériques du potentiel.		16
	b) Etude d'une combinaison de la distribution sphérique avec une distribution linéaire.		23
	3 - Description de trois tubes intensificateurs d'images avec optiques électroniques continues.		32
	a) Tube à cône ou à disque.		32
	b) Tube sans électrodes internes.		36
	c) Tube à champ retardateur.		40
IV	- Méthodes de calcul et méthodes expérimentales pour l'étude de l'optique électronique des tubes.		56
	1 - Calcul des distributions du potentiel.		56
	2 - Calcul des trajectoires électroniques.		59
	3 - Banc d'optique électronique.		62
V	- Description d'une nouvelle méthode "transfert" pour le scellement des tubes.		65
VI	- Conclusions. Appendice.		70
	Bibliographie.		74

I - INTRODUCTION -

Un problème habituel de l'optique électronique classique consiste à réaliser, dans un tube ou un système sous vide, une certaine configuration du champ électromagnétique, assurant par exemple la focalisation d'un pinceau électronique ou la reproduction d'une image cathodique sur un écran fluorescent. Dans les optiques purement électrostatiques qui seront étudiées ici, la distribution du potentiel électrique aura toujours la symétrie de révolution autour de l'axe du système.

Les méthodes classiques de réalisation consistent à matérialiser un certain nombre de surfaces équipotentielles par des électrodes métalliques ayant la géométrie correspondante. Pratiquement, les dimensions transversales des électrodes sont souvent sévèrement limitées. Comme les valeurs intermédiaires du potentiel ne sont pas fixées aux frontières du système, la distribution obtenue peut être très différente de la distribution désirée dès qu'on s'écarte de l'axe de symétrie.

D'autre part, le choix des distributions possibles est limité par les conditions de compatibilité pour la géométrie des électrodes.

Nous allons illustrer ces limitations par un exemple simple :

Considérons un tube intensificateur d'image, équipé d'une photocathode et d'une anode sphérique concentriques. Cette anode est d'ailleurs munie d'une ouverture circulaire permettant le transit des électrons vers l'écran fluorescent. La distribution sphérique du potentiel qu'on cherche à obtenir entre la cathode et l'anode ne peut être qu'approximativement réalisée : en effet, la surface de la cathode n'est qu'une calotte sphérique raccordée aux parois cylindriques du tube, sur lesquelles le potentiel est flottant. Au surplus, l'espace interne limité par l'anode est nécessairement quasi - équipotentiel. Il est donc impossible d'appliquer par exemple un champ accélérateur directement derrière l'ouverture anodique. (Nous verrons, plus loin, que l'application d'un tel champ pourrait améliorer les performances du tube).

Ces deux inconvénients (distortions de la distribution aux frontières et limitations des distributions possibles) pourraient être éliminés en augmentant le nombre des électrodes. D'une part, la distribution aux frontières serait mieux définies. D'autre part, les dimensions transversales des électrodes pourraient être réduites : les conditions de compatibilité de leur géométrie seraient ainsi moins strictes et le choix des distributions possibles augmenté. A la limite, l'emploi d'un nombre infini d'électrodes fournit une solution théorique idéale ; pratiquement, le nombre d'électrodes est étroitement limité par les difficultés de construction et les complications entraînées pour l'alimentation des tubes.

Pour tourner ces difficultés, nous avons développé (réf. n° 1) une méthode qui consiste à fixer les valeurs du potentiel aux frontières par une distribution ohmique continue : les parois, par exemple cylindriques, du tube sont couvertes d'une couche d'un matériau faiblement conducteur ; la résistance de cette couche est profilée de telle manière que, lorsque le tube est sous tension, le courant circulant dans la couche donne naissance à une distribution ohmique du potentiel, identique à la distribution désirée.

On simule ainsi la solution idéale comportant un nombre infini d'électrodes.

Cette méthode nous a permis, en particulier, de développer des tubes intensificateurs d'images plus simples que les dispositifs existants, avec des performances égales ou supérieures.

Dans cette thèse, les technologies utilisées sont décrites.

Une optique électronique bien adaptée aux tubes intensificateurs d'images est analysée en détails.

Plusieurs modèles de tubes développés suivant cette méthode sont, ensuite, étudiés.

Les méthodes numériques qui ont servi au calcul des distributions de potentiel et des trajectoires électroniques sont brièvement décrites, ainsi que le banc d'optique électronique qui a servi aux études expérimentales.

Un bref chapitre est consacré à la description d'une méthode "transfert" originale pour le scellement des tubes sous vide, après formation de la photocathode.

En conclusion, on compare les performances des nouveaux tubes avec celles des dispositifs classiques.

D'autres applications des "optiques électroniques continues" sont, enfin, discutées.

II - E T U D E D E S T E C H N O L O G I E S -

Nous avons, volontairement, limité le choix des technologies possibles en tenant compte des conditions imposées par l'application aux tubes intensificateurs d'images et plus particulièrement aux tubes dits "de vision nocturne". Ces tubes fonctionnent dans la plupart des cas avec un multiplicateur de tension miniaturisé alimenté par piles. La puissance totale disponible n'excède pas quelques milliwatts. Pour une tension de 10^4 V, le courant circulant dans la couche conductrice peut être de l'ordre de $1 \mu\text{A}$. La valeur de la résistance totale de la couche doit donc être égale à 10^{10} ohms environ.

On voit qu'on est amené à choisir des matériaux à résistivité élevée.

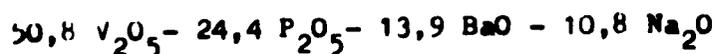
Le "profilage" de la résistance des couches doit être réalisé avec précision : ce profilage est d'autant plus aisé que la résistivité de la couche est plus homogène. On cherchera donc à utiliser des couches semi-conductrices homogènes.

Enfin, les caractéristiques électriques de la couche devront être stables en présence de vapeurs alcalines (K, Na, Cs). En effet, les tubes sont le plus souvent équipés de photocathodes tri-alcalines (S20 ou S25).

Tenant compte de ces conditions, nous avons sélectionné deux types de matériaux.

1) Verres semi-conducteurs -

Certains verres spéciaux développés récemment se comportent comme de véritables semi-conducteurs (réf. n° 2 et 3). Nous avons expérimenté un verre au Vanadium dont la composition était en moles :



La résistivité de ce verre est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^7$ ohms - cm. En variant la concentration de $V_2 O_5$, on peut d'ailleurs obtenir des résistivités allant de 10^5 à 10^7 ohms-cm.

Ces verres ne constituent évidemment pas des couches minces mais des conducteurs massifs à très haute résistivité. L'homogénéité est quasi-parfaite et le profilage de la résistance peut être obtenu simplement en adaptant la géométrie.

Si, par exemple, on désire obtenir une distribution sphérique du potentiel dans le voisinage d'une cathode, sphérique elle aussi, il suffit de connecter la cathode avec un cône creux tronqué en verre semi-conducteur dont le sommet virtuel coïncide avec le centre de courbure de la cathode. L'épaisseur d de la paroi du cône doit simplement être proportionnelle à la distance r au centre de courbure (fig. I). En effet, le long d'une génératrice du cône, c'est-à-dire le long d'un rayon de la sphère cathodique, on doit avoir dV proportionnel à $\frac{dr}{r^2}$. Pour obtenir une distribution ohmique correspondante quand on applique une différence de potentiel entre les deux ouvertures du cône, la résistance doit varier comme $\frac{dr}{r^2}$. La section du conducteur varie comme r^2 . Cette section est égale à $2 \pi \sin \theta$ rd. On a donc $d = \alpha r$. Les parois sont deux surfaces coniques de même sommet. Le choix de la différence α des demi-angles d'ouverture permet de fixer la valeur totale de la résistance.

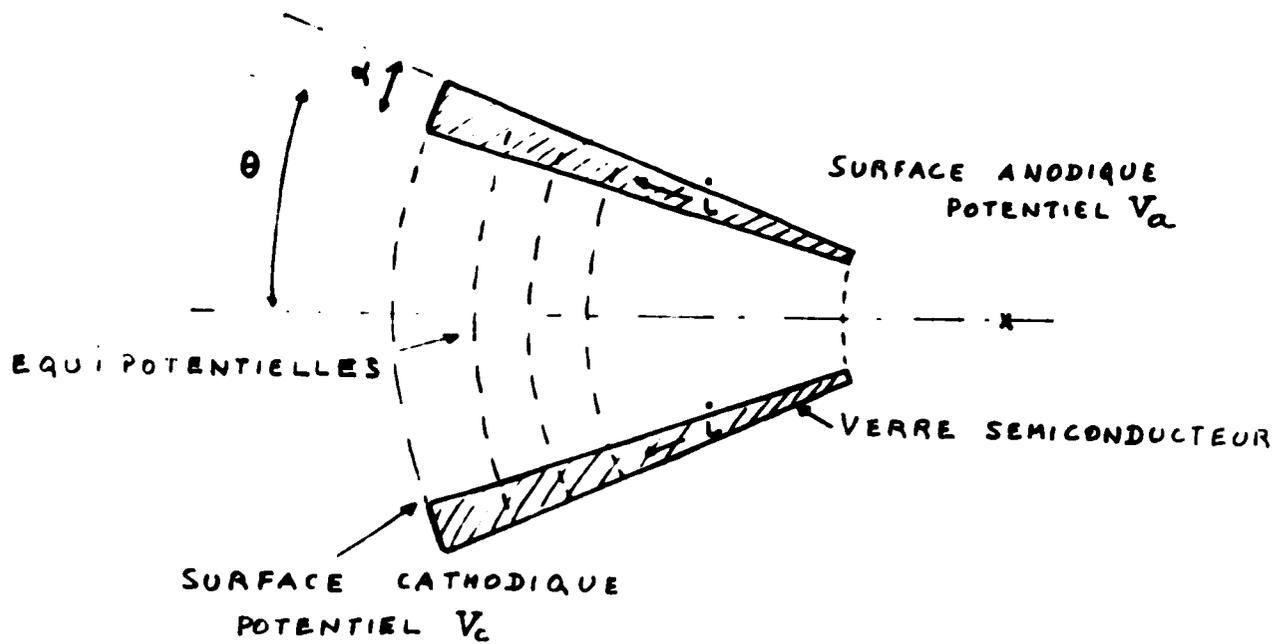


FIGURE I.

DISTRIBUTION SPHERIQUE DU POTENTIEL REALISEE
 PAR PASSAGE D'UN COURANT DANS UN CÔNE TRONQUE
 EN VERRE SEMICONDUCTEUR.

Dans ce cas simple, la géométrie peut être obtenue par moulage entre matrices d'acier inoxydable.

L'avantage de cette méthode est évident : toutes les dimensions de la résistance sont grandes et le "profilage" peut être réalisé géométriquement avec une grande précision. Il faut néanmoins remarquer que ces verres spéciaux sont très fragiles. En outre, ils ne sont pas commercialisés. (Nous avons dû en élaborer nous-même).

Nous avons provisoirement abandonné ce matériau.

La technologie de ces verres est en plein développement et il est probable qu'ils pourront être plus aisément utilisés dans un proche avenir.

2) Couches minces d'oxyde d'étain sur substrat de verre -

Ces couches sont utilisées depuis longtemps (couches conductrices transparentes) et leur technologie, assez simple, est bien au point. Rappelons les propriétés les plus importantes :

Les couches peuvent être formées pratiquement sur tous les verres ;

La résistivité peut varier de 10^{-3} à 1 ohm-cm, suivant les conditions de préparation.

Le facteur de transmission optique, même pour des couches épaisses ($> 1 \mu m$) peut dépasser 90 %.

La résistance mécanique est élevée : seule, l'utilisation d'un abrasif peut détruire la couche.

Enfin, la stabilité chimique est aussi très grande : l'action des acides forts, tels que HNO_3 , HCl , H_2SO_4 , même à chaud, ne produit aucun effet notable. Par contre, l'action prolongée de vapeur de sodium peut partiellement réduire la couche. L'acide fluorhydrique détruit, évidemment, le substrat de verre.

Deux techniques principales ont été utilisées :

a) Une méthode très simple, assez peu connue, a été décrite récemment (réf. n° 4 et 5).

Nous allons résumer la procédure à l'aide de la figure II.

Le substrat est placé dans un four ventilé (évacuation des vapeurs HCl produites par la réaction). La température est portée à environ 420° C. On place dans un ballon de verre à deux tubulures quelques cristaux de $\text{SnCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Une des tubulures, terminée par une queue de poisson, est engagée dans le four. L'autre est connectée à une bonbonne d'oxygène.

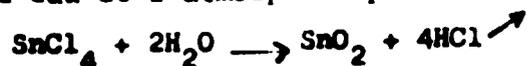
On chauffe au bec bunsen le ballon jusqu'à fusion complète des cristaux (liquide brun noirâtre).

On admet ensuite l'oxygène (2 à 3 litres /s pendant quelques secondes). Une épaisse vapeur blanche de SnO_2 se dégage et est dirigée sur le substrat. Pour améliorer l'homogénéité des couches, le substrat est maintenu en rotation.

Les couches formées peuvent avoir une résistivité élevée, relativement homogène. On peut les obtenir aussi bien sur substrat mat que poli. Par contre, la méthode se prête assez mal à la production en série. Au surplus, le ballon de verre doit être renouvelé fréquemment. C'est pourquoi on préfère souvent la méthode classique décrite ci-dessous.

b) Dépôt par réaction avec un aérosol.

Ici encore, le substrat est placé dans un four ventilé. La température est portée à 600° environ. Un pulvérisateur en verre est rempli d'une solution de $\text{SnCl}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ dans du méthanol. L'aérosol est formé et dirigé sur le substrat en insufflant de l'azote sec dans le pulvérisateur. Le SnCl_4 réagit sur la surface chaude du verre avec la vapeur d'eau de l'atmosphère pour former un film de SnO_2 .



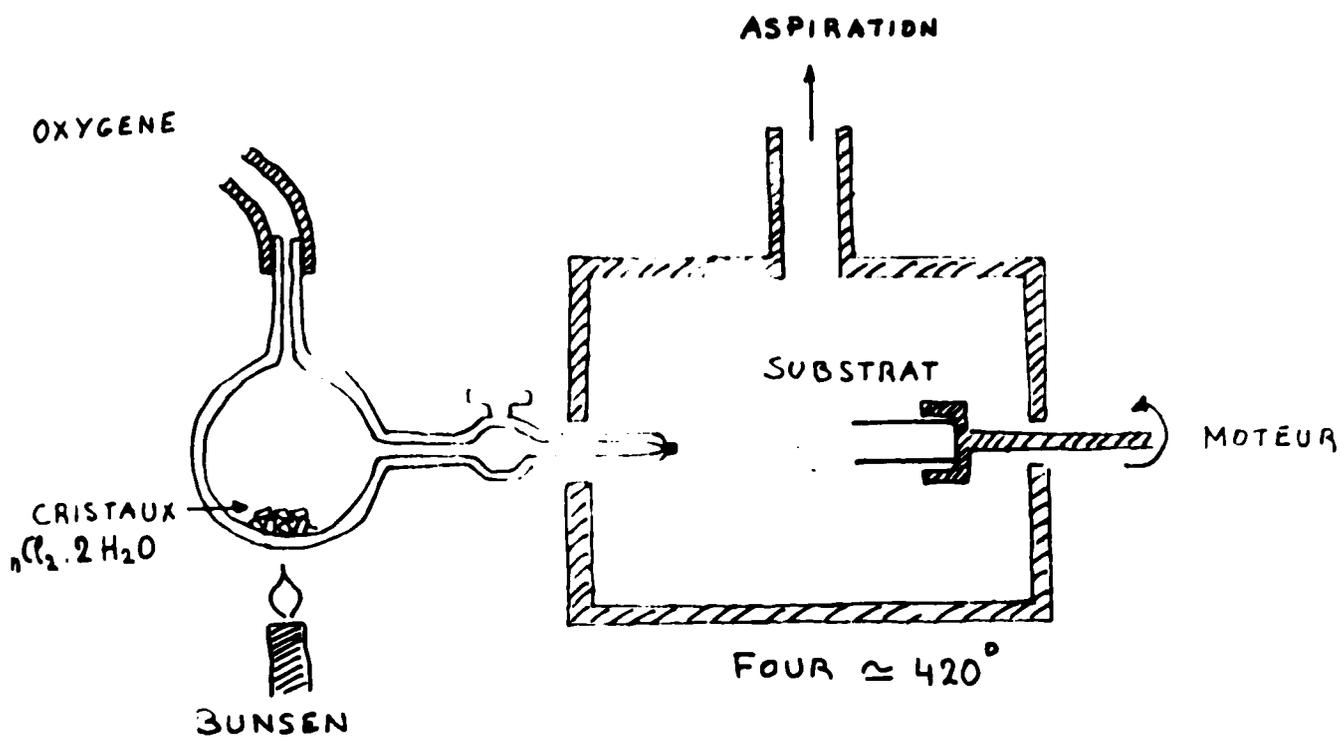


FIGURE II

APPAREILLAGE POUR LE DEPOT DE COUCHES
D'OXYDE D'ETAIN .

La résistivité obtenue, de l'ordre de 10^{-3} à 10^{+2} ohm - cm dépend de la concentration initiale en SnCl_4 , du temps de pulvérisation et de la température du substrat.

La méthode se prête bien à la production en série.

Toutefois, les couches ne peuvent, contrairement au cas précédent, être formées que sur des substrats polis. De plus, la température élevée nécessitée par la réaction peut aussi être un inconvénient, dans le cas des soudures verre - métal par exemple.

3) Profilage de la résistance des couches -

Les méthodes qui viennent d'être décrites ne permettent qu'un contrôle très grossier de l'épaisseur des couches. Il est donc hors de question de profiler les résistances en modulant les épaisseurs.

Nous avons donc développé une autre méthode basée sur le découpage de la couche en circuits minces.

Le substrat (cylindre ou cône de verre recouvert d'oxyde d'étain) est fixé sur un tour. L'outil de découpage est constitué par une roue diamantée fixée sur l'axe d'une turbine à air comprimé. La poudre de diamant est amalgamée à un bronze et non pas simplement incrustée en surface.

On peut ainsi découper dans la couche des sillons isolants séparés par des distances de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres.

Si la couche, déposée par exemple sur un cylindre, est suffisamment homogène, on découpe une spirale à pas modulé. La modulation du pas permet d'adapter la variation du potentiel le long d'une génératrice du cône ou du cylindre.

En outre, la chute du potentiel d'une spire à l'autre n'est qu'une petite partie de la tension totale. Chaque spire peut être considérée comme équipotentielle et la symétrie de révolution est assurée.

En général, les défauts d'homogénéité sont trop importants pour fixer a priori la modulation du pas.

On préfère donc découper la couche en couronnes conductrices isolées les unes des autres. Les couronnes sont, ensuite, connectées par points (peinture d'argent, graphite, etc...). Les positions relatives des connections permettent d'ajuster la chute de potentiel d'une couronne à la suivante.

Remarquons qu'entre deux connections successives chaque couronne constitue deux résistances en parallèle dont la somme est constante. On a

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad \text{avec} \quad R_1 + R_2 = C$$

d'où

$$R = R_1 - \frac{R_1^2}{C}$$

La chute de potentiel maximum qu'on peut obtenir par couronne est ainsi réduite. De plus, une telle variation parabolique de la résistance en fonction de la position de la connection ne permet pas un contrôle précis de cette position. (La dérivée $\frac{dR}{dR_1}$ s'annule pour

$$R_1 = R_2 = \frac{C}{2}).$$

On peut éviter ces inconvénients en découpant une génératrice isolante avec un stylet diamanté ou en masquant, avant le dépôt de SnO_2 , une génératrice. La chute de potentiel varie alors linéairement avec la distance entre deux connections successives.

Les positions des connections sont déterminées à l'aide d'un électromètre de précision.

Il s'agit, en somme, d'une distribution du potentiel entre un très grand nombre d'électrodes cylindriques par un pont de résistances, mais les résistances du pont et les électrodes sont confondues et constituent la couche elle-même. Remarquons que, comme plus haut, la symétrie de révolution est assurée. Une variante avantageuse de cette technique consiste à graver dans le substrat, avant la

formation de la couche semi-conductrice, des sillons circulaires. La couche de SnO_2 est ensuite formée sur toute la surface, sauf la génératrice masquée. On use, alors, la couche au moyen d'un papier abrasif : seuls les creux des sillons conservent leurs propriétés conductrices. Les connections se font entre les sillons, d'autant plus facilement que les intervalles isolants sont rendus mats par l'usinage.

Remarquons que la distribution du potentiel est ainsi plus précisément définie. En effet, les sillons quasi-équipotentiels ont une largeur petite par rapport aux bandes isolantes. Dans la procédure précédemment décrite, c'était l'inverse.

Il est d'ailleurs possible de contrôler l'usinage et de conserver aux bandes isolantes un minimum de conductivité assurant l'écoulement des charges.

Ces méthodes ont été systématiquement utilisées pour la réalisation des tubes décrits plus loin.

Pour finir, signalons que l'emploi de couches de SnO_2 sur les parois d'un tube peut être contre-indiqué dans les cas où on superpose au champ électrique un champ magnétique, axial par exemple.

En effet, les parois du tube émettent toujours quelques électrons (traces de Césium, émission de champ, etc...)

En présence d'un champ magnétique, ces électrons décrivent des trajectoires hélicoïdales et retombent sur les parois. Des avalanches d'électrons secondaires détruiraient ainsi rapidement le tube. Le contraste de l'image serait, de toute façon, compromis.

III - TUBES INTENSIFICATEURS D'IMAGES, AVEC OPTIQUE ELECTRONIQUE CONTINUE -

1) Description générale d'un tube intensificateur d'images -

Un tube intensificateur d'images est essentiellement constitué par une photocathode, une optique électronique comportant un certain nombre d'électrodes et un écran fluorescent (fig. III). La photocathode, suivant les applications envisagées, doit être sensible aux ultraviolets, à la lumière visible ou à l'infrarouge. Les tubes dits de "vision nocturne" doivent, dans la mesure du possible, être sensibles à la fois à la lumière visible et au proche infrarouge. En effet, dans les conditions d'éclairage du ciel nocturne, sans lune, la distribution de l'énergie lumineuse est fortement décalée vers le rouge.

Chaque point de la photocathode émet un certain nombre d'électrons, proportionnel à l'énergie lumineuse reçue. Ces électrons sont accélérés à travers l'optique électronique et viennent frapper l'écran fluorescent où ils transforment leur énergie cinétique en énergie lumineuse.

L'image, formée sur la photocathode, est ainsi reproduite sur l'écran fluorescent, avec une brillance proportionnelle à l'énergie acquise par les électrons. Nous verrons que, pour les systèmes décrits dans ce travail, la brillance de l'image peut être multipliée par un facteur de l'ordre de quelques 10^2 . Le "gain" G (rapport du nombre de photons émis par l'écran fluorescent, au nombre de photons reçus par la photocathode) est proportionnel au rendement quantique S de la photocathode (nombre d'électrons émis par photon incident), à l'énergie cinétique acquise par les électrons (c'est-à-dire à la différence de potentiel V appliquée entre la cathode et l'écran) et au rendement P de la conversion énergie cinétique électronique - photons dans l'écran fluorescent.

Le gain en luminance" G_L (rapport des énergies lumineuses émises par unité de surface) est égal au gain énergétique G divisé par le carré du facteur M de grandissement linéaire. (M est égal au rapport des dimensions linéaires de l'image sur l'écran, aux dimensions

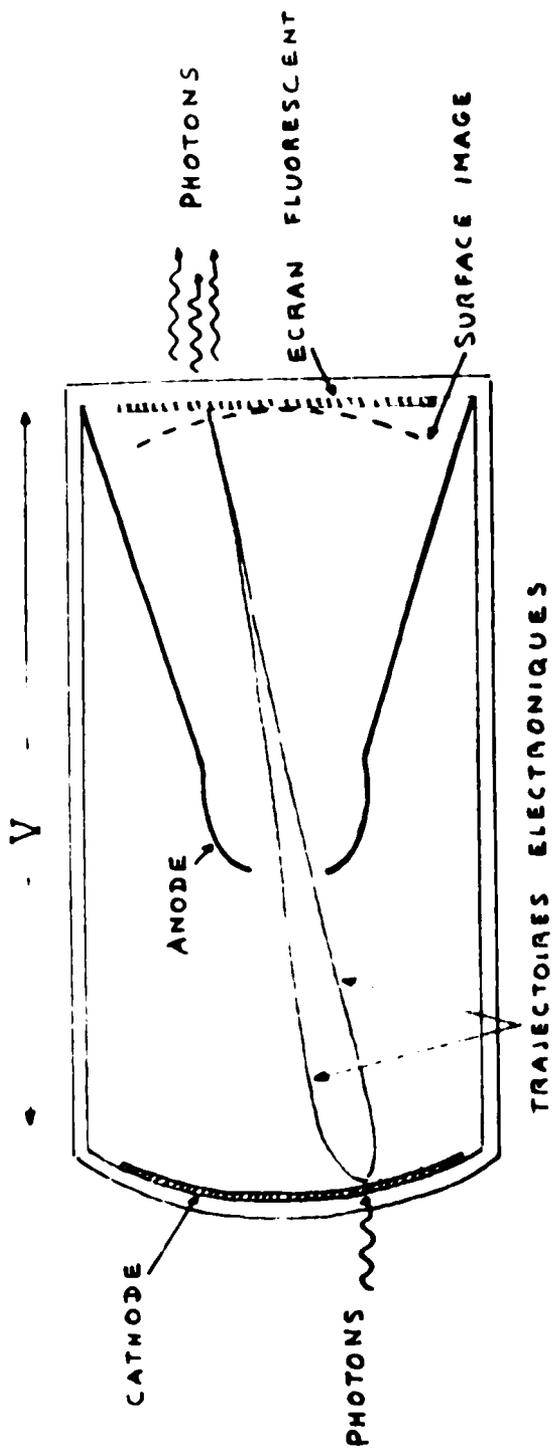


FIGURE III

SCHEMA D'UN TUBE INTENSIFICATEUR OÙ CONVERTISSEUR D'IMAGE

de l'image sur la photocathode). On a :

$$G = k \times S \times V \times P \text{ où } k \text{ est un facteur constant}$$

$$G_L = \frac{G}{M^2}$$

Exemple numérique :

Considérons un tube muni d'une photocathode tri-alcaline S.25, d'un écran fluorescent du type P.20 et d'une optique électronique donnant un grandissement linéaire M égal à 0,5 sous une tension totale de 15 kV environ.

Le rendement quantique S des photocathodes S.25 peut atteindre 10 % pour une bande spectrale bien adaptée : 10 photons sur la photocathode donnent donc lieu, en moyenne, à l'émission d'un électron.

La conversion électron-photon dans les écrans fluorescents du type P.20 produit environ 0,06 photons par électron volt incident. Un électron d'énergie égale à 15eV donne donc environ 1000 photons à la sortie de l'écran fluorescent. On a donc :

$$G = \frac{1000}{10} = 100 \qquad G_L = \frac{G}{(0,5)^2} = 400$$

Précisons le rôle de l'optique électronique du tube.

Chaque point de la photocathode émet des électrons d'énergies initiales comprises entre 0 et environ 1 eV dans toutes les directions. Pour obtenir une image claire, il faut que tous les électrons émis par un même point de la photocathode convergent en un même point de l'écran fluorescent ou tout au moins sur une étendue de l'écran aussi réduite que possible ("point" image). La "résolution" de l'image varie comme l'inverse de l'étendue des "points" images.

L'ensemble des points images est distribué sur une surface (surface image) plus ou moins compliquée. Pour que cette surface puisse coïncider avec l'écran fluorescent, il faut qu'elle ait une forme simple (sphérique par exemple ou, mieux, plane).

Le rôle de l'optique électronique du tube est donc, tout en accélérant au maximum les électrons, de former une surface image simple (plane si possible), à grande résolution.

Cette optique permet aussi de réduire les dimensions linéaires de l'image ($M < 1$) et d'augmenter ainsi le gain en luminance G_L .

Remarquons, enfin, que l'optique conventionnelle d'entrée forme sur la photocathode une image inversée ; l'optique électronique des tubes à focalisation purement électrostatique inverse généralement, elle aussi, l'image. L'ensemble fournit donc une image redressée sur l'écran.

La qualité de l'image obtenue sera principalement caractérisée par ce que nous avons déjà appelé la "résolution". Nous mesurons ce paramètre par le nombre de paires de lignes alternativement brillantes et obscures par millimètre sur la photocathode et qui, sur l'écran, présentent encore un contraste de plus de 4 %. (Cette valeur correspond au minimum de contraste décelable par l'oeil humain, dans les conditions optimum).

2) Etude des caractéristiques d'une optique électronique optimum adaptée au problème -

a) Propriétés électro-optiques des distributions sphériques du potentiel -

Nous allons voir qu'une telle distribution permet d'obtenir une image "virtuelle" pratiquement sans aberrations chromatiques. Il est, de plus, évident, en raison de la symétrie du système, que l'image ne présente pas d'astigmatisme. (Un segment élémentaire $d\Omega$ sur la cathode sphérique peut toujours être considéré comme compris dans un plan méridien ou plan d'un grand cercle).

Considérons un système constitué par une cathode sphérique de rayon R_C et une anode concentrique de rayon R_A . Soit 0 le potentiel de R_C et V_A le potentiel de R_A .

Il est commode d'introduire dans les calculs le paramètre $n = \frac{Rc}{Ra}$. Le potentiel, à une distance r du centre, est égal à :

$$V_r = \frac{Va}{n-1} \left(\frac{Rc}{r} - 1 \right) = Va' \left(\frac{Rc}{r} - 1 \right) \quad \text{avec} \quad Va' = \frac{Va}{n-1}$$

Calcul des trajectoires électroniques :

Prenons le centre de courbure commun de la cathode et de l'anode comme origine des coordonnées sphériques r, φ, θ . On peut, sans nuire à la généralité, supposer θ égal à zéro puisque une trajectoire quelconque est nécessairement comprise tout entière dans un plan méridien.

Considérons un électron quittant la cathode avec une vitesse initiale v_0 faisant un angle α avec la normale.

Dans ce système de forces centrales, la trajectoire obéit à la loi des aires égales de Kepler.

Les équations du mouvement sont :

$$r^2 \dot{\varphi} = C$$

$$\frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} mv_0^2 + eV_r$$

La constante C est donnée par la condition :

$$R_c \dot{\varphi}_0 = v_0 \sin \alpha$$

d'où

$$C = R_c v_0 \sin \alpha$$

On a, au surplus, $v^2 = \dot{r}^2 + (r \dot{\varphi})^2$

Éliminons t entre ces équations

On trouve

$$d\varphi = \frac{-R_c \sin \alpha \frac{dr}{r^2}}{\left\{ 1 - \frac{2eV_a'}{mv_0^2} + \frac{2eV_a'}{mv_0^2} \frac{R_c}{r} - \frac{R_c^2 \sin^2 \alpha}{r^2} \right\}^{\frac{1}{2}}}$$

Introduisons la variable auxiliaire $U = \frac{Rc}{r}$

Soit $E_0 = \frac{1}{2} m v_0^2$, l'énergie initiale des électrons.

Posons, en outre :

$$p = \frac{e V_a'}{E_0} = \frac{2 e V_a}{(n-1) m v_0^2}$$

L'équation précédente s'écrit :

$$d\varphi = \frac{\sin \alpha \, du}{\{(1-p) + pu - u^2 \sin^2 \alpha\}^{\frac{1}{2}}}$$

Dans les cas pratiques, p est au moins de l'ordre de 10^4 .
On peut donc écrire plus simplement, en négligeant au dénominateur les termes ne contenant pas p :

$$d\varphi = \frac{\sin \alpha \, du}{p^{\frac{1}{2}} (u-1)^{\frac{1}{2}}}$$

d'où

$$\varphi + C = \frac{2 \sin \alpha (u-1)^{\frac{1}{2}}}{p^{\frac{1}{2}}}$$

Pour $u = 1$ ($r = R_c$), on a $\varphi = 0$

On en tire $C = 0$

L'équation du mouvement devient, en remplaçant p par sa valeur

$$\varphi = \frac{2 \sin \alpha (u-1)^{\frac{1}{2}}}{p^{\frac{1}{2}}} = 2 \left\{ \frac{(u-1) E_0 \sin^2 \alpha}{e V_a'} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

A l'intersection avec l'anode, on a $u = \frac{Rc}{R_a} = n$.

Remplaçons V_a' par sa valeur V_a et appelons E_t la composante tangentielle de l'énergie cinétique initiale.
($E_t = E_0 \sin^2 \alpha$)

On trouve :

$$\varphi_a = 2(n-1) \left(\frac{E_t}{e V_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Les électrons quittant un point de la cathode avec l'énergie tangentielle E_t atteignent l'anode sur un petit cercle de rayon ρ_a

On a :

$$\rho_a = R_a \varphi_a = 2(n-1) R_a \left(\frac{E_t}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} = 2d \left(\frac{E_t}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ avec } d = R_c - R_a$$

Calculons maintenant, au point d'intersection avec l'anode, l'angle β que fait la tangente à la trajectoire avec la normale à l'anode (fig. IV).

On a

$$\begin{aligned} \tan \beta &= \left(\frac{r \dot{\varphi}}{\dot{r}} \right)_{u=n} = \left(\frac{d\varphi}{dr} r \right)_{u=n} = \left(r \frac{d\varphi}{du} \frac{du}{dr} \right)_{u=n} \\ &= \left(\frac{d\varphi}{du} r \frac{R_c}{r^2} \right)_{u=n} = \left(u \frac{d\varphi}{du} \right)_{u=n} \end{aligned}$$

Compte tenu de l'expression obtenue plus haut pour $d\varphi$ on trouve :

$$\tan \beta = \frac{n}{(n-1)^{\frac{1}{2}}} \left\{ \frac{E_t}{eV_a} \right\}^{\frac{1}{2}} = n \left(\frac{E_t}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

β étant très petit, on a simplement :

$$\beta = n \left(\frac{E_t}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Appelons, enfin, γ l'angle que fait la trajectoire avec l'axe $\varphi = 0$.

$$\gamma = \varphi_a - \beta = (n-2) \left(\frac{E_t}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Considérons maintenant deux électrons quittant un point (φ_c, R_c) de la cathode avec des vitesses tangentielles initiales opposées. Soit x_a, y_a les coordonnées cartésiennes de l'intersection avec l'anode. (On prend comme axe des x , l'axe $\varphi = 0$ et on

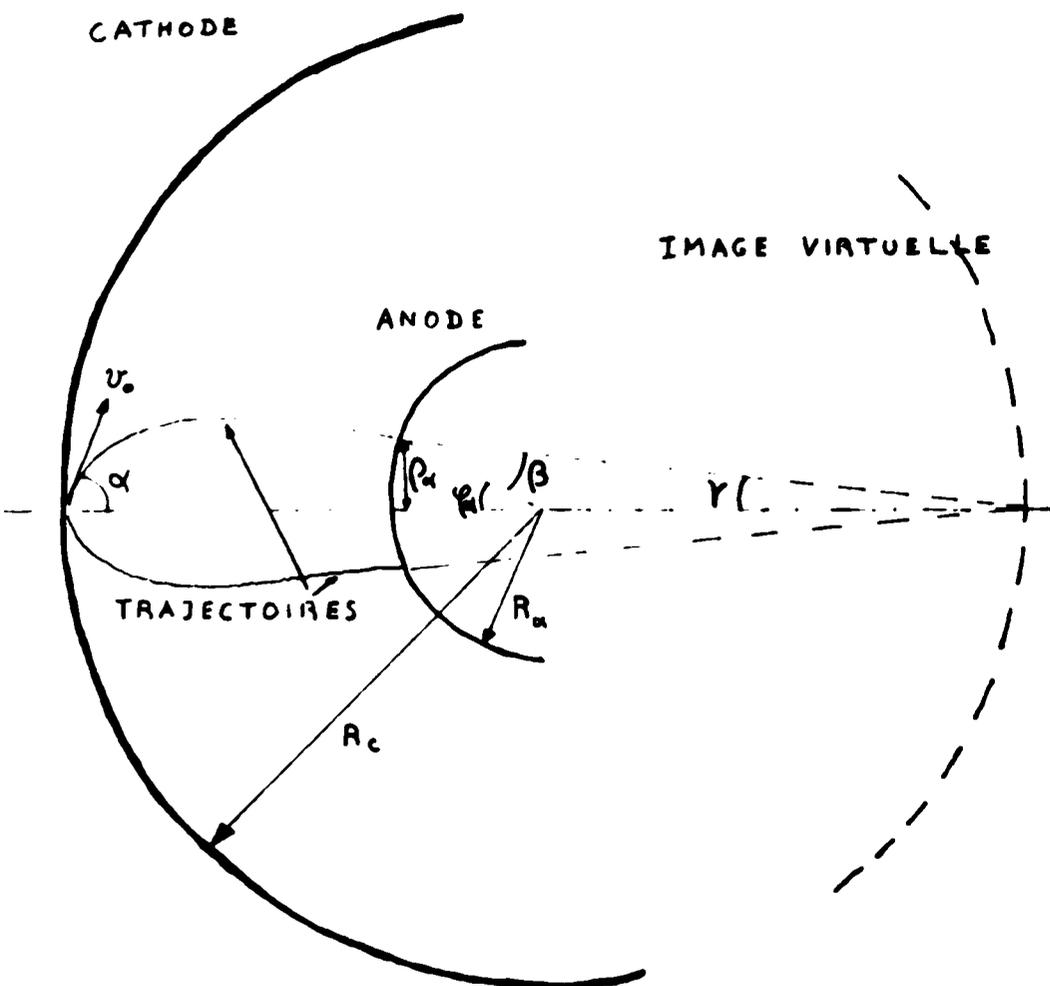


FIGURE IV

TRAJECTOIRES ELECTRONIQUES DANS UNE
DISTRIBUTION SPHERIQUE DU POTENTIEL

choisit l'origine sur l'anode) (fig. IV).

L'angle γ est donné par :

$$\gamma = \varphi_c \pm (n-2) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$\frac{E_r}{eV_a}$ étant pratiquement inférieur à 10^{-4} , on pourra, dans les calculs

qui suivent, écrire :

$$\cos \left[(n-2) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} \right] = 1 \quad \text{et} \quad \sin \left[(n-2) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} \right] = (n-2) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

On a ainsi :

$$x_a = R_a (1 - \cos \varphi_c) \pm \rho_a \sin \varphi_c = R_a \left[1 - \cos \varphi_c \pm 2(n-1) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \varphi_c \right]$$

$$y_a = R_a \sin \varphi_c \pm \rho_a \cos \varphi_c = R_a \left[\sin \varphi_c \pm 2(n-1) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_c \right]$$

$$\dot{x}_a = \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \gamma = \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\cos \varphi_c \mp (n-2) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \varphi_c \right]$$

$$\dot{y}_a = \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \gamma = \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\sin \varphi_c \pm (n-2) \left(\frac{E_r}{eV_a} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_c \right]$$

Nous allons maintenant calculer l'image virtuelle en supposant que les électrons traversent l'anode et voyagent ensuite à vitesse constante.

Prenons l'origine des temps au moment de l'intersection avec l'anode.

Appelons t_f le temps de focalisation, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que les trajectoires, issues d'un même point de la photocathode avec des vitesses initiales tangentielles opposées, se recourent.

Les équations du mouvement sont :

$$x = x_a + \dot{x}_a t$$

$$y = y_a + \dot{y}_a t$$

(Les valeurs de x_a , \dot{x}_a et y_a correspondant aux deux trajectoires sont données par les expressions ci-dessus en tenant compte des signes).

En identifiant par les indices (a1) et (a2) les valeurs sur l'anode de x et \dot{x} correspondant aux deux trajectoires, on peut écrire pour déterminer t_f , les conditions

$$x_{a1} + \dot{x}_{a1} t_f = x_{a2} + \dot{x}_{a2} t_f$$

$$y_{a1} + \dot{y}_{a1} t_f = y_{a2} + \dot{y}_{a2} t_f$$

On trouve :

$$t_f = \frac{x_{a2} - x_{a1}}{\dot{x}_{a1} - \dot{x}_{a2}} = \frac{y_{a2} - y_{a1}}{\dot{y}_{a1} - \dot{y}_{a2}}$$

$$t_f = \frac{2(n-1) R_a \left(\frac{Et}{eV_a}\right)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_c}{(n-2) \left(\frac{2eV_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Et}{eV_a}\right)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_c} = \frac{2(n-1) R_a}{(n-2) \left(\frac{2eV_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{2d}{(n-2) \left(\frac{2eV_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

Ce temps t_f va jouer un rôle important dans tout ce qui suit ; on voit qu'il ne dépend pas de l'énergie initiale des électrons. (Nous avons, bien entendu, supposé $\frac{Et}{eV_a}$ très petit, ce qui est toujours pratiquement vérifié).

Avec les approximations faites, les aberrations chromatiques sont nulles.

Un calcul rigoureux ne négligeant pas les termes petits devant p dans l'expression de $d\varphi$, page 17, donne le rayon ρ du cercle de confusion sur l'image Gaussienne (réf. n° 6).

On a

$$\rho = R_a \frac{n(n-1)}{n-2} \frac{E_0}{eV_a}$$

Pour $\frac{E_0}{eV_a} = 10^{-4}$ et $R_a = 1$ cm, ρ est de l'ordre du micron.

La résolution optimum des meilleurs écrans fluorescents est de l'ordre de 5 microns au moins. On voit que, pratiquement, il est tout à fait justifié de négliger les aberrations chromatiques.

Les équations de la surface image virtuelle sont données par

$$x = x_a + \dot{x}_a t_f = R_a + \frac{n}{n-2} R_a \cos \varphi_c$$

$$y = y_a + \dot{y}_a t_f = \frac{n}{n-2} R_a \sin \varphi_c$$

La surface image virtuelle est donc sur une sphère de rayon $\frac{n}{n-2} R_a$, concentrique avec l'anode (fig. IV).

Le facteur de grandissement linéaire M est donné par le rapport du rayon de la sphère image et du rayon R_c de la cathode :

$$M = \frac{\frac{n}{n-2} R_a}{R_c} = \frac{1}{n-2} \quad \left(n = \frac{R_c}{R_a} \right)$$

b) Etude d'une combinaison de la distribution sphérique du potentiel avec une distribution linéaire -

Dans le système précédent, la distribution sphérique du potentiel peut être obtenue par exemple par une simulation ohmique le long des parois d'un cône creux, suivant les principes exposés en (II, 1).

Dans ce cas, l'anode est constituée par la petite ouverture du cône.

Dans l'espace situé entre l'anode et l'écran fluorescent, on peut établir une distribution linéaire du potentiel.

Il faut, bien entendu, tenir compte d'une région de raccord entre la distribution sphérique et la distribution linéaire. Des méthodes de calcul numérique permettent d'obtenir avec précision la distribution dans la région de transition : le point de départ du calcul consiste à appliquer entre l'ouverture du cône et l'écran une différence de potentiel telle que l'anode virtuelle (surface sphérique limitée par la petite ouverture du cône) soit effectivement équipotentielle. Dans ce cas, les résultats numériques montrent que, le long de l'axe, le potentiel derrière l'anode peut être représenté par une distribution parabolique jusqu'à une distance x_0 de l'anode, suivie d'une distribution linéaire :

$$V = \frac{E_a}{x_0} \left[x_0 x + x^2 \frac{(k-1)}{2} \right] \text{ pour } x \leq x_0$$

$$V = E_a \left[kx + \frac{x_0(1-k)}{2} \right] \text{ pour } x \geq x_0$$

E_a représente le champ sur l'anode. On a

$$E_a = \frac{V_a n}{d} \quad (\text{voir plus loin, page } \quad)$$

x_0 et k dépendent de l'angle d'ouverture du cône et du rayon anodique R_a .

Pour un angle d'ouverture donné, tous les systèmes peuvent être considérés comme semblables.

Une variation du rapport $n = \frac{R_c}{R_a}$ revient simplement à multiplier les champs par un certain facteur. La géométrie varie donc comme R_a . On a k constant et x_0 proportionnel à R_a .

Pour les tubes étudiés ici, on a $x_0 = 0,6 \text{ cm}$ pour $R_a = 1 \text{ cm}$.

Le potentiel derrière l'anode peut s'écrire en remplaçant E_a par sa valeur :

$$V = \frac{V_a \eta}{0,6 R_a d} \left[0,6 R_a x + x^2 \frac{k-1}{2} \right] \text{ pour } x \leq 0,6 R_a$$

$$V = \frac{V_a \eta}{d} \left[kx + 0,6 R_a \frac{1-k}{2} \right] \text{ pour } x \geq 0,6 R_a$$

Calcul du "cross over".

Nous verrons plus loin que, pour certaines applications, il est essentiel de connaître avec précision la position du "cross over". Nous allons donc d'abord calculer cette position.

Considérons un électron émis normalement à la photocathode suivant l'axe de symétrie du système.

Il atteint l'anode virtuelle avec une vitesse égale à $\left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}}$ et est alors soumis jusqu'au point x_0 au champ E donné par

$$E = - \frac{\partial V}{\partial x} = - E_a \left[1 + \frac{x}{x_0} (k-1) \right]$$

L'équation du mouvement est

$$\ddot{x} = \frac{e}{m} E_a \left[1 + \frac{x}{x_0} (k-1) \right] \quad , \text{ ou encore,}$$

$$\ddot{x} - (k-1) \frac{e E_a}{m x_0} x = \frac{e E_a}{m}$$

On en tire :

$$x = A e^{\omega t} + B e^{-\omega t} - \frac{x_0}{k-1} \quad \text{avec } \omega = (k-1)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{e E_a}{m x_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Les constantes A et B sont données par les conditions initiales.

Pour $t = 0$, on a

$$\begin{aligned} x &= 0 \\ \dot{x} &= \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Tous calculs faits, on trouve

$$x = \frac{1}{2} \left\{ \frac{x_0}{k-1} + \left[\frac{2x_0 V_a}{(k-1) E_a} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} e^{\omega t} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{x_0}{k-1} - \left[\frac{2x_0 V_a}{(k-1) E_a} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} e^{-\omega t} - \frac{x_0}{k-1}$$

Nous avons déjà introduit plus haut la valeur du champ

$$E_a = - \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_{R_a} = \frac{V_a}{r-1} \frac{R_c}{R_a^2} = \frac{V_a \eta}{d} \quad \text{avec } d = R_c - R_a$$

L'équation précédente peut donc s'écrire :

$$x = \frac{1}{2} \left\{ \frac{x_0}{k-1} + \left[\frac{2x_0 d}{(k-1) \eta} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} e^{\omega t} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{x_0}{k-1} - \left[\frac{2x_0 d}{(k-1) \eta} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} e^{-\omega t} - \frac{x_0}{k-1}$$

Calculons le temps t_{x_0} correspondant à l'arrivée de l'électron au point x_0

$$\text{Posons } \frac{1}{2} \frac{x_0}{k-1} = a \quad \frac{1}{2} \left[\frac{2x_0 d}{(k-1) \eta} \right]^{\frac{1}{2}} = b \quad e^{\omega t_{x_0}} = y_0$$

On peut écrire, en remplaçant t par t_{x_0} et x par x_0 dans l'équation précédente :

$$y_0^2 (a+b) - 2ka y_0 + a-b = 0$$

$$\text{d'où } y_0 = \frac{2ka \pm [4k^2 a^2 - 4(a^2 - b^2)]^{\frac{1}{2}}}{2(a+b)}$$

$$t_{x_0} = \frac{\text{Log } y_0}{\omega} \quad \text{avec } \omega = (k-1)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{e E_a}{m x_0} \right)^{\frac{1}{2}} = (k-1)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m e V_a}{d m x_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Après le point x_0 , le champ est constant et égal à

$$kE_a = \frac{kV_a \eta}{d}$$

La vitesse au point x_0 est donnée par

$$v_{x_0} = \left(\frac{2eV_{x_0}}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2d + n x_0 (k+1)}{2d} \right]^{\frac{1}{2}}$$

L'équation du mouvement est donc :

$$x = \frac{nh e V_a}{2 m d} (t - t_{x_0})^2 + \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2d + n x_0 (k+1)}{2d} \right]^{\frac{1}{2}} (t - t_{x_0}) + x_0$$

Pour obtenir la position x_c du cross over, il faut remplacer dans cette équation t par t_c , temps correspondant au transit anode - cross over.

Ce temps t_c est égal au temps mis par un électron venant d'un point quelconque $R_a (1 - \cos \alpha)$, $R_a \sin \alpha$, de l'anode virtuelle pour croiser l'axe de symétrie du système.

$$t_c = \frac{y_a}{v_a} = \frac{R_a \sin \alpha}{\left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \alpha} = R_a \left(\frac{m}{2eV_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Portant cette valeur dans l'équation précédente, on a

$$x_c = \frac{nh}{4d} \left[R_a - \left(\frac{2d x_0}{n(k-1)} \right)^{\frac{1}{2}} \log y_0 \right]^2 + \left[\frac{2d + n x_0 (k+1)}{2d} \right]^{\frac{1}{2}} \left[R_a - \left(\frac{2d x_0}{n(k-1)} \right)^{\frac{1}{2}} \log y_0 \right] + x_0$$

Pour un des tubes décrits plus loin, on a :

$$R_c = 3 \text{ cm} \quad R_a = 1 \text{ cm} \quad n = \frac{R_c}{R_a} = 3 \quad d = R_c - R_a = 2 \text{ cm} \quad x_0 = 0,6 \text{ cm} \quad k = 2,4$$

Tous les calculs faits, on trouve $x_c = 1,68 \text{ cm}$

Position de la surface image.

Après le cross over, situé derrière le point x_0 , les électrons voyagent dans le champ $kE_a = k \frac{nV_a}{d}$ pendant le temps $t_f - t_c$.

Au cross over, la vitesse est égale à v_c

$$v_c = \left(\frac{2eV_c}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2e}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[V_a \frac{2d + n x_0 (k+1)}{2d} + (x_c - x_0) k V_a \frac{n}{d} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2d + n x_0 (1-k) + 2n k x_c}{2d} \right]^{\frac{1}{2}}$$

La position de la surface image sur l'axe est donc donnée par :

$$x_i = \frac{knV_a}{2d} \frac{e}{m} (t_f - t_c)^2 + \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2d + nx_0(1-k) + 2nhx_c}{2d} \right]^{\frac{1}{2}} (t_f - t_c) + x_c$$

$$= \frac{kn}{4d} \left[\frac{dn}{(n-2)(n-1)} \right]^2 + \left[\frac{2d + nx_0(1-k) + 2nhx_c}{2d} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{dn}{(n-2)(n-1)} \right] + x_c$$

En première approximation, on pourrait considérer que, derrière l'anode, les électrons voyagent dans un champ uniforme.

On peut, alors, dire que l'image virtuelle calculée en (III, 2, a) est simplement translatée. En première approximation, la surface image est, comme précédemment, sur une sphère de rayon $\frac{n}{n-2} R_a$ et le grandissement linéaire M est encore $\frac{1}{n-2}$.

Avec la même approximation, on peut obtenir une expression plus simple pour la distance image x_i .

On trouve

$$x_i \approx \frac{e}{m} k \frac{V_a n}{d} \frac{t_f^2}{2} + \left(\frac{2eV_a}{m} \right) t_f$$

Tous calculs faits, on a

$$x_i \approx \frac{d}{(n-2)^2} [n(k+2) - 4]$$

Remarquons que l'image obtenue sur un écran fluorescent plan, tangent à la surface image, ne présente pas de distortions. La photocathode est déposée sur la surface sphérique d'une galette d'une optique de fibres de verre (fig. V). L'image, formée sur la face plane d'entrée, est transférée parallèlement à l'axe du système sur la face sphérique. Le tube donne, de cette image cathodique sphérique, une image électronique, sphérique elle aussi. En outre, compte tenu du champ accélérateur constant appliqué derrière l'anode, les électrons arrivent sur la surface image et sur l'écran plan qui lui est

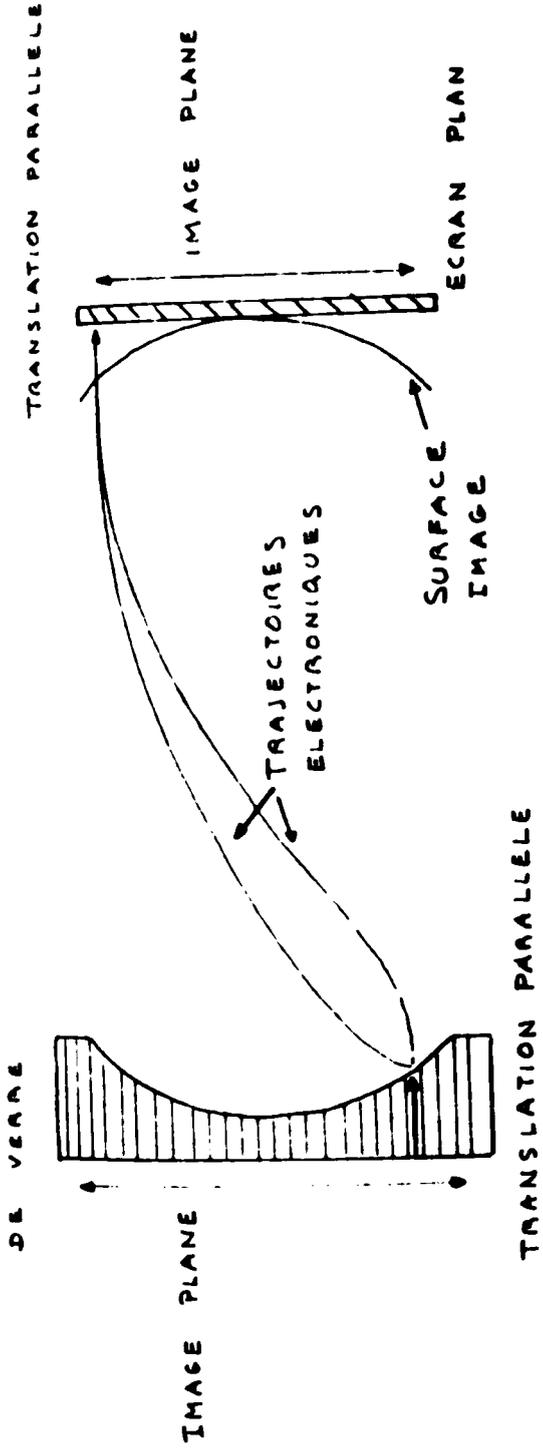


FIGURE V.

CONNECTION DE LA DISTORTION .

tangent, en suivant des trajectoires quasi-parallèles à l'axe de symétrie. Les points image sur la surface image sont ainsi translatés parallèlement à l'axe sur l'écran plan. Les distortions introduites par le transfert image plane \rightarrow image cathodique sphérique, à l'entrée du tube, sont exactement compensées par le transfert image électronique sphérique \rightarrow image plane sur l'écran, à la sortie. L'ensemble donne donc une image sans distortions.

Dans un tube classique, la correction de la distortion ne peut se faire qu'en déposant l'écran fluorescent sur la surface concave d'une optique de fibres de verre qui projette l'image parallèlement à l'axe sur la face plane de sortie.

La solution est assez coûteuse : ces optiques ont un taux statistiquement élevé de défauts, entraînant le rejet d'une proportion importante des tubes.

De plus, la technologie des écrans fluorescents déposés sur surface concave est beaucoup plus compliquée.

Enfin, une optique de fibre de verre introduit nécessairement une détérioration supplémentaire de l'information : diminution de la résolution et du gain.

Calculons, maintenant, la profondeur de focalisation :

Derrière l'anode, on peut considérer que les vitesses transversales sont constantes.

Soit θ le demi angle d'ouverture sur la surface image du pinceau électronique en provenance du point de la cathode situé sur l'axe de symétrie.

On a

$$t_{\theta} \theta = \frac{\dot{y}_i}{\dot{x}_i} \quad \text{avec} \quad \dot{y}_i = \dot{y}_a = \left(\frac{2eV_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}} (n-2) \left(\frac{E_T}{eV_a}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad \dot{x}_i = \left(\frac{2eV_i}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

D'où

$$t_{\theta} \theta = \frac{\left(\frac{2eV_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}} (n-2) \left(\frac{E_T}{eV_a}\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2eV_i}{m}\right)^{\frac{1}{2}}} = (n-2) \left(\frac{E_T}{eV_i}\right)^{\frac{1}{2}} = (n-2) \left(\frac{V_T}{V_i}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{M} \left(\frac{V_T}{V_i}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Calculons la valeur moyenne de V_T , énergie initiale tangentielle des électrons, mesurée en volts.

Soit V l'énergie ^{initiale}/maximum. On admet la loi de distribution

tangent, en suivant des trajectoires quasi-parallèles à l'axe de symétrie. Les points image sur la surface image sont ainsi traduits parallèlement à l'axe sur l'écran plan. Les distortions introduites par le transfert image plane \rightarrow image cathodique sphérique, à l'entrée du tube, sont exactement compensées par le transfert image électronique sphérique \rightarrow image plane sur l'écran, à la sortie. L'ensemble donne donc une image sans distortions.

Dans un tube classique, la correction de la distortion ne peut se faire qu'en déposant l'écran fluorescent sur la surface concave d'une optique de fibres de verre qui projette l'image parallèlement à l'axe sur la face plane de sortie.

La solution est assez coûteuse : ces optiques ont un taux statistiquement élevé de défauts, entraînant le rejet d'une proportion importante des tubes.

De plus, la technologie des écrans fluorescents déposés sur surface concave est beaucoup plus compliquée.

Enfin, une optique de fibre de verre introduit nécessairement une détérioration supplémentaire de l'information : diminution de la résolution et du gain.

Calculons, maintenant, la profondeur de focalisation :

Derrière l'anode, on peut considérer que les vitesses transversales sont constantes.

Soit θ le demi angle d'ouverture sur la surface image du pinceau électronique en provenance du point de la cathode situé sur l'axe de symétrie.

On a

$$t_{\theta} = \frac{\dot{y}_i}{\dot{x}_i} \quad \text{avec} \quad \dot{y}_i = \dot{y}_a = \left(\frac{2eV_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}} (\frac{E_t}{eV_a})^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad \dot{x}_i = \left(\frac{2eV_i}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

D'où

$$t_{\theta} = \frac{\left(\frac{2eV_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}} (\frac{E_t}{eV_a})^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2eV_i}{m}\right)^{\frac{1}{2}}} = (\frac{E_t}{eV_i})^{\frac{1}{2}} = (\frac{V_t}{V_i})^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{M} \left(\frac{V_t}{V_i}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Calculons la valeur moyenne de V_t , énergie initiale tangentielle des électrons, mesurée en volts.

Soit V_m l'énergie ^{initiale} maximum. On admet la loi de distribution suivante :

$$dN_i = \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \frac{V_i}{V_m} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_i}{V_m}\right) \frac{dV_i}{dV_m}$$

On admet, en outre, une loi de Lambert pour la répartition en direction. On a, finalement,

$$V_t = \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \int_0^{V_m} \frac{V_i^2}{V_m} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_i}{V_m}\right) d\left(\frac{V_i}{V_m}\right) \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2 \sin^2 \theta \cos \theta d\theta$$

d'où

$$V_t = 0,35 V_m$$

Soit donc

$$\tan \theta = (n-2) \left(\frac{0,35 V_m}{V_i} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{M} \left(435 \frac{V_m}{V_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Exemple numérique :

$$n = 3 \quad V_m = 1 \quad V_i = 10^4$$

On trouve

$$\tan \theta = 6 \cdot 10^{-3}$$

Pour un écart d'un millimètre à partir de la surface image, la dispersion du pinceau correspond à un spot de 6 μm environ en moyenne, en diamètre.

On voit que la profondeur de focalisation est très grande.

En résumé, la combinaison distribution sphérique et linéaire du potentiel permet d'obtenir une surface image sphérique de l'image cathodique.

La distance anode - image x_i est donnée par

$$x_i \approx \frac{d}{(n-2)^2} [n(n+2) - 4]$$

(La valeur rigoureuse de x_i a été donnée plus haut).

En portant cette valeur dans la formule du potentiel derrière l'anode et en ajoutant V_a , on trouve la valeur V_i du potentiel sur l'écran.

Le facteur de grandissement linéaire M est :

$$M = \frac{1}{n-2}$$

La profondeur de focalisation, mesurée par le demi angle d'ouverture θ du pinceau électronique sur l'image est donnée par

$$t_{\theta} \theta = (n-2) \left(\frac{V_r}{V_i} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{M} \left(\frac{V_r}{V_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Nous avons vu que les aberrations chromatiques étaient pratiquement négligeables et que l'image ne présentait pas de distortions.

3) Description de trois tubes intensificateurs d'images avec "optique électronique continue" -

a) Tube à cône ou à disque.

Le tube est représenté fig. VI.

La fenêtre cathodique est scellée à un support de métal "covar" (pièce mâle). L'enveloppe cylindrique en verre est, elle aussi, scellée à une pièce de covar (pièce femelle munie d'un joint d'indium). Après formation de la cathode S 25, la fenêtre cathodique est amenée sur le tube et les deux pièces métalliques sont soudées à froid par le joint d'indium sous pression. Cette technique "transfert" a été choisie pour les raisons suivantes : les photocathodes, réalisées hors du tube, sont plus homogènes ; le tube lui-même est plus simple (il ne comporte pas d'éléments incorporés pour l'évaporation des alcalins et de l'antimoine). Surtout, au cours de l'élaboration de la photocathode, le tube est protégé des vapeurs alcalines. Les décharges parasites et le courant d'obscurité sont ainsi diminués. (Une méthode "transfert" originale, ne nécessitant pas de scellement sous pression, sera exposée plus loin).

La distribution sphérique du potentiel est obtenue par distribution ohmique sur la surface du cône, recouvert d'une couche d'oxyde d'étain et gravé comme il a été expliqué plus haut (II, 2 et 3). Le cône est en contact électrique avec la cathode, sur

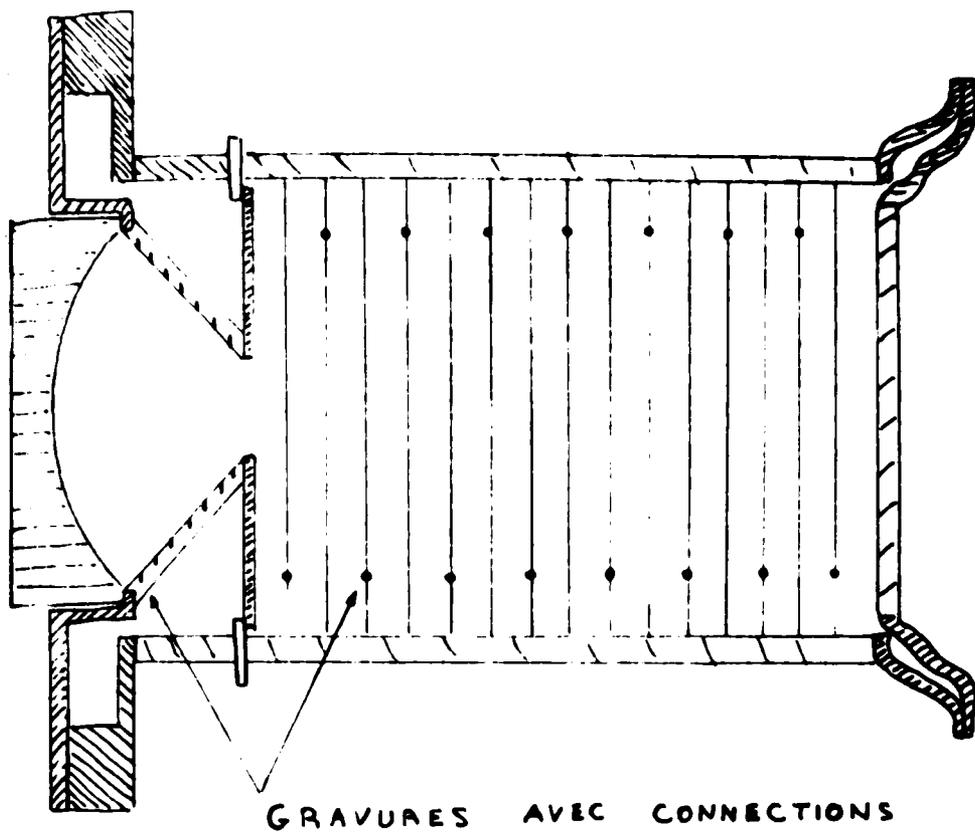


FIGURE VI

TUBE INTENSIFICATEUR D'IMAGE À OPTIQUE
ELECTRONIQUE CONTINUE AVEC CONE .

toute sa grande section. La petite section est solidaire d'un disque métallique, connecté à un passage électrique. L'enveloppe cylindrique du tube, entre ce disque et l'écran fluorescent P 20, est également recouverte d'oxyde d'étain, gravé et connecté de façon à assurer une distribution linéaire du potentiel.

Le rayon de courbure R_C de la cathode est égal à 1,6 cm.

Le rayon de courbure R_a de l'anode virtuelle est égal à 0,4 cm.

On a donc $n = 4$ $d = 1,2$ cm.

Le facteur de grandissement linéaire M est égal à $\frac{1}{n-2} = 0,5$.

La distance image x_i mesurée à partir de l'anode est donnée par la formule approchée (III, 2, b, page). On a $x_i = 4,01$ cm

La distance cathode - écran est donc :

$$L = x_i + d = 5,21 \text{ cm.}$$

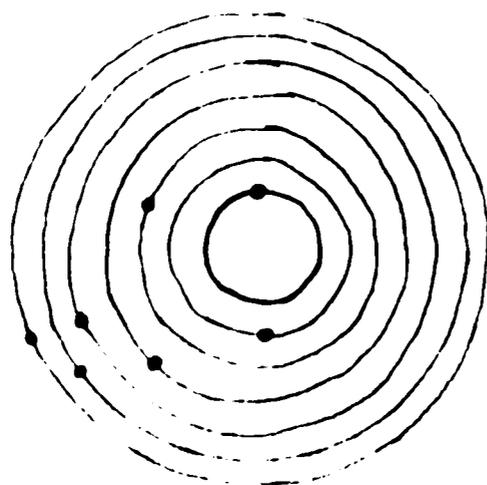
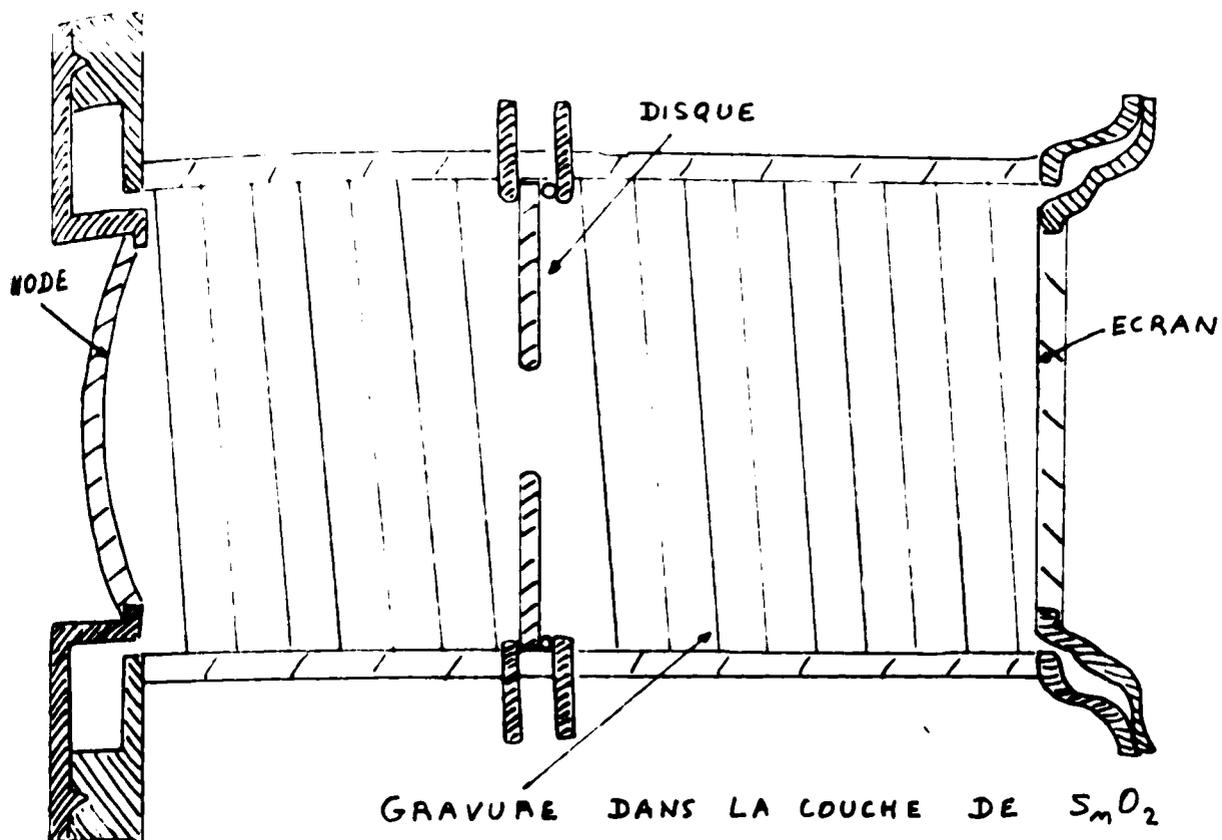
Remarque :

Pour un facteur de grandissement $M = 1$, on a $n = 3$ soit, pour R_C encore égal à 1,6 cm, $R_a = 0,53$ et $d = 1,07$. La distance image x_i serait alors égale à 9,2 et la distance cathode - écran à 10,27 cm.

Une telle longueur serait excessive pour la plupart des applications.

La distribution sphérique du potentiel peut être obtenue par une solution légèrement différente (fig. VII). Un disque de verre percé axialement est logé perpendiculairement à l'axe du tube. L'ouverture du disque joue, comme celle du cône dans le dispositif précédent, le rôle d'anode virtuelle.

La distribution sphérique est approchée entre la cathode et l'anode par une distribution cylindrique sur la face frontale du disque et linéaire le long des parois du tube.



GRAVURE FRONTALE DU DISQUE
AVEC CONNECTIONS

FIGURE VII

TUBE INTENSIFICATEUR D'IMAGE A OPTIQUE
ELECTRONIQUE CONTINUE AVEC DISQUE.

Le disque couvert d'une couche d'oxyde d'étain est, comme le cône, découpé par des sillons en couronnes isolées qui sont ensuite connectées par points. La distribution linéaire entre la face postérieure équipotentielle du disque et l'écran est obtenue comme précédemment.

L'écran fluorescent est du type P 20. Le phosphore est recouvert d'une mince pellicule d'aluminium : toute la lumière fournie par l'écran est ainsi renvoyée vers l'observateur, ce qui double presque le gain.

En outre, la photocathode ne "voit" pas la lumière de l'écran et le contraste de l'image n'est pas détérioré.

En contrepartie, une fraction de l'énergie utile des électrons est perdue au cours de la traversée de l'aluminium.

La tension totale appliquée au tube est de l'ordre de 10 000 V, répartis comme indiqué sur la figure VI.

La résolution au centre de l'image est supérieure à 40 paires de lignes par millimètre, mesurées sur la cathode. La distortion est de l'ordre de 2 %.

b) Tube sans électrodes internes.

Le tube est représenté fig. VIII.

La distribution du potentiel est définie sur les parois cylindriques en verre du tube.

La couche d'oxyde d'étain est encore découpée en couronnes isolées et connectées par points. La figure IX représente la distribution le long d'une génératrice du cylindre et la distribution correspondante le long de l'axe. En première approximation, la distribution au voisinage immédiat de la cathode est encore sphérique. La partie postérieure du tube agit, par contre, comme une lentille divergente. On s'éloigne donc nettement des distributions étudiées plus haut. Le rayon de courbure R_C de la cathode est encore égal à 1,6 cm et l'écran fluorescent est du type P.20 aluminisé. Remarquons qu'en principe le tube peut fonctionner comme une diode. Néanmoins, un passage permet de fixer une valeur intermédiaire du potentiel sur une des couronnes située à environ 2,5 cm de la cathode. On dispose, ainsi, d'un réglage.

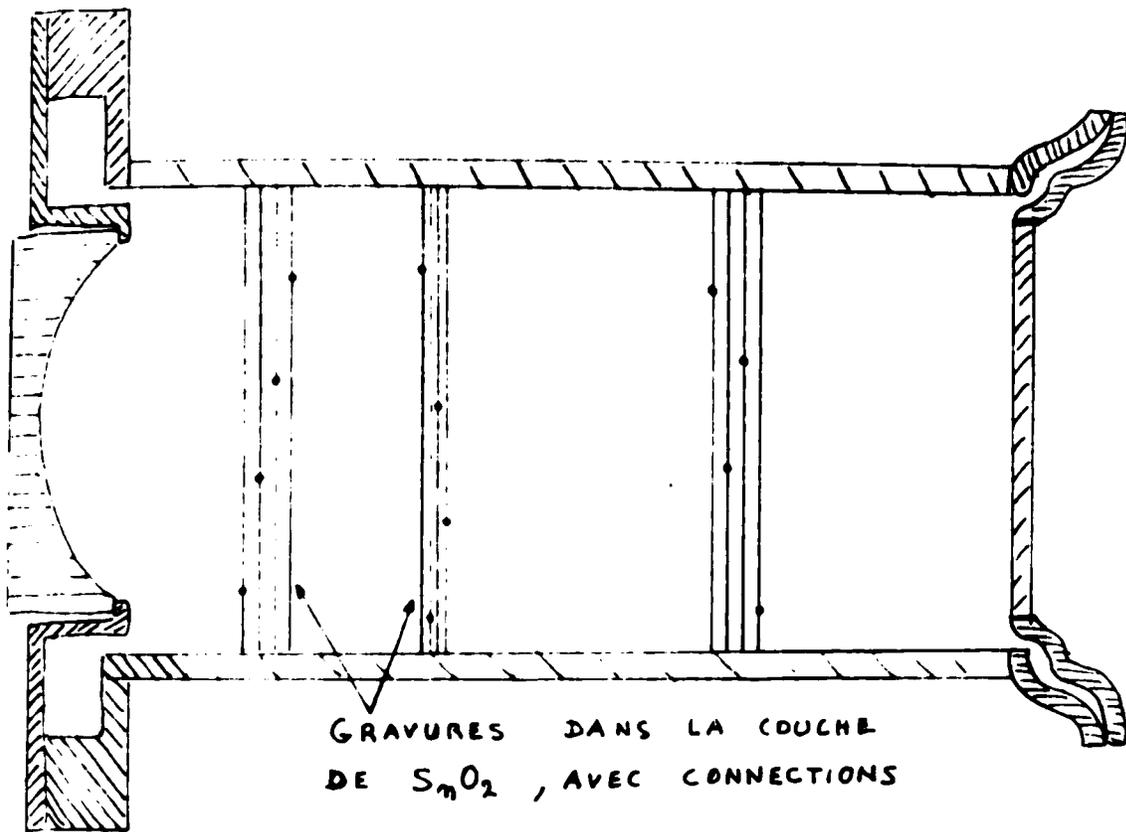


FIGURE VIII

TUBE INTENSIFICATEUR D'IMAGE SANS ELECTRODE INTERNE .

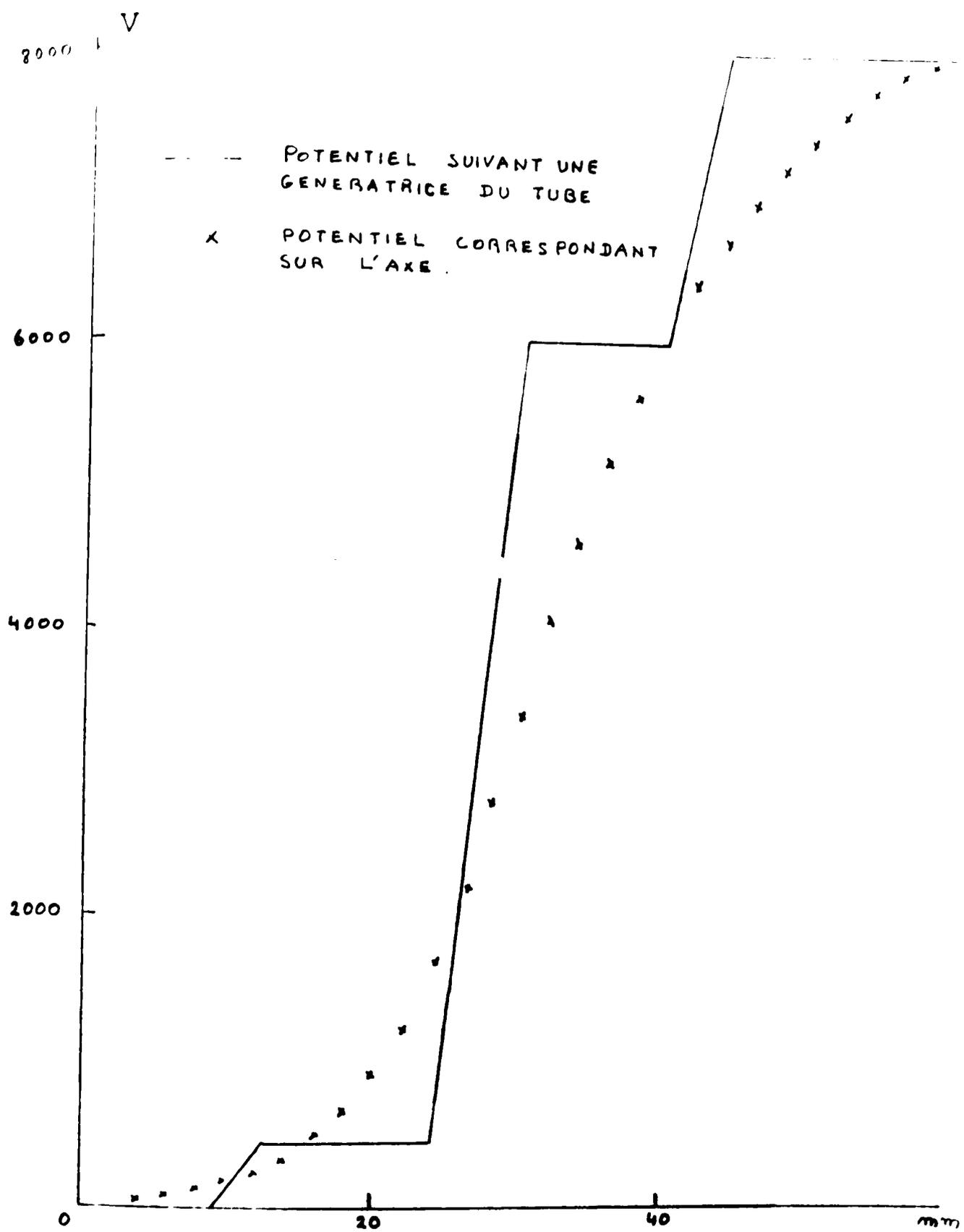


FIGURE IX

DISTRIBUTION DU POTENTIEL DANS UN TUBE SANS
ELECTRODES INTERNES

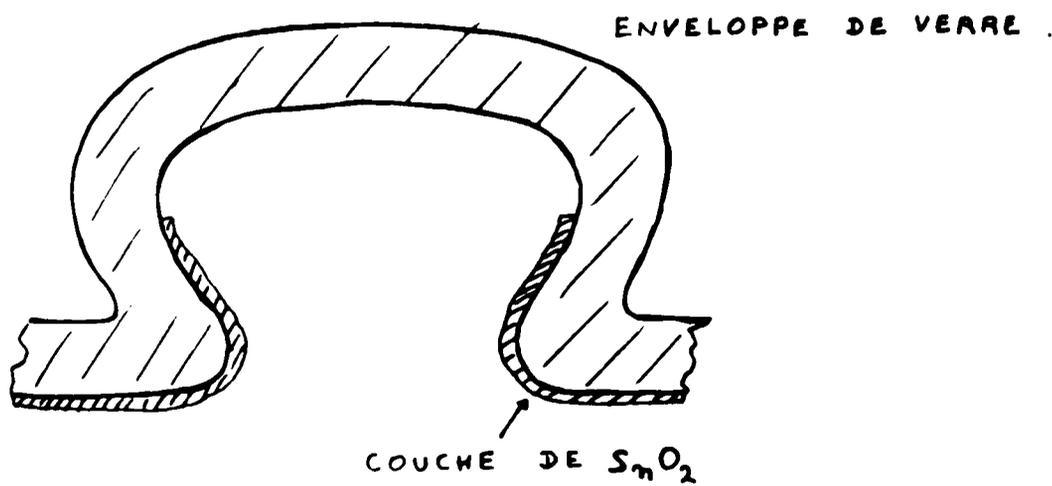
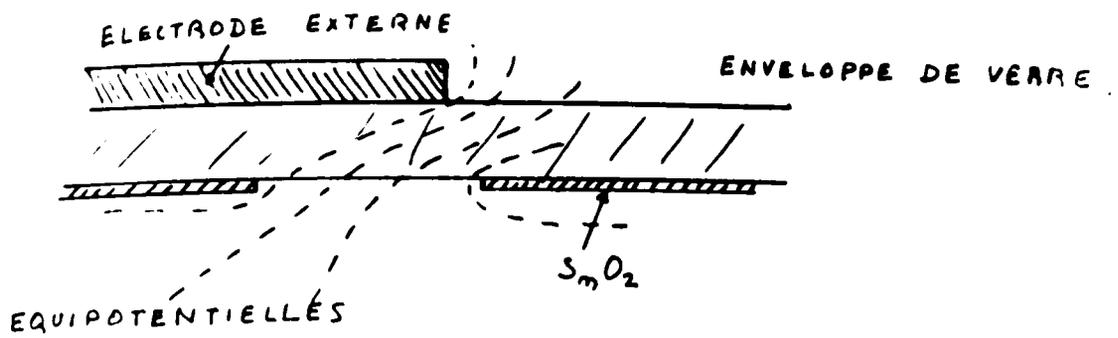


FIGURE XI

CORRECTION DE L'EMISSION DE CHAMP.

La résolution dépasse 40 paires de lignes par millimètre sur toute l'étendue de l'image (fig. X). (non reproduite)

Le facteur de grandissement linéaire M est égal à 0,6.

Aux endroits où le potentiel varie très rapidement, les bords des couronnes peuvent donner lieu à une émission de champ. En effet, la couche, épaisse de moins d'un micron, présente une arête vive qui peut agir comme une pointe. On supprime cet effet parasite en plaçant un cylindre conducteur à l'extérieur du tube. Ce cylindre est mis au potentiel le plus bas de la série de couronnes critiques. Son effet est de "déplier" les surfaces équipotentielles autour des bords (voir fig. XI).

Une variante consiste à ménager dans le tube un renflement à l'endroit où le potentiel subit sa variation la plus forte. Les couches d'oxyde d'étain s'arrondissent sur les lèvres du bulbe ; le fond de celui-ci est masqué pendant le dépôt des couches et reste isolant.

L'émission de champ est supprimée, au prix d'une légère complication de la forme du tube.

c) Tube à champ retardateur.

Nous avons vu que les deux premiers tubes étudiés sont assez longs, pour un facteur M de grandissement linéaire supérieur à 0,5.

Nous avons développé un tube spécial qui, tout en gardant les avantages de la combinaison d'une distribution sphérique du potentiel avec une distribution linéaire, a une distance cathode - image très courte.

Le tube (fig. XII) est muni, comme les précédents, d'une cathode sphérique. La distribution sphérique du potentiel au voisinage de la cathode est assurée par le même dispositif que dans le premier tube décrit.* Par contre, l'écran fluorescent, percé en son centre d'un trou de 1 millimètre de diamètre ou moins, est placé au cross-over.

* On trouvera, en appendice, la description d'une variante simplifiée, représentée fig. XII bis.

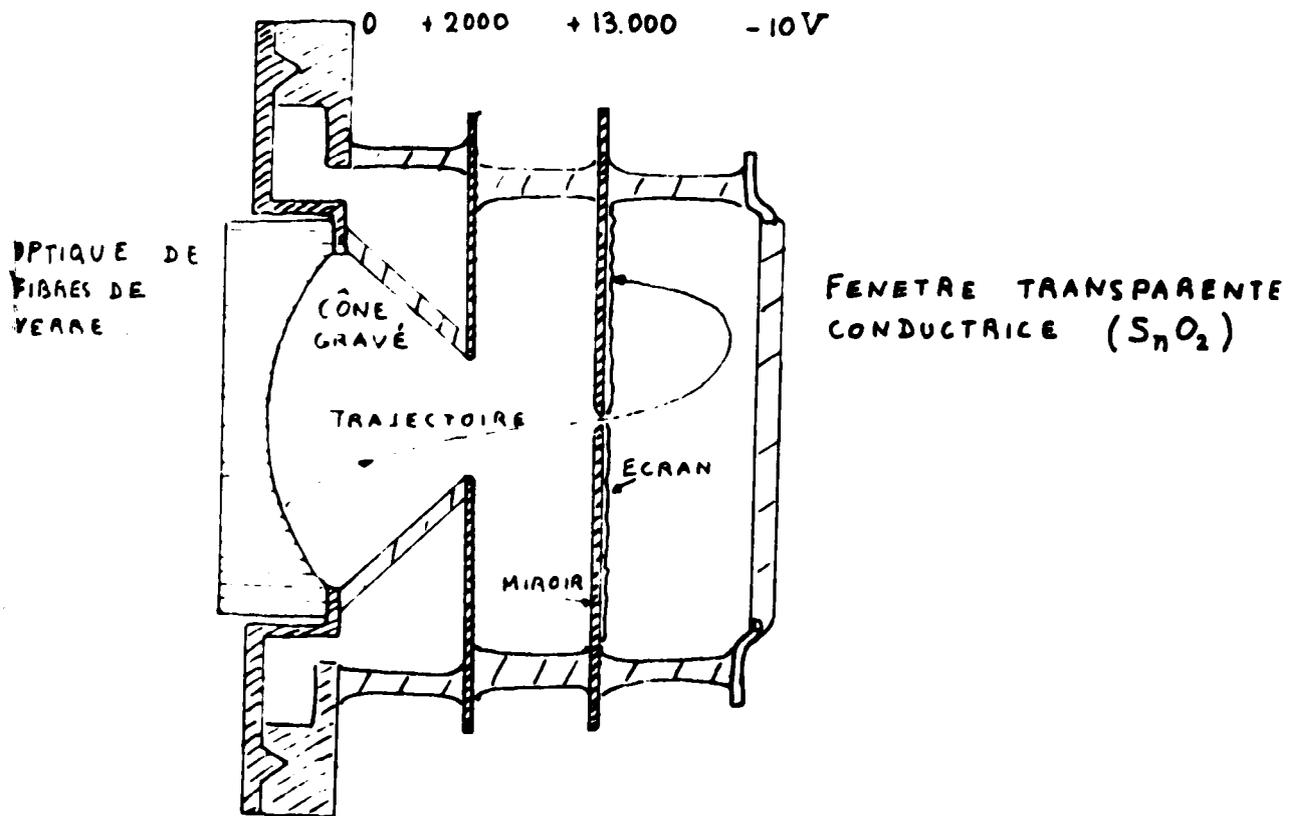


FIGURE VII.

TUBE A CHAMP RETARDATEUR
MONTAGE EXPERIMENTAL

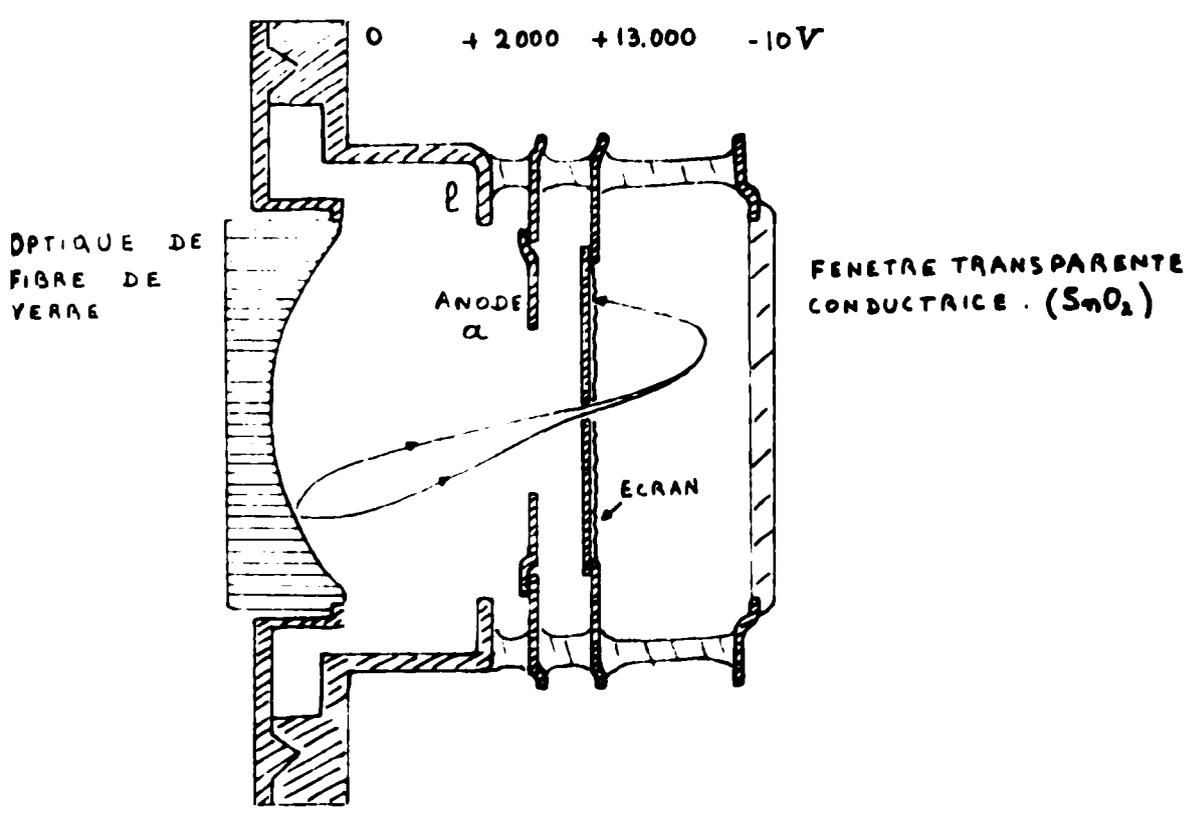


FIGURE XII bis .

TUBE A CHAMP RETARDATEUR , SIMPLIFIÉ -
(TUBE "FONTAINE")

Il est constitué par un miroir, opaque côté photocathode ; le phosphore est déposé sur l'autre face. La fenêtre postérieure du tube est constituée par une simple glace recouverte d'une couche conductrice transparente d'oxyde d'étain. Un champ retardateur uniforme est appliqué entre cette glace et l'écran. Entre la cathode et la face aveugle de l'écran, le potentiel a la distribution décrite en III, 2, b.

Les électrons venant de la cathode passent au cross-over à travers l'orifice de l'écran, sont repoussés par le champ retardateur et viennent frapper la face postérieure de l'écran, recouverte du phosphore.

Grâce à cette inversion des vitesses électroniques, le temps t_f de focalisation correspond à des trajectoires beaucoup plus courtes et, de plus, repliées sur elles-mêmes. La longueur du tube est considérablement réduite. Nous verrons d'ailleurs que l'encombrement utile à considérer est mesuré par la distance cathode-écran et non par la longueur totale du tube. En effet, l'oculaire d'observation ne peut être placé directement contre l'écran mais à une distance de l'ordre de 2 cm.

L'espace entre l'écran et la fenêtre d'observation est donc de toute façon perdu et on ne doit pas en tenir compte pour le calcul de l'encombrement.

Au surplus, le phosphore de l'écran ne "voit" pas la photocathode. Il est donc inutile de le masquer par un film d'aluminium. Les électrons ne gaspillent plus une partie de leur énergie pour traverser cette couche. Le miroir renvoie d'ailleurs plus efficacement la lumière de l'écran vers l'observateur que ne le fait la pellicule d'aluminium dans le dispositif classique. L'écran a un rendement fortement amélioré.

Les droites de la figure XIII représentent schématiquement l'intensité de la lumière renvoyée vers l'observateur par l'écran, en fonction de l'énergie des électrons incidents. (On suppose, en première approximation, que l'intensité est proportionnelle à cette énergie).

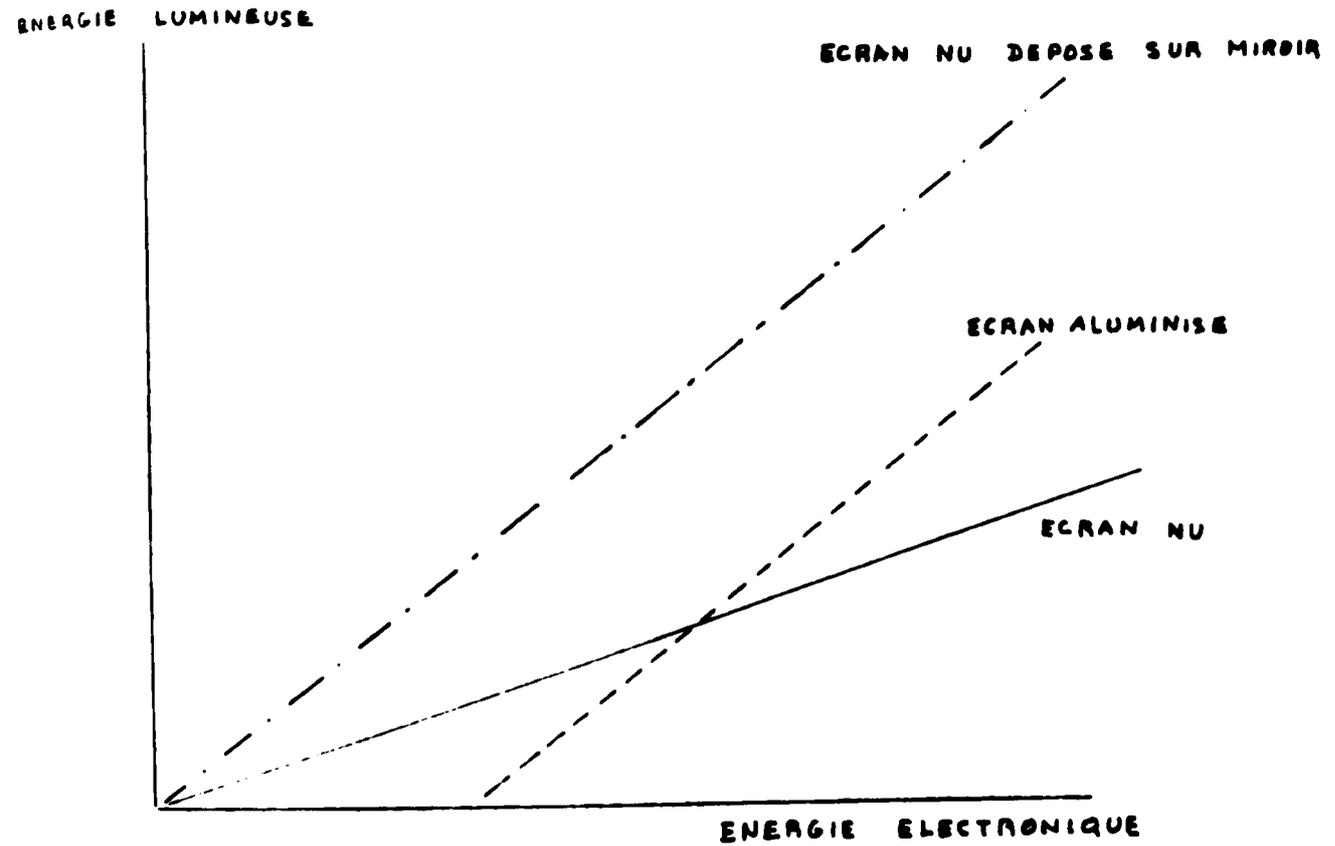


FIGURE XIII

RENDEMENT LUMINEUX DE TROIS TYPES D'ECRAN
FLUORESCENT . (UNITES ARBITRAIRES)

La droite n° 1 correspond à un écran non masqué par un film d'aluminium.

La droite n° 2 correspond à un écran masqué : la pente est presque double (lumière en partie réfléchi) mais la droite ne part plus de l'origine. (Une énergie de l'ordre de 3 000 eV est perdue dans la traversée du film). Enfin, la droite n° 3 correspond à un écran non masqué déposé sur miroir (cas du tube à champ retardateur). Sa pente est la même que celle du cas n° 2 mais elle part de l'origine.

La résolution de l'écran est aussi améliorée. Dans les dispositifs classiques, le phosphore est enfermé entre la pellicule d'aluminium et le substrat de verre : une partie de la lumière émise subit la réflexion totale à l'interface verre - air du substrat et est rediffusée par le phosphore et la pellicule d'aluminium. Cet effet est responsable d'une atténuation du contraste (réf. n° 10). Dans le tube à champ retardateur, au contraire, le phosphore est nu, côté observateur. Il est, de plus, déposé sur un miroir quasi-parfait, contrairement au film d'aluminium de l'écran classique qui présente de nombreuses imperfections (trous, surépaisseurs, etc...) qui nuisent à la résolution.

D'autres avantages importants résultent de cette géométrie : le diaphragme dans l'écran joue le rôle d'un filtre et, seuls, les électrons venant de la cathode le traversent. Les secondaires éventuels sont collectés par l'écran qui est au potentiel maximum. Enfin, les ions parasites formés par les impacts électroniques sur l'écran sont accélérés non plus sur la cathode mais sur la face postérieure du tube. Le fond lumineux parasite est ainsi réduit.

Remarquons, enfin, que la surface image est, comme pour les autres tubes, sphérique : il est, ici, possible de la rendre quasi-plane en donnant à la glace postérieure du tube une forme sphérique à concavité tournée vers l'extérieur. Le champ retardateur n'est plus uniforme mais décroissant de l'axe vers les bords. La résolution est encore améliorée puisque la surface image peut coïncider parfaitement

avec l'écran fluorescent.

On introduit, par contre, ainsi une légère distortion de l'image. Nous allons maintenant exposer les calculs détaillés des différents paramètres du tube :

Calculons, d'abord, le rapport du nombre d'électrons passant par un diaphragme de rayon r_c , situé au cross-over, au nombre total d'électrons venant d'un point quelconque de la photocathode.

Nous avons vu que les électrons ayant une énergie tangentielle égale ou inférieure à eV_t rencontrent la surface de l'anode virtuelle dans un cercle de rayon r_a .

$$r_a = 2d \left(\frac{V_t}{V_a} \right) \quad \text{avec } d = R_c - R_a$$

En première approximation, nous négligerons l'effet du potentiel derrière l'anode et nous supposerons que les électrons voyagent en ligne droite jusqu'à la surface image "virtuelle" située à la distance $\frac{2R_a(n-1)}{n-2}$ derrière l'anode (voir III, 2, a).

La section du pinceau électronique (électrons d'énergie initiale $\leq V_t$) passant par r_a aura au cross-over un rayon r_c donné par

$$r_c = \frac{2R_a \frac{n-1}{n-2} - x_c}{2R_a \frac{n-1}{n-2}} r_a \quad \text{avec } r_a = 2d \left(\frac{V_t}{V_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Exemple numérique :

Pour $n = 3$ $R_a = 1$ cm $x_c = 1,7$ cm, on trouve :

$$r_c = 0,6 r_a = 0,6 \times 2d \left(\frac{V_t}{V_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Soit des électrons émis par un point de la cathode avec une énergie maximale V_m . Nous admettrons la loi suivante de distribution en énergie :

$$dI = \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \frac{V_i}{V_m} \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{V_i}{V_m} \right) d \left(\frac{V_i}{V_m} \right)$$

Parmi ces électrons, ceux d'énergie initiale totale égale ou inférieure à V_t passent, tous, par le cercle anodique r_a et le diaphragme r_c correspondant au cross-over. Soit I_1 le nombre de ces électrons. On a :

$$I_1 = \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \int_0^{V_r} \frac{V_i}{V_m} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_i}{V_m}\right) d\left(\frac{V_i}{V_m}\right)$$

$$= \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \left[\frac{4}{\pi^2} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_r}{V_m}\right) + \frac{2}{\pi} \frac{V_r}{V_m} \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_r}{V_m}\right) - \frac{4}{\pi^2} \right]$$

On doit y ajouter les électrons I_2 , d'énergie initiale totale supérieure à V_t mais d'énergie initiale tangentielle inférieure à V_t .

En admettant une loi de Lambert pour la répartition en direction, on trouve :

$$I_2 = \frac{\pi^2}{2(\pi-2)} \int_{V_r}^{V_m} \frac{V_i}{V_m} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_i}{V_m}\right) d\left(\frac{V_i}{V_m}\right) \int_0^{\arcsin \frac{V_r}{V_i}} 2 \sin \theta \cos \theta d\theta$$

$$= \frac{\pi}{\pi-2} \frac{V_r}{V_m} \left[1 - \sin \frac{\pi}{2} \frac{V_r}{V_m} \right]$$

On a finalement

$$I_1 + I_2 = \frac{1}{\pi-2} \left[2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_r}{V_m}\right) + \pi \frac{V_r}{V_m} - 2 \right]$$

$I_1 + I_2$ représentent la proportion des électrons qui passent par r_a et le diaphragme correspondant r_c .

(Dans l'expression ci-dessus, on doit faire $V_t = \left(\frac{r_a}{2d}\right)^2 V_a$)

En pratique, la lumière incidente n'est évidemment pas monochromatique et l'énergie initiale maximum V_m des photoélectrons est distribuée d'une façon continue. Cette distribution peut être calculée.

Supposons que les conditions d'éclaircissement correspondent à un ciel nocturne clair, sans lune.

Un photon d'énergie V_1 peut donner lieu à l'émission d'un électron d'énergie maximum $V_m = V_1 - V_0$.

(V_0 correspond à l'énergie du seuil photoélectrique).

La distribution spectrale de la lumière du ciel nocturne donne la distribution de $V_{\lambda} - V_{\lambda_0}$.

En multipliant cette distribution par la sensibilité spectrale S_{λ} de la photocathode, on obtient la distribution de l'énergie initiale maximum V_m des électrons.

On trouve qu'avec la photocathode S 25, la mieux adaptée aux conditions d'éclairement du ciel nocturne, cette distribution est pratiquement constante entre 0,2 et 0,8 eV et nulle en dehors de ces limites. On la représentera donc par $\frac{dV}{0,6}$ entre 0,2 V et

0,8 V (fig. XIV).

La proportion d'électrons traversant le diaphragme est alors donnée par

$$I = \frac{1}{0,6} \int_{0,2}^{0,8} (I_1 + I_2) dV_m = \frac{1}{0,6} \int_{0,2}^{0,8} \frac{1}{\pi-2} \left[2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_r}{V_m}\right) + \pi \frac{V_r}{V_m} - 2 \right] dV_m$$

$$= \frac{1}{0,6(\pi-2)} \left\{ \left[2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{V_r}{V_m}\right) V_m \right]_{0,2}^{0,8} + 2 \left(\frac{\pi}{2} V_r\right)^2 \left[\frac{1}{V_m} \right]_{0,2}^{0,8} + \pi V_r \text{Log} \frac{0,8}{0,2} \right\} - 2$$

(Si $V_t > 0,2$, on remplace dans l'expression précédente la limite inférieure 0,2 par V_t et on ajoute $\frac{V_t - 0,2}{0,6}$).

Application numérique :

Soit $r_a = 0,4$ mm. Le rayon correspondant du diaphragme au cross-over est $r_c = 0,25$ mm. La valeur de V_t à introduire dans la formule ci-dessus est $V_t = \left(\frac{r_a}{2d}\right)^2 V_a$

Soit $d = 20$ mm et $V_a = 1000$ V.

On trouve $V_t = 0,1$ et $I = 0,526$.

Un diaphragme de 0,25 mm au cross-over laisse donc passer un peu plus de 50 % des électrons dans les conditions précisées (ciel nocturne, cathode S 25, $R_c = 3$ cm $R_a = 1$ cm $V_a = 1000$ V).

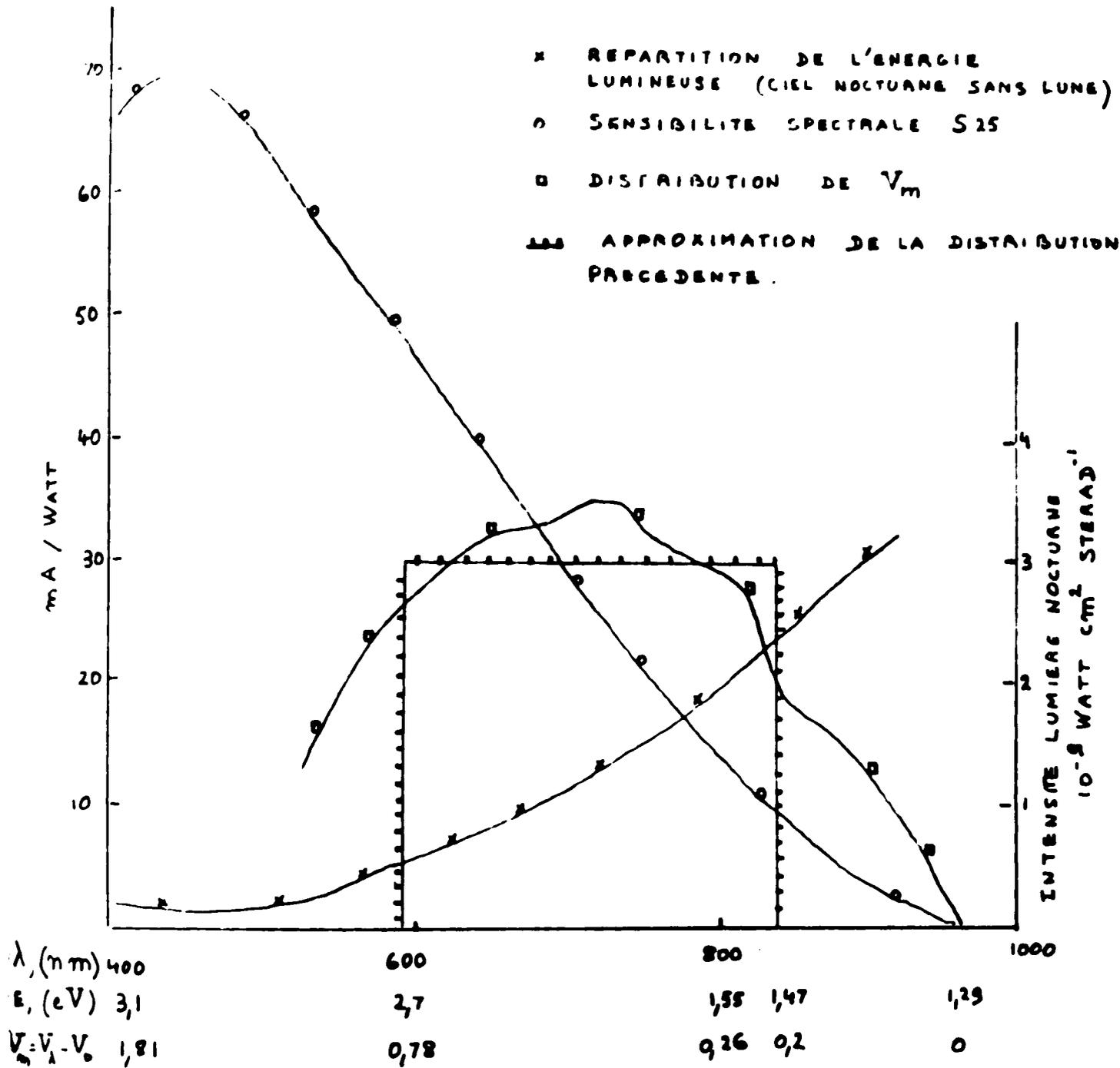


FIGURE XIV

REPARTITION DE L'ENERGIE INITIALE MAXIMUM V_m DES PHOTOELECTRONS DANS LES CONDITIONS D'ECLAIREMENT DU CIEL NOCTURNE SANS LUNE.

Par rapport aux dispositifs classiques, une telle valeur divise donc le nombre d'électrons utile par un facteur 2. On voit qu'on ne peut guère accepter un rayon inférieur à 0,25 mm pour le rayon du diaphragme.

Nous allons maintenant calculer la valeur du champ retardateur E et la position du "turn over" x_t .

Les électrons entrent dans le champ retardateur E au cross-over, avec une vitesse v_c donnée par

$$v_c = \left(\frac{2eV_c}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2d + n x_0 (1-k) + 2n k x_c}{2d} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Prenons l'origine des x au cross-over.

L'équation du mouvement est

$$x = - \frac{e}{m} E (t - t_c)^2 + \left(\frac{2eV_a}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2d + n x_0 (1-k) + 2n k x_c}{2d} \right]^{\frac{1}{2}} (t - t_c)$$

Les électrons doivent être focalisés sur l'écran fluorescent : au temps t_f , on doit avoir $x = 0$.

Remplaçons t_c et t_f par leurs valeurs. On tire de l'équation précédente, pour $x = 0$ et $t = t_f$.

$$E = \left[\frac{2d + n x_0 (1-k) + 2n k x_c}{2d} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{4V_a (n-2)(n-1)}{nd}$$

L'abscisse x_t du point où les électrons inversent leur vitesse ("turn-over") est donnée par la relation :

$$E x_t = V_c = V_a \left[\frac{2d + n x_0 (1-k) + 2n k x_c}{2d} \right]$$

d'où

$$x_t = \left[\frac{2d + n x_0 (1-k) + 2n k x_c}{2d} \right] \frac{nd}{4(n-2)(n-1)}$$

Exemple numérique :

Soit :

$$d = 2 \text{ cm} \quad n = 3 \quad x_0 = 0,6 \text{ cm} \quad x_c = 1,7 \text{ cm} \quad k = 2,4$$

On trouve

$$E x_t = V_c = 6,5 V_a$$

$$x_t = 1,9 \text{ cm.}$$

La glace postérieure du tube devra donc se trouver au moins à cette distance de l'écran.

Pour finir, remarquons qu'en première approximation le champ derrière l'anode et le champ retardateur sont parallèles à l'axe de symétrie. Les vitesses transversales sont constantes derrière l'anode.

Au surplus, le temps de focalisation a la même valeur que précédemment. La surface image a donc aussi la même géométrie, comme nous l'avons déjà signalé (surface sphérique de rayon $\frac{n}{n-2} R_a$).

Nous avons remarqué plus haut qu'une distribution plus complexe du champ retardateur permet de rendre la surface image quasi-plane et d'obtenir ainsi une coïncidence presque parfaite avec l'écran.

La glace plane postérieure du tube a été remplacée par une surface sphérique, à concavité tournée vers l'extérieur.

Les méthodes numériques utilisées pour le calcul du potentiel et des trajectoires ont permis de déterminer le rayon de courbure R_e de cette glace.

Pour $n = 3$, on trouve

$$R_e =$$

La profondeur de focalisation est donnée par

$$t_g \theta = \frac{I}{M} \left(\frac{v_t}{v_c} \right)^{\frac{1}{2}}$$

V_e représente, ici, le potentiel de l'écran, c'est-à-dire celui du cross-over.

L'encombrement réel du tube est donné, comme nous l'avons remarqué, par la distance de la cathode à l'écran, c'est-à-dire au cross-over.

$$L = d + x_c$$

Pour $n = 3$ et $d = 2$, on trouve $L = 3,7$ cm.

Il est intéressant de comparer ces résultats avec les caractéristiques des systèmes classiques, du type diode par exemple (fig. XV).

La distribution du potentiel entre la cathode et l'anode est encore sphérique. Derrière l'ouverture anodique, par contre, le potentiel est uniforme.

Les équipotentiels pénètrent à l'intérieur de l'anode dont l'ouverture joue, ainsi, le rôle d'une lentille électronique divergente. Les électrons, entre la cathode et l'anode, ont des trajectoires calculées en (III, 2, a). Au passage du trou anodique, ils subissent une réfraction et continuent, ensuite, en ligne droite jusqu'à l'écran.

Le calcul montre (réf. n° 6) que la surface image est sur une sphère de rayon R_i , située à une distance x_i de l'anode. On a

$$R_i = \frac{3}{n-4} R_c$$

$$x_i = \frac{6 d}{n-4}$$

Le facteur de grandissement linéaire M est donné par

$$M = \frac{3}{n-4}$$

La profondeur de focalisation, encore mesurée par le demi angle d'ouverture du pinceau, est donnée par

$$\theta = \frac{1}{M} \left(\frac{V_t}{V_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

L'encombrement L du tube est égal à

$$L = d + x_i = d + \frac{6 d}{n-4} = d \frac{n+2}{n-4}$$

Comparons les deux tubes, pour un facteur $M = 1$ et une photocathode de rayon de courbure R_c égal à 3 cm. Pour le tube diode classique, n est égal à 7 et d à 2,57 cm. On trouve

$$L = 7,71 \text{ cm.}$$

Pour le tube à champ retardateur, on a trouvé

$$L = 3,7 \text{ cm}$$

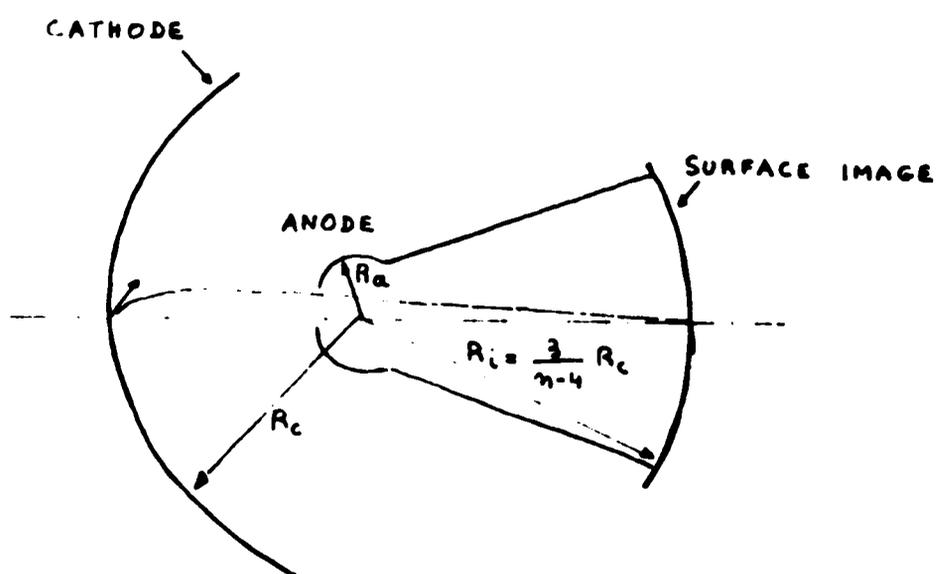


FIGURE XV

TRAJECTOIRES ELECTRONIQUES DANS
UN TUBE DIDDE .

Soit un encombrement deux fois plus petit.

Nous allons, maintenant, calculer la distortion de l'image dans le tube diode.

L'image sur l'écran représente la projection polaire de l'image sphérique sur un plan tangent. Le pôle de cette projection est le cross-over. Pour simplifier, nous le supposons confondu avec le centre de la sphère image de rayon R_i (fig. XVI).

Considérons un cercle de rayon r sur la surface image. On a $r = R_i \sin \alpha$.

Le cercle correspond sur l'écran à un rayon r' donné par :

$$r' = R_i \tan \alpha = \frac{r}{\cos \alpha} = r \frac{R_i}{(R_i^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}}$$

Pour r petit, on trouve $r' \approx r$

Pour le cercle le plus grand sur l'image, r est égal à environ $\frac{R_i}{2}$. Dans ce cas, $r' = 1,15 r$.

Le facteur de grandissement linéaire M varie donc de 15 % quand on passe du centre aux bords de l'image.

On peut encore caractériser la distortion en étudiant la déformation d'une image, carrée à l'entrée du tube. Supposons la fenêtre cathodique constituée par une optique de fibres de verre. L'image carrée sur la face plane d'entrée est projetée parallèlement à l'axe du tube sur la surface sphérique de la cathode.

Sur cette surface et sur la surface image correspondante, on obtient quatre arcs de petits cercles. La projection polaire sur l'écran est constituée par les quatre sections coniques correspondantes, soit quatre arcs d'hyperboles.

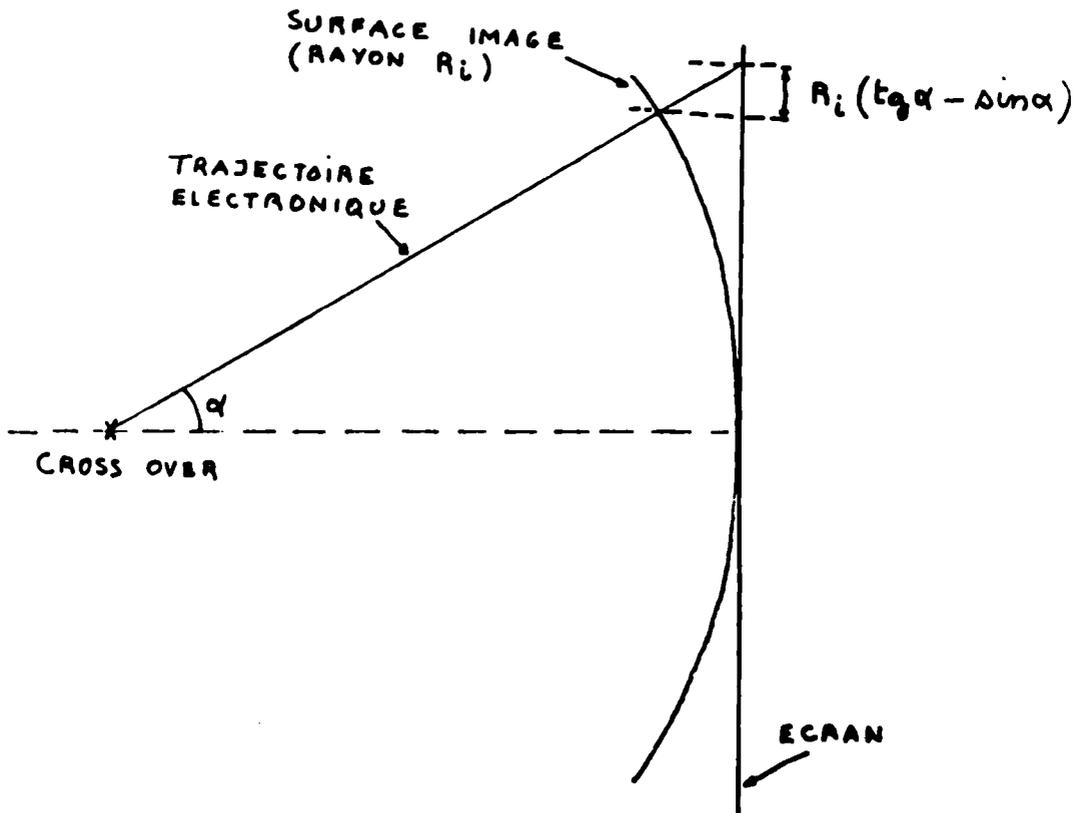


FIGURE XVI

DISTORTION DE L'IMAGE DANS UN TUBE DIODE

La distortion de l'image est donc du type en "coussin". Si le côté du carré est égal à R_i , la distance de l'axe au milieu d'un côté est égale à $\frac{R_i}{2}$. La distance de l'axe à l'extrémité d'un côté est donc $1,4 \frac{R_i}{2}$. Les points correspondants sur l'écran sont à des distances de l'axe données par la formule établie plus haut

$$(r' = r \frac{R_i}{(R_i^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}}$$

On trouve respectivement $0,57 R_i$ et R_i

La "flèche" est donc égale à

$$R_i \cos 45^\circ - 0,57 R_i = 0,12 R_i$$

Soit 12 % de la longueur du côté.

Rappelons que, dans le tube à champ retardateur, la distortion est négligeable.

IV - METHODES DE CALCUL ET METHODES EXPERIMENTALES POUR L'ETUDE DE L'OPTIQUE ELECTRONIQUE DES TUBES -

1) Nous allons maintenant exposer les méthodes de calcul utilisées pour la détermination des distributions de potentiel et des trajectoires électroniques.

Dans la mesure du possible, nous nous sommes efforcés d'utiliser les méthodes purement analytiques exposées en (III, 2). L'influence des divers paramètres apparaît ainsi clairement.

Mais il est souvent indispensable de recourir aux calculs numériques sur ordinateur. (Détermination du potentiel dans la région de raccord entre la distribution sphérique et la distribution linéaire (III, 2, b) ; détermination de la distribution du potentiel et des trajectoires électroniques entre l'écran ^{plan} et une fenêtre terminale sphérique du tube à champ retardateur (III, 3, c).

D'une façon générale, le calcul du potentiel dans les tubes sans électrodes (III, 3, b), où la distribution s'éloigne nettement des distributions sphériques et linéaires, ne peut être effectué que par des méthodes numériques.

Pour des raisons d'économie, nous nous sommes volontairement limité, dans la plupart des cas, au calcul des trajectoires au voisinage de l'axe de symétrie du système. Il est alors inutilement coûteux de calculer globalement la distribution dans tout l'espace du tube.

Nous avons donc choisi une méthode permettant une détermination locale du potentiel, par exemple dans la région de l'axe.

Pour une description détaillée, on se reportera aux références 7 et 8 de la bibliographie.

Le principe consiste à calculer les charges, induites par les valeurs du potentiel en tous points des électrodes ou des surfaces conductrices du tube.

Une fois ces charges connues, il est possible de déterminer le potentiel dans une région particulière, sans procéder à un calcul global de la distribution.

On décompose les différentes surfaces S porteuses de charges en éléments S_i suffisamment petits pour que les densités de charges σ_i puissent être considérées comme uniformes sur chacun d'eux. Soit n le nombre d'éléments. Le potentiel créé en un point quelconque de coordonnées vectorielle r est donné par

$$\phi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \sigma_i \int \frac{dS_i}{|r-r_i|}$$

où r_i est la coordonnée vectorielle d'un point quelconque de l'élément de surface S_i .

Nous supposons, en outre, que le potentiel est connu sur ces surfaces. On a donc les conditions aux limites :

$$V_j = \phi(r_j) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \sigma_i \int \frac{dS_i}{|r_j-r_i|}$$

avec $j = 1, 2, \dots, n$.

On obtient ainsi un système de n équations linéaires simultanées pour déterminer les n densités de charges σ_i . En remplaçant les valeurs trouvées, les σ_i dans la première formule ci-dessus, on peut calculer $\phi(r)$, en un point quelconque.

On peut synthétiser le calcul sous forme matricielle.

Appelons $[A]$ la matrice du système d'équations en σ_i .

Les éléments a_{jk} de cette matrice sont donnés par

$$a_{jk} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{a S_i}{|r_k - r_i|}$$

La solution de ce système est donnée par

$$[\sigma_i] = [A^{-1}] [V_i]$$

Soit, en outre, $[B]$ la matrice constituée par les éléments

$$b_{ki} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{a S_i}{|r_k - r_i|}$$

où les r_k représentent les coordonnées vectorielles des n points où on veut calculer le potentiel. Représentons les valeurs de ces potentiels par la matrice $[\phi]$. On a

$$[\phi] = [B] [A^{-1}] [V_i]$$

Remarquons que, pour une géométrie donnée et un choix fixe des points r_k où on calcule le potentiel, les matrices B et A^{-1} sont invariables : on obtient donc facilement les matrices $[\phi]$ correspondant aux différentes distributions des V_i , en changeant seulement $[V_i]$ dans la formule précédente.

On détermine le potentiel (matrice $[\phi]$) sur des séries de n points r_k situés dans la région probable des trajectoires électroniques. (A chaque série de points correspond évidemment une matrice $[B]$ différent).

On voit que la méthode permet de se servir d'une détermination incomplète, donc moins coûteuse sur ordinateur, de la distribution du potentiel.

Les calculs ont été effectués sur un ordinateur IBM 360/65 avec un programme codé en PL/I.

2) Calcul des trajectoires électroniques -

Pour la plupart des tubes précédemment décrits, le calcul des trajectoires peut se faire par des méthodes analytiques, comme on l'a vu au chapitre III. Néanmoins, plusieurs problèmes relèvent du traitement sur ordinateur : par exemple, le tube sans électrodes internes (III, 3, b) et le tube à champ retardateur (III 3, C) avec surface image plane.

En ce qui concerne le tube sans électrodes internes, nous nous sommes contenté de calculer les trajectoires dans l'approximation des Gauss : trajectoires voisines de l'axe de symétrie, faiblement inclinées sur cet axe.

Nous nous sommes servi de la méthode très simple de Gauss, trop bien connue pour que nous la décrivions ici. Rappelons que la seule connaissance de la distribution du potentiel le long de l'axe permet de déterminer les trajectoires dans l'hypothèse précisée ci-dessus.

Une simplification supplémentaire consiste à représenter la courbe de distribution le long de l'axe par une série de segments rectilignes. La trajectoire est, alors, constituée par une suite d'arcs paraboliques dont les tangentes subissent une réfraction lors du passage d'un segment à l'autre.

L'erreur diminue évidemment quand la distribution est répartie en un nombre plus grand de segments. La procédure est d'ailleurs facile à programmer.

Nous avons, ainsi, calculé les trajectoires d'électrons quittant la cathode à des distances inférieures à 2 millimètres de l'axe de symétrie avec des vitesses initiales faisant avec cet axe des angles inférieurs à 15° .

La distance image, mesurée au voisinage de l'axe, est déterminée, en calculant le point d'intersection de deux trajectoires Gaussienne partant d'un même point de la cathode.

Le rapport des distances à l'axe sur l'image et sur la cathode fournit en même temps le facteur M de grandissement linéaire.

En raison même des hypothèses de départ, la méthode ne permet pas de déterminer la forme de la surface image ni, a fortiori, de chercher une distribution permettant d'obtenir une surface image quasi plane. Des simulations sur un banc d'optique électronique décrit dans cette thèse ont permis de compléter les informations obtenues par calcul et d'optimiser les distributions.

Une méthode de calcul des trajectoires non -Gaussienne est d'ailleurs en cours de programmation.

Remarque :

La connaissance complète des propriétés électro-optiques du tube implique en fait la détermination du "m t f" (modulation transfer function).

Supposons qu'on forme sur la cathode une mire constituée par des lignes alternativement claires et obscures, présentant un contraste égal à 100 %.

Le contraste final est, sur l'écran, inférieur à 100 % et dépend de la densité de paires de lignes par millimètre. La valeur du contraste en fonction de cette densité définit le "m t f" du tube.

On peut définir séparément le "m t f" pour l'optique électronique seule (écran parfait) et pour l'écran seul (optique électronique parfaite).

On montre que le "m t f " pour l'ensemble est égal simplement au produit des "m t f " correspondants aux différentes fonctions du tube.

En principe, le "m t f " correspondant à l'optique est calculable. Par contre, celui de l'écran doit être déterminé expérimentalement.

Nous allons indiquer une procédure simple:

On utilise un tube à "focalisation de proximité" constitué par une cathode et un écran plans séparés par une distance de l'ordre du millimètre. Avec une telle géométrie, les trajectoires et, donc, le $(m t f)_O$ de l'optique électronique sont faciles à calculer (réf.n°9). La mesure du $(m t f)_G$ global permet alors de calculer le $(m t f)_E$ de l'écran à partir de la relation $(m t f)_G = (m t f)_O \times (m t f)_E$.

Inversement, une fois le $(m t f)$ d'un type bien défini d'écran ainsi déterminé, on peut l'utiliser à la détermination expérimentale du $(m t f)$ d'une optique électronique quelconque, dans les cas difficiles à traiter par le calcul.

La précision de la méthode dépend essentiellement de l'ordre de grandeur de $(m t f)_O$.

$(m t f)_E$ est, en pratique, toujours supérieur à $(m t f)_O$.

On a donc

$$(m t f)_G < (m t f)_O < (m t f)_E$$

Pour $(m t f)_O \ll (m t f)_E$, les valeurs de $(m t f)_G$ deviennent trop petites pour être mesurées avec précision dans le domaine des fortes densités de paires de lignes.

La résolution d'un tube à focalisation de proximité varie comme $\frac{1}{d}$, où d est la distance cathode - écran. Le $(m t f)_O$ prend des valeurs acceptables pour $d < 1$ mm et $V = 10^4$ Volts. Pour les tubes dont nous disposons, d était égal à 3 millimètres et le $(m t f)_O$ correspondant avait des valeurs trop médiocres pour l'emploi de la méthode.

Nous mettons au point des tubes avec $d = 0,8 \text{ mm}$ et $V = 10^4$ qui permettront des mesures plus précises. Il existe d'ailleurs des méthodes de mesure directe du "m t f" des écrans. Elles impliquent malheureusement l'utilisation de dispositifs compliqués et coûteux (réf. n° 10).

Avant de passer à la description du banc d'optique électronique, nous voudrions évoquer le problème suivant : étant donné une distribution du potentiel connue au voisinage de l'axe d'un système, déterminer la distribution correspondante aux frontières. C'est en somme le problème inverse du problème résolu par les méthodes classiques

Assez souvent, on a une idée assez précise de la distribution souhaitée sur l'axe. Il serait intéressant de pouvoir en déduire la distribution correspondante aux frontières, par exemple sur les parois cylindriques du tube sans électrodes.

Dans la plupart des cas, la réalisation de cette distribution serait possible par les techniques très souples décrites au début de cette thèse.

La part du tâtonnement dans le développement d'une optique pourrait être considérablement réduite.

Des recherches sont en cours dans la division "mathématiques appliquées" de notre Laboratoire.

3) Banc d'optique électronique -

Les méthodes de calcul évoquées ci-dessus s'appuient au départ sur des configurations de potentiel dégrossies par les calculs analytiques qui ont été exposés plus haut (III, 2,) et aussi par des simulations sur banc d'optique électronique.

C'est ce banc que nous allons maintenant décrire.

Nous nous sommes servi d'un bâti ultra vide UNI 5 - RIBER muni d'une pompe ionique getter, avec une vitesse de pompage de 200 L/s, associée à un puits de sublimation de titane. La vitesse de pompage totale est ainsi de l'ordre de 2000 L/s. Ce groupe est séparé de la chambre de travail par une vanne tiroir à grande conductance VT 150 - RIBER.

L'intérêt de ce système est de permettre de très fréquentes remises à l'air de la chambre, nécessitées par l'étude des nombreux paramètres qui influencent la qualité de l'optique électronique. La très grande vitesse de pompage, alliée au fait que la pompe elle-même est toujours maintenue sous vide, permet d'obtenir des pressions de l'ordre de 10^{-7} Torr, quelques minutes après la fermeture de la chambre. (Le pompage primaire est assuré par deux pompes à sorption refroidies à l'azote liquide et associées à une pompe sèche à membrane: cette dernière permet d'abaisser très rapidement la pression jusqu'à environ 50 Torr et d'éviter ainsi la saturation rapide des pompes à sorption).

La chambre elle-même est constituée par une collerette de 30 cm de diamètre, 30 cm de hauteur, équipée de 8 passages de 38 millimètres et de 4 passages de 50 millimètres.

La platine horizontale de fermeture à joint viton en L est, elle-même, munie d'un passage de 100 millimètres, supportant un manipulateur universel TUM 3 - RIBER et de quatre passages de 38 millimètres, équipés de traversées haute tension.

L'optique électronique étudiée est solidaire de cette platine de fermeture, mécaniquement et électriquement indépendante du bâti. Le positionnement de l'élément le plus critique (par exemple l'écran fluorescent dans le système décrit en (III, 3, c) est assuré par le manipulateur : on peut ainsi faire varier sa position suivant les trois axes et son orientation par rapport à l'un d'entre eux. Si une modification d'un autre élément est souhaitée, il suffit d'isoler le groupe de pompage à l'aide de la vanne et, après remise à l'air de la chambre, de retirer avec la platine de fermeture l'ensemble du système à l'étude. Pour la simulation des tubes intensificateurs d'images, il serait inutilement compliqué et extrêmement long de former des photocathodes tri-alcalines. De plus, toute remise à l'air entraînerait la destruction de la cathode.

Nous avons utilisé des cathodes en or, d'épaisseur comprise entre 150 et 200 Å, déposées sur des fenêtres de quartz, éclairées en UV. Avant évaporation de l'or, on dépose sur la face sphérique interne de la fenêtre, une "mire" d'aluminium permettant de caractériser la résolution et la distortion de l'image. Un des passages de 50 de la chambre est équipé d'un hublot saphir (transmission > 30 % pour $\lambda = 1500 \text{ \AA}$). L'éclairement de la cathode à travers ce hublot est assuré par une lampe U.V. à deutérium (Quarzlampen D 102 - F) équipée d'une fenêtre de Suprasil.

Un deuxième hublot, placé à 180° , permet l'observation de l'image obtenue sur l'écran, à travers un microscope binoculaire.

La haute tension nécessaire aux expériences est fournie par trois alimentations stabilisées FLUKE modèle 410 B. Tension max. 10 kV ; courant max. 10 mA.

Ainsi équipé, le bâti est, en outre, utilisé pour déterminer les tolérances acceptables dans le positionnement des électrodes dans les tubes fonctionnant avec une optique électronique classique.

Remarquons, d'ailleurs, que la chambre elle-même, équipée de ses passages et hublots, et fermée par une simple platine aveugle, constitue déjà un ensemble suffisant pour les contrôles de routine.

Pour finir, notons que ces études sur banc d'optique électronique ne permettent pas d'observer les phénomènes parasites (courant d'obscurité, claquages, etc...) qui peuvent perturber le fonctionnement des tubes munis de photocathodes tri-alcalines. En effet, ces parasites sont essentiellement dus à la présence d'atomes alcalins sur les parois du tube.

Une adaptation judicieuse de la technique transfert a permis d'éliminer, en grande partie, la présence d'alcalins dans les tubes.

V - DESCRIPTION D'UNE NOUVELLE METHODE "TRANSFERT" POUR LE SCHELLEMENT
 DES TUBES -

Les tubes décrits dans ce travail ont été construits suivant une méthode "transfert" classique: le scellement du tube, après élaboration de la cathode, est obtenu sous vide par écrasement d'un joint d'indium entre deux pièces (mâle et femelle) de métal covar, respectivement soudées à la fenêtre cathodique et au tube.

Cette méthode présente certains inconvénients : d'une part, la pression nécessaire pour l'écrasement du joint est très grande entraînant la mise en oeuvre d'un mécanisme lourd et compliqué - d'autre part, la moindre irrégularité de surface de la portée, ou même la présence de poussière entraîne au cours du scellement l'apparition de tensions qui peuvent provoquer la rupture du tube. Enfin, du point de vue de l'optique électronique, le positionnement de la cathode est imprécis (écrasement plus ou moins fort du joint, irrégularité de l'épaisseur, etc...)

Ajoutons que les pièces de métal covar alourdissent considérablement le tube.

Nous avons étudié une méthode beaucoup plus simple, basée sur le contact optique.

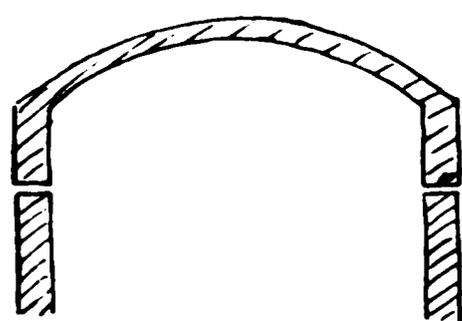
Les bords du tube en verre et la partie correspondante de la fenêtre cathodique sont polis optiquement. Lors du scellement, la fenêtre et le tube sont simplement mis en "contact optique" d'autant plus efficacement que l'opération est faite sous vide et à l'abri des poussières. Suivant la qualité du polissage, la distance moyenne entre les surfaces en contact varie entre une trentaine et trois cents Å.

Le scellement est complété en évaporant du chrome sur la zone de contact (voir fig. XVII). Une variante consiste à évaporer un film d'indium sur les surfaces polies avant scellement. Le film peut même être chauffé sélectivement par induction.

ENCEINTE VIDE

FENETRE CATHODIQUE

MECANISM DE
TRANSFERT NON
DESSINE



SURFACES OPTIQUEMENT
POLIES

EVAPORATION CHROME
OU INDIUM

SUPPORT TOURNANT .

FIGURE XVII

SCELLEMENT DE TUBE SOUS VIDE PAR CONTACT
OPTIQUE ET DEPOT DE CHROME OU D'INDIUM .
(POUR L'INDIUM , LA COUCHE EST DEPOSEE SUR LES
SURFACES POLIES AVANT LA MISE SOUS ENCEINTE)

Les essais ont été faits en étudiant l'évolution de la sensibilité de la photocathode. Seules, des observations de longue durée pourraient permettre de juger la valeur du procédé.

D'autres essais, basés sur la mesure "passive" de la pression dans le tube, ont permis d'obtenir des informations plus précises sur la qualité du scellement.

On a utilisé la "jauge à lévitation diamagnétique" que nous avons, nous-même, développée il y a quelques années aux "Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée". C'est le seul appareil "passif" (c'est-à-dire ne modifiant pas la pression mesurée) suffisamment sensible pour ce type de contrôle (réf. n° II)

Le contrôle des scelllements par contact optique et évaporation de chrome a été fait sur des cellules munies simplement du tube de jauge (cylindre de 9 millimètres de diamètre et 50 millimètres de long) et d'un getter.

Le scellement se fait sur la partie cylindrique du tube : la déformation des surfaces, due à la pression atmosphérique après remise à l'air du bâti transfert, y est en effet minimum.

Les pressions ont été mesurées un mois après scellement. Elles sont toujours inférieures à 10^{-7} Torr, pression limite mesurable avec la jauge dite "moléculaire".

Les résultats sont donc encourageants mais, ici encore, des essais de durée beaucoup plus longue sont nécessaires. En effet, même en présence d'une fuite, le getter pourrait maintenir une pression de cet ordre pendant un temps plus ou moins long, dépendant de la fuite. Nous allons dire maintenant quelques mots de la jauge elle-même.

Rappelons brièvement le principe de base (fig. XVIII) :

Un tube de verre, solidaire de l'enceinte dont on veut mesurer la pression, contient un petit disque de graphite polycristallin (1,5 millimètre de diamètre, 40μ d'épaisseur). Le tube est introduit dans l'entrefer d'un électro-aimant de construction spéciale (La pièce polaire supérieure est percée d'une ouverture cylindrique de 9 millimètres de diamètre).

TUBE SCELLE DONT ON MESURE LA PRESSION

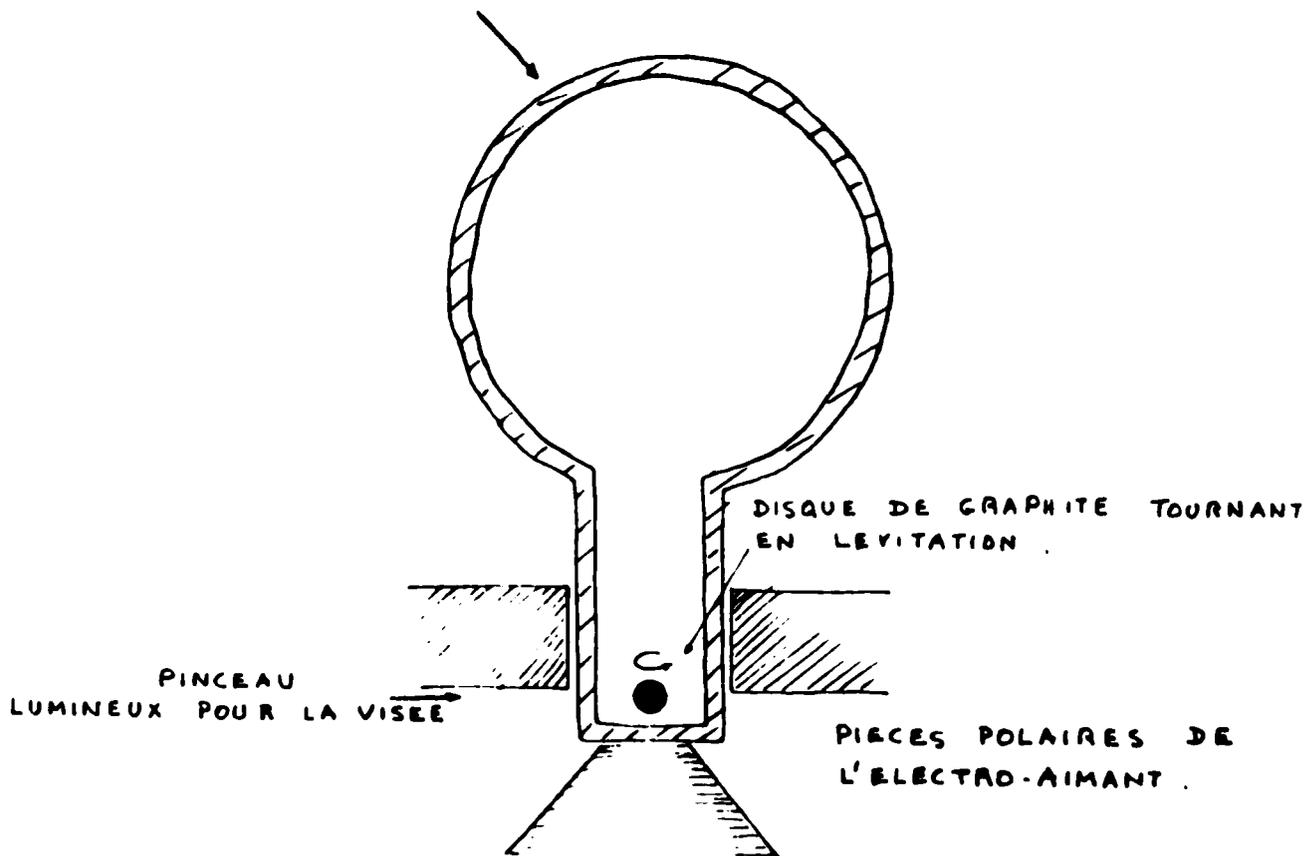


FIGURE XVIII

JAUGE A LEVITATION DIAMAGNETIQUE , DU TYPE MOLECULAIRE . LE SHUNT MAGNETIQUE TOURNANT POUR LE LANCEMENT N'EST PAS REPRESENTE .

Le disque se met en lévitation diamagnétique verticalement dans le champ divergent de l'entrefer ($B_{\max.} \approx 1 \text{ W/m}^2$). Un "shunt magnétique" tournant met le disque en rotation autour de son diamètre vertical. Après lancement, l'action du shunt s'évanouit progressivement grâce à un mécanisme simple et le disque tourne librement autour de son axe non matérialisé. On réalise, en somme, un rotor parfait sans palier, à très faible moment d'inertie.

Le couple d'amortissement, dû aux chocs moléculaires, peut être calculé rigoureusement en fonction de la pression et de la masse moyenne des molécules : contrairement aux jauges dites à viscosité, la vitesse d'un élément de surface quelconque du disque est perpendiculaire à celui-ci et le couple d'amortissement est essentiellement dû aux différences de flux moléculaires engendrés par le mouvement sur les deux faces. Les hypothèses extrêmes sur les "coefficients d'accommodation" n'introduisent qu'une variation d'environ 6 % dans le calcul quasi purement cinétique du couple d'amortissement.

La mesure de la vitesse de rotation à différents intervalles de temps permet un calcul rigoureux de l'amortissement et donc de la pression. Le tube de jauge ne contient que le disque de graphite et une protection électrostatique (couche conductrice transparente de SnO_2). La jauge ne perturbe donc, en aucune façon, la pression. C'est, à notre connaissance, la seule méthode "passive" rigoureuse de mesure dans la gamme des 10^{-7} Torr (cette limite est due aux amortissements parasites par défaut de symétrie du champ magnétique).

Un autre type de jauge à lévitation diamagnétique met en jeu les forces "thermomoléculaires" et permet des mesures précises jusque dans la gamme des 10^{-10} Torr. Nous ne l'avons pas encore utilisée pour les études décrites dans cette thèse. On trouvera dans la référence indiquée la description et la théorie complète de ces appareils qui apportent une solution à un problème difficile : la mesure "passive" de la pression dans un tube scellé. Sa valeur en métrologie du vide a, en outre, été établie par d'autres travaux (réf. n° 12).

APPENDICE

Le tube \bar{a} champ retardateur décrit pages 40... peut être aussi réalisé d'une façon très simple, sans utiliser la méthode des distributions ohmiques continues.

Le dispositif, représenté fig. XII bis, ne comporte que des électrodes internes métalliques planes.

Une anode plane (a), dotée d'un orifice circulaire de rayon R_a , est placée entre la cathode sphérique et l'écran; le centre o de l'orifice anodique coïncide avec le centre de courbure de la cathode. La différence de potentiel anode-écran est ajustée de telle manière que la surface équipotentielle anodique épouse dans l'orifice la forme d'une calotte hémisphérique de rayon R_a et de centre o - On obtient ainsi une anode 'virtuelle' sphérique et la distribution du potentiel entre l'espace utile cathode-anode est très proche d'une distribution sphérique - On est d'ailleurs amené, pour améliorer l'approximation, à ajouter une électrode (1) en couronne, fixée au potentiel de cathode. La valeur du facteur de magnification linéaire M est déterminée par le choix du rayon R_a .

Le tube est très robuste et d'une construction extrêmement simple. Par contre, la qualité de l'image sur l'écran est un peu moins uniforme que celle obtenue avec le dispositif \bar{a} cône. (Effets de bord).

V I - C O N C L U S I O N S -

Les travaux exposés dans cette thèse montrent qu'il est possible de réaliser des optiques électroniques continues avec des technologies simples.

Les avantages principaux sont : d'une part, la précision dans la réalisation de la distribution de potentiel souhaitée et, d'autre part, un choix beaucoup plus grand de distributions réalisables.

Le dernier tube décrit donne un bon exemple du parti qu'on peut tirer de cette technique : la position du cross-over doit, dans ce cas, être strictement définie d'où la nécessité d'obtenir avec précision la distribution sphérique du potentiel entre la cathode et l'anode; de plus, derrière l'anode, la distribution doit être linéaire. Nous avons vu qu'une telle combinaison peut être réalisée avec une optique électronique continue, d'une façon à la fois simple et rigoureuse, alors que cette même distribution est pratiquement difficile à obtenir avec une optique électronique classique (anode matérialisée).

Rappelons que la combinaison distribution sphérique, distribution linéaire, a l'avantage de fournir une image sans distorsions, sans astigmatisme, à très faibles aberrations chromatiques et de sphéricité et présentant une grande profondeur de focalisation.

La résolution est comparable ou supérieure à celle obtenue dans les tubes intensificateurs d'images conventionnels, surtout si l'on tient compte du fait que cette résolution a, ici, pratiquement la même valeur sur toute l'étendue de l'image.

D'autres avantages pratiques découlent de cette technique. Les tubes, sans électrodes métalliques, sont nettement plus légers. Au surplus, nous avons vu que la distance cathode - écran, et donc l'encombrement, pouvait être très petite pour le dernier tube décrit.

Les tubes intensificateurs d'images ne constituent qu'une application parmi beaucoup d'autres.

La même technique peut être utilement appliquée par exemple dans tous les cas où les dimensions transversales d'un système d'optique électronique sont petites par rapport à la longueur suivant l'axe. Les distortions aux bords du système peuvent alors être très importantes. Considérons, par exemple, la distribution du potentiel entre deux électrodes planes circulaires de diamètre d , séparées par une distance l . Pour $l \simeq d$, la distribution s'écarte déjà notablement d'une distribution linéaire. En connectant les électrodes par un cylindre de verre revêtu d'une couche de S_nO_2 , gravée et connectée suivant le procédé décrit, il est possible de réaliser parfaitement la distribution linéaire ou d'ailleurs tout autre jugée désirable.

Un autre exemple simple est fourni par l'analyseur Auger cylindrique : la distribution cylindrique du potentiel n'est que grossièrement ^{approchée} aux bords du système, dans une région d'ailleurs voisine de celle où les électrons sont injectés dans l'analyseur. Ici encore, la connection des cylindres par un disque ou un cône de verre revêtu d'une couche conductrice, gravée et connectée de façon à donner sous tension une distribution ohmique cylindrique, fournit une solution précise.

Dans beaucoup de systèmes, les électrons transitent au voisinage immédiat de l'axe de symétrie. Pour obtenir la distribution voulue le long de cet axe, les électrodes doivent néanmoins avoir des dimensions transversales grandes, augmentant inutilement l'encombrement. En outre, comme nous l'avons déjà remarqué, les conditions de compatibilité pour la géométrie des électrodes limitent beaucoup le choix des distributions possibles.

Ici encore, un tube de verre étroit, couvert d'une couche semi-conductrice à résistance profilée, fournit une solution précise, d'encombrement minimum.

Il est évident que le champ d'application des optiques électroniques continues par distribution ohmique dépend largement des progrès réalisés dans le domaine des couches semi-conductrices à haute résistivité. Nous avons vu que l'homogénéité des couches d'oxyde d'étain laissait beaucoup à désirer. Il est certain que l'obtention de couches vraiment homogènes faciliterait considérablement la technologie.

Nous avons, de plus, signalé l'intérêt des verres semi-conducteurs, très homogènes et dont la résistance peut être géométriquement profilée. Ici encore, les applications dépendent des progrès de la technologie.

Enfin, il n'est pas exclu d'utiliser des verres ayant une résistance mécanique suffisante pour servir d'enveloppe externe au tube, tout en ayant une conductivité relativement élevée. Il serait alors possible d'obtenir les distributions de potentiel désirées par des électrodes externes (peintures conductrices appliquées sur la surface externe du tube, par exemple). La technologie des tubes serait radicalement simplifiée.

B I B L I O G R A P H I E

Ouvrages généraux sur l'optique électronique

- P. GRIVET "Electron optics" Pergamon press 1965
 B. PASZKOWSKI "Electron optics" London Iliffe Books 1968
 A. SEPTIER "Focusing of charged particles" Academic press 1967

Documentation générale sur les tubes intensificateurs ou convertisseurs d'images

- L. BIBERMAN and S. NUDELMAN "Photoelectronic imaging devices" Plenum press 1971

"Fourth and Fifth symposium on photoélectronique image devices"

Advances in electronics and electron physics - Academic press. Vol.33 A-33 B 1972, Vol. 28 A - 28 B 1968

- B. DRIARD et F. SIRIOU "Tubes intensificateurs d'images faiblement lumineuses ou rapidement évolutives". L'onde électrique. t. XLVI

REFERENCES :

- 1) R. EVRARD "Image intensifier tubes with new very simple electron optics" Sixth symposium on photoelectronic image devices-1974. A paraître dans Advances in electronics and electron physics. Academic press.
- 2) H.J. TRAP "La conductibilité électronique dans les verres d'oxydes" Acta electronica - Vol. 14 - n° 1, 1971
- 3) P.L. BAYNTON, H. RAWSON and J.E. STANWORTH - "Semi conducting properties of some Vanadate glasses" - Journal of the electrochemical society.
- 4) R.G. LIVESEY, E. LYFORD and H. MOORE "A technique for the production of transparent, electrically conducting tin oxide films on glass substrates" - Journal of scientific instruments (Journal of physics E) 1968, Série 2. Vol. I.

- 5) R. GOMER "Préparation and some properties of conducting transparent glass" Review of scientific instruments - Vol. 24 - 1953.
- 6) P. SCHAGEN, H. BRUINING and J.C. FRANCKEN "A simple electrostatic electron optical system with only one voltage" - Philips res. rep. 7, 119 - 130 - 1952.
- 7) A.B. BIRTLES "An efficient technique for electrostatic field computation in some axially symmetric electron optics system". Int. J. electronics 1972 - Vol. 33 - n° 6.
- 8) A.G. DU TOIT "A method for efficient numeric computation of axially symmetric electrostatic fields in image tubes" - Sixth symposium on photoelectronic image devices". A paraître dans Advances in electronics and electron physics. Academic press.
- 9) M.J. NEEDHAM and R.F. THUMWOOD - "A proximity focused image tube" - Fourth symposium on photoelectronic image devices - Advances in electronics and electron physics - 28 A - 1969 - Academic press.
- 10) K. FRANZ, G. KOCHMANN and R. LAHMANN "Modulation transfer function and background of various image intensifier output screens" Fifth symposium on photoelectronic image devices Advances in electronics and electron physics - 33 A - 1972 - Academic press.
- 11) R. EVRARD - G.A. BOUTRY - "An absolute micromanometer using diamagnetic lévitation" Sept. 1969 - Journal of vacuum science and technology - Vol. 6 - n° 2 - p. 279 - 288.
- 12) J.C. GOURJAULT - "Contribution à la métrologie des basses pressions" Thèse de Doctorat présentée à la Faculté des Sciences de Rouen - Mai 1971.